Цена книги
в 6 выпусках
Р. 5— вып.

А. А. ЭЙХЕНВАЛЬД

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

★

ИЗДАНИЕ ШЕСТОЕ (ТРЕТЬЕ ГИЗА)

ВНОВЬ ПЕРЕРАБОТАННОЕ
И ДОПОЛНЕННОЕ

Инв. NN

МОСКВА ★ ЛЕНИНГРАД
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ★ 1931

О Т П Е Ч А Т А Н О
в 1-й Образцовой типографии
Гиза. Москва, Валовая, 28.
Главлит А-77994. Н. 21. Гиз 42921.
Заказ 2346. Тираж 20 000 экз.

Ж
12980

34-6943

ПРЕДИСЛОВИЕ К ШЕСТОМУ ИЗДАНИЮ.

Общий характер изложения и в этом издании остался тот же, что и прежде, однако большинство параграфов мною перередактировано вновь и большое число параграфов, а также и рисунков, пришлось прибавить. Это вполне естественно: развитие наук в особенности в последнее время идет чрезвычайно быстро, а учение об электричестве занимает среди них одно из первых мест.

Как и в прежних изданиях, вся книга разделена мною на три части, только порядок их теперь иной.

Часть первая — самая важная — содержит в себе основы учения об электромагнитном поле: главнейшие опытные данные, методы измерений и теорию. Эта часть занимает около половины всей книги. Знание основных законов электромагнетизма необходимо в настоящее время не только физику, но и каждому естественнику и технику, независимо от их специальности. Имея в виду некоторые дальнейшие применения теории электромагнитного поля, я счел нужным увеличить число примеров по расчету поля, оставаясь однако в рамках элементарной математики. Тем лицам, которые предполагают изучать электромагнитную теорию и дальше с применением высшего анализа (физикам, электротехникам), приведенные здесь упрощенные расчеты, именно благодаря их элементарному характеру, могут оказать существенную услугу в понимании явлений. Что же касается лиц других специальностей, то они могут, в особенности при первом чтении, пропускать более сложные расчеты, ограничиваясь изучением опытных данных и их толкований и усвоением тех новых понятий, которые внесены в науку учением об электричестве. Если читатель-неспециалист овладеет содержанием книги, хотя бы в такой мере, как мы сейчас указали (т. е. с пропусками), то ему уже нетрудно будет впоследствии, когда понадобится, найти пропущенные им подробности. Что именно можно пропустить при первом чтении, это лучше всего может указать руководитель занятиями, потому что для различных специальностей и пропуски будут различны. Я с своей стороны скажу только, что последняя глава V предназначена главным образом для физиков. Здесь электромагнитная теория, хотя и в элементарной форме, доведена мною до тех границ, за которыми непосредственно следует теория относительности. Сама теория относительности Эйнштейна как по своему методу, так и по общему своему характеру, находится вне рамок этой книги.

Во *второй части* изложено учение об электролизе, о газовых разрядах, о радиоактивности и, как обобщение всех этих явлений, учение об электроне. Прежде чем излагать явления электролиза, я счел необходимым напомнить читателю главнейшие законы физической химии и дать понятие о кинетической теории газов. Вся эта часть книги изложена

мною по возможности кратко, так как содержание ее затрагивает уже область электрохимии.

Третья часть заключает в себе учение о переменных токах с их главнейшими техническими применениями, с которыми теперь приходится иметь дело лицам всех специальностей. Затем идет учение об электрических колебаниях и волнах с их применениями к радиотехнике. Замечу однако, что технические применения изложены мною кратко и служат скорее примерами применений общих законов электромагнетизма. Последняя глава XII представляет собою переход от электричества к оптике; в ней изложены экспериментальные и теоретические основы электромагнитной теории света Максвелла, которая представляет собою одно из важнейших завоеваний физики. При изложении законов лучеиспускания атомов пришлось затронуть и теорию квантов, но излагать современную волновую теорию квантов я не счел возможным; несмотря на простоту и ясность формальной стороны волновой теории, толкование ее еще не установилось.

При том многообразном материале, который заключается в этой книге, я счел важным облегчить читателю возможность справок. С этою целью оглавление книги мною составлено подробнее, алфавитный указатель в конце книги содержит кроме номеров страниц также номера параграфов. Мне кажется, что в таком виде оглавление вместе с алфавитным указателем дадут возможность легко найти желаемое.

А. Эйхенвальд.

Сентябрь 1930 г.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ОСНОВНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

ЭЛЕКТРОСТАТИКА

1. ОСНОВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

1. Электризация трением. — Возьмем палочку сургуча, потрем ее о шерстяную материю и приблизим к какому-нибудь легкому телу, например к кусочкам папиросной бумаги, к перышкам или соломинкам: тотчас же все эти тела притянутся сургучом (рис. 1).

Притянутые кусочки остаются некоторое время прилипшими к сургучу, но затем отпадают; а иногда они даже отскакивают, оттолкнутые сургучом.

Этот опыт может каждый легко произвести сам. Но несмотря на кажущуюся незначительность наблюдаемых при этом явлений, опыт этот имеет основное значение для всего учения об электричестве, и мы к нему неоднократно будем возвращаться.

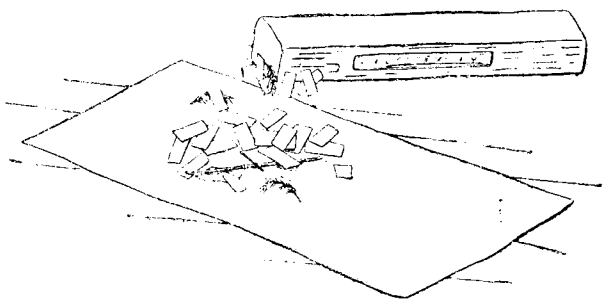


Рис. 1. Сургуч притягивает бумажки.

Мы выбрали для опыта сургуч и бумажки только потому, что эти предметы часто под рукою; однако те же явления можно наблюдать, если вместо сургуча взять стекло, янтарь, или если вместо шерсти употреблять для трения шелк, бумагу, кожу и т. п. Вообще этот опыт можно произвести более или менее удачно со всякими двумя телами, и все они после трения друг о друга обнаружат свойство притягивать к себе легкие тела, — свойство, которого у них до этого не замечалось.

Наблюдаемые в подобных опытах силы как по способу их возбуждения, так и по некоторым другим своим свойствам отличаются от всех других сил природы, например от магнитных сил и от сил всемирного тяготения, а потому Джильберт (Gilbert, 1600 г.), впервые выяснивший это отличие, предложил для них особое название; Джильберт назвал эти силы *электрическими*, от греческого слова ἤλεκτρον (электрон), что значит янтарь; в янтаре эти силы были замечены гораздо ранее, чем в других телах.

Сообразно с этим установилась следующая терминология. Тела, в которых обнаруживаются *электрические* силы, называются *наэлектризованными* телами; мы будем также часто употреблять термин — тела, *заряженные электричеством*, приписывая таким образом наблюдаемые нами притягательные силы не столько самим телам, сколько особому деятелю — *электричеству* или *электрическому заряду*, возникающему в этих телах при трении.

Впоследствии мы увидим, что электричество получается не только посредством трения; его можно получить и посредством теплоты, света, магнетизма и наконец химическим путем. Однако все эти способы возбуждения электричества мы пока оставим в стороне, ибо наша ближайшая задача будет состоять в том, чтобы изучить по возможности всесторонне электрические силы, а для этого наиболее удобно получать электричество посредством трения.

2. Взаимная электризация. — Прежде всего заметим, что когда какое-нибудь тело A трется о тело B, то в то же самое время и тело B трется об A. Поэтому, если сургуч при трении о шерсть электризуется, то естественно спросить себя, не приходит ли шерсть при этом тоже в электрическое состояние. И действительно опыт вполне подтверждает это предположение: при трении сургуча о шерсть и сургуч и шерсть приобретают свойство притягивать к себе легкие тела.

Вообще опыты показали, что всякие два тела при трении друг о друга электризуются.

3. Передача электрического заряда. — Электрическое состояние может передаваться от одного тела к другому простым прикосновением.

Для того чтобы показать это, повесим какое-нибудь легкое тело, например соломинку или папиросную бумажку, на некрученой шелковинке. Если прикоснуться к этой соломинке натертым о шерсть сургучом, то она сама наэлектризуется, и если приблизить к ней обрывок папиросной бумажки, то она притянет к себе эту бумажку.

Это показывает, что электричество, возникшее на сургуче от трения, может быть передано простым прикосновением соломинке; точно так же электричество можно передать бумажке и вообще любому другому телу.

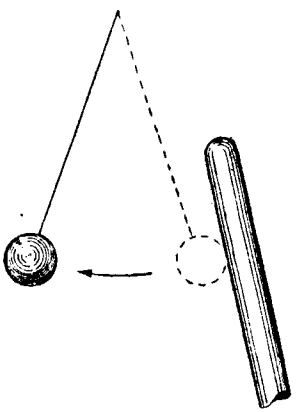


Рис. 2. Электрическое отталкивание.

4. Электрическое отталкивание. — Производя опыт передачи заряда и внимательно наблюдая происходящие при этом явления, мы заметим следующее. Когда мы приближаем наэлектризованный сургуч к ненаэлектризованной бумажке и пока еще сургуч к ней не прикоснулся, бумажка притягивается сургучом, но как только произошло между ними соприкосновение, они тотчас же стали отталкиваться друг от друга (рис. 2). Точно так же при опыте с двумя бумажками: пока одна из них наэлектризована, а другая нет, мы наблюдаем взаимное притяжение обеих бумажек, но как только обе бумажки соприкоснутся, т. е. как только обе они зарядятся электричеством, мы наблюдаем между ними отталкивание.

На основании этих опытов можно было бы заключить, что между двумя телами наблюдается электрическое притяжение тогда, когда только одно из них заряжено; отталкивание же тогда, когда оба тела заряжены электричеством. Однако такое заключение, как увидим ниже, не подтверждается дальнейшими опытами.

Как бы то ни было, но замеченными нами отталкивательными силами удобно воспользоваться для устройства прибора — указателя электри-

чества, которым мы в дальнейшем постоянно будем пользоваться и который носит название *электроскопа*.

5. Электроскоп. — Самый простой электроскоп состоит из подвешенных на крючке двух соломинок или бумажек (две папиросных гильзы) (рис. 3a). Когда соломинки или бумажки заряжены, они отталкиваются друг от друга и образуют друг с другом некоторый угол; по величине этого угла мы можем судить о том, насколько сильно бумажки зарядились.

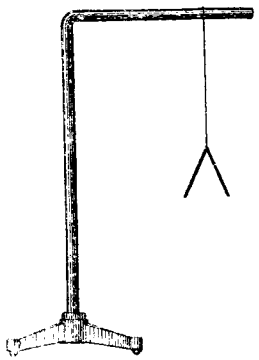


Рис. 3a. На стеклянном крючке при помощи шелковинки подвешены две гильзы.

Впрочем электроскоп такого устройства обладает многими недостатками, которые будут выясняться нам лишь при дальнейшем изучении свойств электричества.

Обыкновенно электроскопу придают следующее устройство.

К медной проволоке *D* (рис. 3b), снабженной вверху медным шариком *C*, приделывают два тонких листочка из алюминия *EE* и при помощи эбонитовой пробки *B* помещают эти листочки внутри металлической коробки *A* со стеклянными окошками, сквозь которые можно наблюдать положение листочков. Алюминиевые листочки в этом приборе служат тем же, чем в наших прежних опытах служили две соломинки или две папиросных гильзы. Если шарику *C* сообщить электрический заряд путем прикосновения к нему наэлектризованным телом, то алюминиевые листочки наэлектризуются и, оттолкнувшись друг от друга, образуют между собою некоторый угол, который и наблюдают в окошечко.

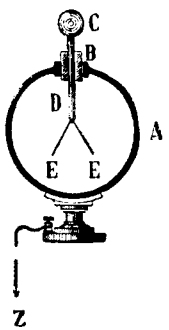


Рис. 3b. Электроскоп с алюминиевыми листочками.

Этим прибором легко обнаружить электричество, появляющееся на любых двух телах при трении их друг о друга.

6. Проводники и изоляторы. — Пользуясь двумя электроскопами, можно очень наглядно показать явление передачи заряда. Зарядим для этого один из электроскопов электричеством, прикоснувшись к нему каким-нибудь наэлектризованным телом, например сургучом, потертым о шерсть. Если теперь привести шарики обоих электроскопов в соприкосновение, то мы увидим, что листочки незаряженного электроскопа немного разойдутся; следовательно он после соприкосновения с первым электроскопом приобрел некоторый заряд; в то же время угол расхождения листочков первого электроскопа уменьшился, т. е. электричества на нем стало меньше, вообще все явление происходит так, как будто электричество при соприкосновении двух электроскопов частью перешло от одного из них к другому.

Для того чтобы наблюдать такой переход электричества от одного электроскопа к другому, нет необходимости приводить их шарики в *непосредственное* соприкосновение; достаточно соединить эти шарики

между собою посредством какого-либо третьего тела; только не все физические тела оказываются пригодными для этого в одинаковой степени.

Пусть E_1 и E_2 (рис. 4, 5) — два электроскопа, шарики которых соединены между собою каким-нибудь стержнем AB. Если этот стержень металлический, и мы зарядим электроскоп E_1, то, как бы ни был длинен стержень, листочки обоих электроскопов разойдутся одновременно. Это показывает, что металлы способны *быстро* передавать, или *проводить* электричество; их поэтому называют *хорошими проводниками* электричества (рис. 4).

Если промежуточным телом AB между электроскопами будет служить деревянная палочка, то, зарядив электроскоп E_1, мы должны будем подождать некоторое время, пока листочки E_2 тоже начнут расходиться. Деревянная палочка следовательно — *плохой проводник* электричества. Одновременно с расхождением листочков электроскопа E_2 листочки в E_1

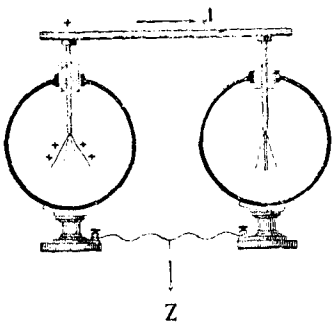


Рис. 4. Два электроскопа соединены проводником.

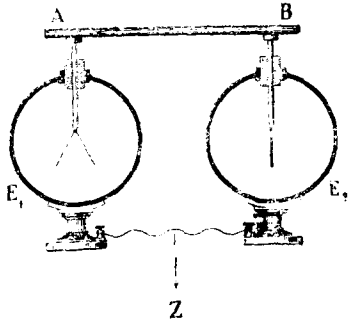


Рис. 5. Два электроскопа соединены изолятором.

будут сходиться, так что очевидно электрический заряд понемногу переходит по деревянной палочке из E_1 в E_2.

Наконец, если стержень AB будет стеклянный (рис. 5), эбонитовый или сургучный, то электроскоп E_2 не зарядится вовсе, а весь заряд останется на электроскопе E_1. Таким образом сургуч и эбонит, как оказывается, совсем неспособны проводить электричество: электроскоп E_1 остается несоединенным с E_2, или, как говорят, *изолированным* от E_2. Такие тела, как стекло, сургуч, эбонит, называют *непроводниками электричества*, или *изоляторами*, или *диэлектриками*.

Основываясь на подобных опытах, мы можем установить три класса тел: *проводники*, *полупроводники* и *изоляторы*. Наиболее часто нам будут встречаться следующие тела.

Проводники: металлы, в том числе и ртуть, растворы солей и кислот, человеческое тело, земля, раскаленные газы (пламя), сильно разреженные газы и т. д.

Полупроводники: спирт, эфир, дерево, бумага, солома, шифер, мрамор и т. д.

Изоляторы: стекло, парафин, смолы, каучук, сера, шелк, большинство кристаллов, фарфор, масла, все пары и газы в обыкновенном состоянии, безвоздушное пространство и т. д.

Само собою разумеется, что такое деление тел на три класса вполне произвольное и имеет значение только общей ориентировки. В природе же эти классы не разграничены, и все тела более или менее проводят электричество.

Кроме того необходимо еще добавить, что степень проводимости тела зависит от многих побочных причин. Так например совершенно чистая вода представляет собою дурной проводник электричества, но уже малейшие примеси делают ее хорошим проводником. Вода, оседающая на аппаратах из влажного воздуха, увлекает с собою и вещества, бывшие в воздухе, а потому уже не представляет собою чистой воды. Большею частью это — раствор различных солей и хорошо проводит электричество.

Пары и газы, как сказано, суть хорошие изоляторы. Так например наши два электроскопа (рис. 5) без соединяющего их стержня соприкасаются с окружающим их воздухом, и тем не менее они в электрическом отношении оказываются хорошо изолированными друг от друга. Однако в разреженном, а также и в раскаленном состоянии газы тоже проводят электричество.

Стекло плохо проводит электричество, но если в комнате воздух влажный, то на поверхность стекла оседает тонкая водяная пленка, служащая проводником, и изолирующие свойства стекла тогда пропадают. При нагревании стекла пленка исчезает, и поверхность стекла вновь делается изолятором. Однако если нагреть стекло слишком сильно, до того, что оно станет мягким, то уже само стекло, а не только его поверхность, делается хорошим проводником.

Английское стекло (флинтглас) менее гигроскопично, чем обыкновенное, и потому его поверхность не так легко покрывается водяной пленкой, и оно лучше изолирует. В большинстве электрических приборов употребляют обыкновенное стекло, покрытое на поверхности шеллаком, который не так гигроскопичен.

Эбонит (твердый каучук) очень хорошо изолирует и благодаря своей прочности часто употребляется в различных аппаратах. Но со временем, в особенности под действием света, эбонит химически разлагается и покрывается проводящей пленкой, которую приходится счищать наждачной бумагой. Наилучшим твердым изолятором нужно считать янтарь.

7. Соединение с землею. — Когда два проводника соприкасаются друг с другом, электричество распределяется как на том, так и на другом проводнике. Земля представляет собою проводник огромной величины, и опыт показывает, что если какой-нибудь заряженный проводник соединить с землею, то почти все электричество уходит в землю, так что на долю нашего проводника приходится такое ничтожное количество электричества, что мы не в состоянии даже обнаружить его нашими приборами. В этом легко убедиться на любом электроскопе. Зарядим электроскоп и затем прикоснемся к его шарику пальцем. Так как человеческое тело — проводник электричества, и мы стоим на полу, соединенном с землею, то все электричество с электроскопа тотчас же утечет в землю, и листочки его сойдутся. То же самое произойдет, если прикоснуться к электроскопу металлической палочкой, находящейся в руке.

Мы видим из этого, что всякий проводник, который мы желаем зарядить заметным образом электричеством, должен быть прежде всего

изолирован от земли. Наоборот, всякое соединение проводника с землею разряжает его.

Вот почему, заряжая соломинку, мы должны были повесить ее на шелковинке и на стеклянном крючке (рис. 3а), потому что шелк и стекло суть изоляторы.

Наружная оболочка электроскопа обыкновенно соединяется проводником с землею (на рис. 3b — Z), для того чтобы она была свободна от зарядов и не влияла на показания прибора. Наоборот, стержень D (рис. 3b) и листочки E изолированы от оболочки A, а следовательно и от земли Z эбонитовою пробкою B. Таким образом системе CDE можно сообщить заряд, отчего листочки разойдутся. Но если на пробке B осядут из воздуха пары воды настолько, что пробка покроется тонкою водяною пленкою, то CDE окажется соединенным с AZ, и на электроскопе заряд держаться не будет: листочки будут более или менее быстро опускаться.

8. Электризация проводников посредством трения. — В прежнее время полагали, что не все тела могут быть приведены в электрическое состояние путем трения и что между прочим металлы представляют такое исключение. Но это было заблуждение, которое происходило оттого, что все металлы — проводники, и поэтому в опытах с металлами необходимо принимать меры для их изоляции.

Возьмем в руку металлическую палочку и будем натирать ее шелковою материею; на палочке не окажется и следа электричества, тогда как материя окажется наэлектризованною. Но если к металлической палочке приделать стеклянную ручку и повторить опыт, держа палочку за ручку, то опыт окажется удачным.

Ясно, что в первом случае все возникшее на металлической палочке электричество тотчас же передавалось нашей руке и нашему телу, которые хорошо проводят электричество, и затем утекало в землю, тогда как во втором случае стеклянная палочка мешала утеканию заряда.

Открытие этого важного различия между телами было сделано Грэем (Gray, 1729 г.), и им же был впервые наэлектризован проводник.

Различие между изоляторами и проводниками проявляется еще в следующем явлении. Когда мы прикасаемся натертым сургучом к шарику электроскопа, то листочки сперва расходятся лишь на небольшой угол; это потому, что при этом на электроскоп переходит только то электричество, которое находилось в непосредственной близости от точки соприкосновения сургуча с шариком электроскопа. Если мы затем прикоснемся к шарику еще другим местом сургуча, то можем получить и более сильное расхождение листочков. Поэтому при заряде электроскопа сургучом или другим каким-либо изолятором полезно передвигать наэлектризованный изолятор так, чтобы различные его точки приходили в соприкосновение с шариком электроскопа. Когда же мы желаем передать электроскопу заряд наэлектризованной металлической палочки, то этот способ бесполезен: при соприкосновении металлической палочки с шариком электроскопа, даже в одной точке, все электричество тотчас же распределяется по обоим проводникам, и соприкосновение в других точках не дает ничего нового.

9. Два рода электричества. — Возьмем стеклянную палочку и эбонитовую пластинку и, потерев их друг о друга, приведем их в электрическое состояние.

Прикоснувшись стеклянной палочкой к электроскопу, мы увидим, что листочки его разошлись; прикоснемся к электроскопу каким-нибудь другим местом той же стеклянной палочки — теперь листочки разошлись еще сильнее. Если же дотронуться до шарика электроскопа пальцем, то листочки его быстро сходятся: все электричество, как говорят, утекло в землю.

То же самое получится, если проделать все эти опыты, пользуясь эбонитовой пластинкой вместо стеклянной палочки.

Отсюда мы заключаем, что электричество на проводнике, в данном случае на электроскопе, способно увеличиваться и уменьшаться; следовательно можно говорить о *количестве электричества*.

Кроме того заметим, что как в опыте со стеклянной палочкой, так и в опыте с эбонитовой пластинкой электричества, получившиеся при трении на разных местах одного и того же тела, складывались друг с другом.

Но совершенно другое произойдет, если мы, зарядивши электроскоп одним из натираемых тел, например стеклом, прикоснемся к нему другим, например эбонитом; тогда мы увидим, что угол расхождения листочков уменьшится. Продолжая прикасаться к электроскопу различными точками наэлектризованного эбонита, мы можем довести листочки до соприкосновения, т. е. уничтожить весь заряд электроскопа, полученный им от стекла.

Куда же девалось электричество, полученное электроскопом от стекла?

Так как стекло и эбонит — *оба хорошие изоляторы*, и электричество не могло уйти по ним в землю, то мы должны принять, что заряды, получаемые на стекле и эбоните при их трении друг о друга, взаимно уничтожились на электроскопе.

Два количества, которые способны взаимно уничтожать друг друга, непременно должны быть *разных знаков*. Следовательно мы должны электричеству стекла и эбонита тоже приписать знаки, и притом разные.

Какой знак мы будем приписывать электричеству стекла или электричеству эбонита — это безразлично; опыт требует только, чтобы знаки их были противоположны.

Условимся электричеству *стекла* приписывать *положительный* знак, а электричеству *эбонита — отрицательный*.

Спрашивается теперь: можем ли мы наши результаты, полученные со стеклом и эбонитом, распространить и на другие тела? — Опыт показывает, что можно. Действительно, если зарядить электроскоп стеклянной палочкой, то всякий новый заряд, переданный электроскопу от другого любого тела, наэлектризованного каким угодно способом, повлечет за собою либо увеличение, либо уменьшение угла расхождения листочков. В первом случае мы скажем, что данное тело заряжено таким же электричеством, как стекло, т. е. положительным, во втором случае, наоборот, назовем его электричество противоположным электричеству стекла, т. е. отрицательным.

Если бы до начала опытов электроскоп был заряжен не стеклом, а эбонитом, то все показания электроскопа переменили бы знак; так например увеличение угла расхождения листочков показывало бы, что испытуемое тело заряжено так же, как эбонит, т. е. отрицательным электричеством, и наоборот.

На основании подобных опытов найдено следующее.

Стекло при трении о металлы и о каучук электризуется положительно.

Металлы при трении о стекло и шерсть электризуются отрицательно, при трении же о каучук — положительно.

Янтарь, *сургуч* и *каучук* при трении о стекло, мех и шерсть электризуются отрицательно.

Впрочем необходимо оговориться, что стекло не всегда бывает положительно наэлектризованным, но что знак электричества зависит от того, чем стекло было натерто. Более того, иногда две стеклянные палочки одного и того же сорта, потертые об один и тот же мех, заряжаются — одна положительным, другая отрицательным электричеством. То же самое нужно сказать и о других телах. Общие правила электризации или какие-либо законы до сих пор окончательно не установлены, так как знак получаемого при трении электричества зависит в сильной степени от состояния поверхностей натираемых друг о друга тел.

Единственное общее правило состоит в том, что при трении двух тел друг о друга на каждом из них возникает электрический заряд, причем оба эти заряда *всегда противоположных знаков*.

Для опытов с электричеством важно заметить себе, что *стекло* при трении об амальгамированную кожу всегда электризуется *положительно; эбонит* (твердый каучук) при трении о шерсть всегда электризуется *отрицательно*.

10. Взаимодействия наэлектризованных тел. — Мы уже знаем, что наэлектризованное тело способно притягивать к себе легкие тела, хотя эти последние сами не были наэлектризованы. Займемся теперь исследованием, какие силы возникают между телами наэлектризованными. Для этого подвесим на шелковинках две гильзы.

Если зарядить обе гильзы положительным электричеством (рис. 6) или обе гильзы отрицательным электричеством, то заметим, что они всегда отталкиваются друг от друга. Если же зарядить одну гильзу положительным электричеством, а другую отрицательным, то получим притяжение (рис. 7).

Если одну гильзу наэлектризовать $+e$, другую $-e$, то при приближении наэлектризованной стеклянной палочки $(+e)$ первая оттолкнется (рис. 8), а вторая притянется; наоборот, при приближении наэлектризованного эбонита $(-e)$ первая притянется, а вторая оттолкнется.

Производя подобные опыты с различными наэлектризованными телами, Дюфей (Dufay, 1754 г.) установил следующее общее правило: *тела, наэлектризованные одноименными электричествами, отталкиваются, тогда как наэлектризованные электричествами разного знака притягиваются*.

Первую половину этого правила можно также подтвердить на любом электроскопе. Действительно, чем бы мы ни наэлектризовывали электро-

скоп, оба его листочка всегда будут заряжены одноименными электричествами и потому всегда отталкиваются друг от друга.

11. Закон Кулона. — Правило Дюфея хотя и подтверждается на опыте, но обнимает собою лишь качественную сторону явления. Впервые установил основной *количественный* закон электрических взаимодействий, Кулон (Coulomb, 1785 г.). По закону Кулона *сила, действующая между двумя наэлектризованными точками, направлена по прямой линии, соединяющей эти точки, а величина этой силы прямо пропорциональна произведению из количеств находящихся в этих точках электричеств и обратно пропорциональна квадрату их взаимного расстояния.*

Называя силу взаимодействия через F, количества электричества — e_1 и e_2 и расстояние — через r, получим следующую формулу:

$$F = K\frac{e_1 e_2}{r^2},$$

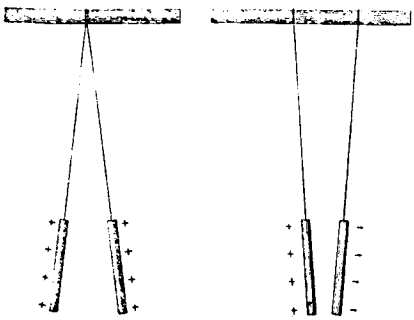


Рис. 6.

Рис. 7.

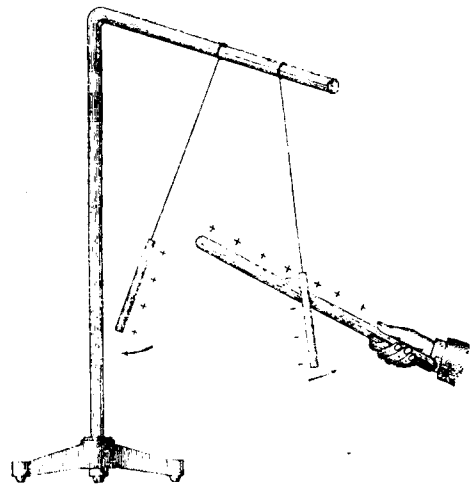


Рис. 8.

Одноименные электричества отталкиваются, разноименные — притягиваются.

где K есть численный коэфициент, величина которого зависит от выбранных нами единиц (см. 18, **14**).

Заметим, что об определенном расстоянии r можно говорить только тогда, когда сами наэлектризованные тела малы в сравнении с этим расстоянием, и, строго говоря, закон Кулона выражает силу взаимодействия между двумя наэлектризованными *точками*, как это и сказано в самом законе. Если же у нас имеются наэлектризованные тела, то их взаимодействие определится как равнодействующая всех сил, исходящих из всех наэлектризованных точек. Мы видим следовательно, что при вычислении этих сил мы можем поступать совершенно так же, как при вычислении сил всемирного тяготения между двумя данными массами m_1 и m_2; даже формула, выражающая закон Кулона, тождественна с формулой Ньютона:

$$F_1 = K_1\frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

Однако между этими двумя законами есть и существенная разница. В случае электрических сил e_1 и e_2 могут быть и положительны и отрицательны, тогда как материальные массы m всегда положительны; далее, силы F_1 всемирного тяготения всегда притягательные, тогда как электрические силы бывают и притягательные и отталкивательные.

Мы знаем из опыта, что электрическая сила F притягательная тогда, когда e_1 и e_2 разных знаков, и отталкивательная, когда e_1 и e_2 одинаковы по знаку. Но если e_1 и e_2 разных знаков, то их произведение, а следовательно и сила F — отрицательны; поэтому *отрицательный* знак силы в законе Кулона означает *притяжение*. Таким же путем мы заключаем, что *положительный* знак силы (при одноименных электричествах) означает *отталкивание*.

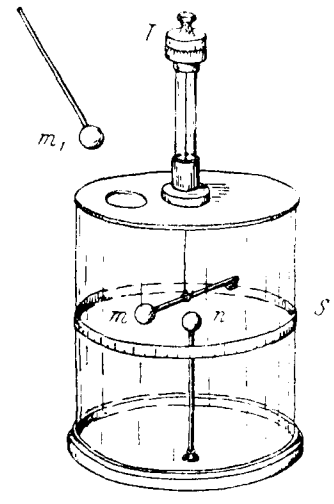


Рис. 9. Крутильные весы Кулона.

12. Крутильные весы. — Справедливость своего закона Кулон доказал на опытах с крутильными весами. Устройство этих весов следующее. В верхней крышке большого стеклянного сосуда (рис. 9) вделана стеклянная трубка, в которой подвешена тонкая проволока, поддерживающая стеклянное коромысло, которое на одном конце имеет золоченый шарик n, а на другом — противовес. Установив на некотором расстоянии от шарика n другой такой же, только неподвижный, шарик m и зарядив оба шарика, мы заметим, что коромысло отойдет в сторону, и для того чтобы привести его к прежнему положению, необходимо будет закрутить проволоку в противоположную сторону на некоторый угол. Таким образом мы силою кручения проволоки уравновешиваем силу взаимодействия между m и n, а так как сила кручения пропорциональна углу кручения, то и сила взаимодействия будет тоже пропорциональна этому углу.

Устанавливая шарик n, при неизменных зарядах m и n, на различных расстояниях от шарика m, можно доказать, что при любых первоначальных зарядах шариков их взаимодействия обратно пропорциональны квадратам расстояний.

Теперь зарядим только шарик m и прикоснемся к нему незаряженным шариком n. Так как оба шарика m и n одинаковы, то заряд распределится между ними поровну; положим, что на каждом из них будет по $+e$, причем при некотором определенном расстоянии между ними угол кручения проволоки был α.

Прикоснемся теперь к шарику n третьим таким же, только незаряженным шариком O; тогда на n и O будет заряд, равный половине e. Удалив шарик O и определив силу взаимодействия между n, заряженным $+\frac{e}{2}$, и m, заряженным $+e$, найдем ее вдвое меньшею, так как угол кручения теперь окажется равным $\frac{\alpha}{2}$.

Отнимем таким же образом от шарика m половину его заряда, и мы увидим, что взаимодействие между зарядом m, равным $+\frac{e}{2}$, и зарядом n, равным $+\frac{e}{2}$, будет уравновешиваться кручением проволоки на угол $\frac{\alpha}{4}$, т. е. сила будет вчетверо меньше, и т. д.

Следовательно при неизменных взаимных расстояниях силы взаимодействия пропорциональны количествам электричеств, находящимся на том и на другом шарике.

Таким образом обе половины закона Кулона доказаны.

Однако необходимо заметить, что производство этих опытов сопряжено с большими затруднениями. Не говоря уже о том, что коромысло нельзя установить в одном каком-либо определенном положении, оно всегда будет качаться около некоторого положения равновесия; но кроме того все эти наблюдения требуют некоторого времени, и заряды на шариках в начале и в конце опытов уже не будут вполне одинаковы вследствие несовершенства изоляции. Устранить эти несовершенства вполне — невозможно, можно только определить их влияние на результаты наблюдений особыми опытами и затем вводить каждый раз соответственные поправки в вычисления; это и было сделано Кулоном.

13. Абсолютные измерения. — Описанные в предыдущем параграфе опыты носят лишь относительный характер, так как ими доказывается только пропорциональность измеряемой силы некоторым другим величинам. Для того чтобы сделать эти измерения абсолютными, необходимо определить силу взаимодействия в абсолютных единицах системы ***C-G-S***, т. е. в системе, в которой основными единицами служат *сантиметр*, *грамм* и *секунда* (*см*, *г*, *сек*).

Единица силы в этой системе называется *диной* (dyn).

Дина есть сила, сообщающая массе в один грамм ускорение, равное одной абсолютной единице, т. е. $1\ \frac{см}{сек^2}$. Ускорение свободно падающего тела равно $981\ \frac{см}{сек^2}$, следовательно каждый грамм притягивается землею с силою в 981 дину. Вес одного килограмма равен $9{,}81 \cdot 10^5$ дин. или около миллиона дин.

Итак наблюдаемые нами силы необходимо измерить в динах.

Для этой цели было бы проще всего вместо крутильных весов Кулона употребить обыкновенные весы, подвесив к одному коромыслу изолированный шарик и поместив под ним на некотором расстоянии другой такой же шарик на изолированной подставке. Наэлектризовав оба шарика разноименными электричествами, мы можем сравнивать их взаимное притяжение с весом груза, привешенного к другому коромыслу весов. Положим, что взаимодействие между двумя данными зарядами уравновешивается на весах a граммами; тогда величина этой силы взаимодействия в абсолютной системе будет:

$$F = 981\ a \text{ дин.}$$

Однако гораздо более точный и в то же время более практичный способ абсолютных измерений основан не на взаимодействии шариков, а на взаимодействии двух наэлектризованных плоскостей. Такое расположение опыта реализовано в абсолютном электрометре Томсона (Кельвина), который будет описан ниже, в главе об измерительных приборах.

14. Единица количества электричества. — Теперь мы можем величины F и r, входящие в состав формулы Кулона, выразить в абсолютных единицах, а именно: в динах и в сантиметрах; остаются еще величины K, e_1 и e_2; но K есть численный коэфициент, зависящий от того, какие единицы мы приняли для F, r и e, и следовательно величина его будет в данном случае зависеть только от единиц, выбранных для e.

Относительно же этой последней величины необходимо заметить, что электричество или электрический заряд мы непосредственно наблюдать или измерять не можем; единственный признак присутствия электричества, который нам пока (т. е. в электростатике) известен, это — обнаружение им особых сил взаимодействия; величины этих сил выражаются законом Кулона. Таким образом нам ничего другого не остается, как только воспользоваться тем же законом Кулона для того, чтобы установить, какое количество электричества нам считать за единицу.

Условимся *единицей количества электричества называть такое количество, которое действует на равное ему количество электричества, находящееся на расстоянии одного сантиметра, с силою одной дины.*

Выражая это условие математически, будем иметь: $e_1 = e_2 = 1$, когда $r = 1$ *см* и $F = 1$ дине, причем $K = 1$.

Закон Кулона будет следовательно в принятых нами единицах иметь вид:

$$F = \frac{e_1 e_2}{r^2} \text{ дин.}$$

Установленная таким образом единица количества электричества называется *абсолютной электростатической* единицей потому, что она выведена из основных абсолютных единиц длины, массы и времени на основании законов *электростатики*. Впоследствии мы познакомимся с другой абсолютной единицей, выведенной из законов явлений электромагнетизма, которая носит название *абсолютной электромагнитной* единицы. Очевидно, что, выведенные из двух совершенно разнородных явлений, эти две единицы не одинаковы. Мы будем абсолютные электростатические единицы обозначать знаком ***C-G-S-E***.

В практических применениях, впрочем, электростатическая единица количества электричества не употребляется, так как она слишком мала, и величины, встречающиеся в практике, выражались бы очень большими цифрами; поэтому за *практическую* единицу количества электричества принимается один *кулон*, причем

$$\text{кулон} = 3 \cdot 10^9 \ \textbf{\textit{C-G-S-E}}.$$

Если принять за единицу количества электричества кулон, то коэфициент K в формуле Кулона уже не будет равен единице, а будет гораздо больше, и мы получим:

$$F = 3^2 \cdot 10^{18} \frac{e_1 e_2}{r^2} \text{ дин.}$$

15. Пример. — Два шарика небольшого диаметра подвешены на шелковинках так, что их поверхности соприкасаются. После сообщения этим шарикам заряда они оттолкнулись друг от друга (рис. 10), и их центры разошлись на расстояние $r = 5$ *см*. Определить, сколько было им сообщено электричества, если масса каждого шарика $m = 0{,}1$ *г*, а длина шелковинок $l = 25$ *см*.

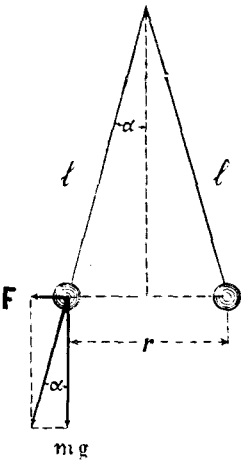


Рис. 10.

Когда наэлектризованные шарики отклонятся, то на каждый из них будут действовать две силы: одна горизонтальная $F = \frac{e^2}{r^2}$ дин и другая вертикальная — сила тяжести $f = mg$ дин, и шелковинка покажет направление равнодействующей этих двух сил.

Из чертежа имеем:

$$\frac{r}{2} : l = \sin \alpha; \qquad F : f = \operatorname{tg} \alpha.$$

По малости угла α мы можем положить $\sin \alpha = \operatorname{tg} \alpha$, и тогда:

$$F : f = \frac{r}{2} : l,$$

откуда

$$F = \frac{r}{2l} f = \frac{rmg}{2l} = \frac{5 \cdot 0{,}1 \cdot 981}{2 \cdot 25} = 9{,}81 \text{ дин,}$$

и количество электричества на каждом шарике

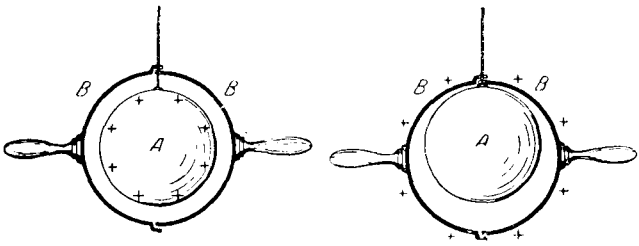
$$e = r \sqrt{F} = 5 \sqrt{9{,}81} = 15{,}6 \text{ } C\text{-}G\text{-}S\text{-}E,$$

или, переводя на практические единицы — кулоны:

$$e = \frac{15{,}6}{3 \cdot 10^9} = 5{,}2 \cdot 10^{-9} \text{ кулон.}$$

Из этого примера мы видим, что уже ничтожные доли кулона (около одной миллиардной) легко могут быть обнаружены на сравнительно грубом электроскопе. Два кулона, помещенные на расстоянии одного сантиметра друг от друга, обнаружили бы взаимодействие, равное $(3 \cdot 10^9)^2$ динам, или около $9 \cdot 10^{18}$ (девяти миллионам миллионов) кило раммов. Однако такие громадные заряды на наших шариках держаться не будут, а потому и произвести этот опыт невозможно.

16. Распределение зарядов. — Когда мы заряжаем какой-нибудь изолятор трением или прикосновением, то заряды остаются в нем в тех именно местах, где мы их поместили, так что распределение зарядов на изоляторе вполне в нашей власти и может быть сделано произвольным.



a *b*

Рис. 11. Опыт Кулона.

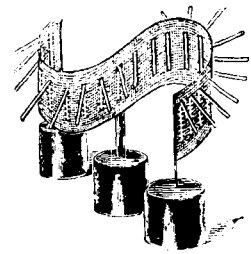


Рис. 12. Заряженная гибкая сетка.

Мы можем например зарядить один конец стеклянной палочки положительным электричеством, а другой конец или не заряжать вовсе или даже зарядить отрицательным электричеством.

Другое дело в проводниках, где электричество может свободно передвигаться; там не всякое распределение зарядов остается неподвижным. Если представить себе какое-нибудь произвольное распределение зарядов на проводнике, то прежде всего разноименные заряды притянутся друг другом и взаимно уничтожатся, а оставшиеся одноименные заряды будут отталкиваться друг от друга до тех пор, пока не займут крайних возможных положений на проводнике, т. е. пока не достигнут его поверхности, где проводник граничит с изолятором. Если у проводника две поверхности — наружная и внутренняя, например, если проводник есть полый шар, то конечно все заряды соберутся на наружной поверхности, потому что ее точки отстоят друг от друга дальше, чем точки внутренней поверхности.

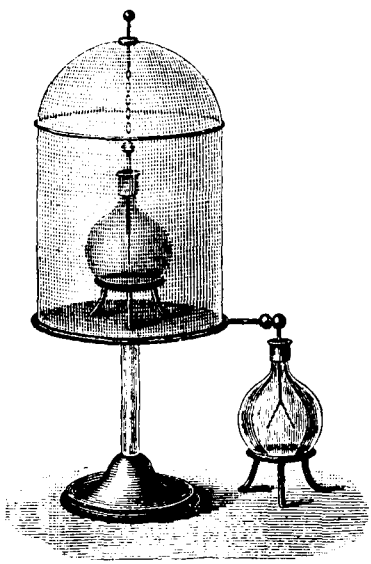


Рис. 13. Заряжение наружной поверхности проводника.

Отсюда возникло такое общее правило: в проводниках электричество распределяется по наружной поверхности.

Впрочем это правило не всегда применимо. Так например, если внутрь полого шара внести изолированное от шара тело, заряженное положительным электричеством, то отрицательные заряды шара притянутся и перейдут на его внутреннюю поверхность.

17. Опыты Кулона и Фарадея. — Для того чтобы демонстрировать распределение зарядов на поверхности проводника, Кулон сделал

следующий опыт. Изолированный металлический шар (рис. 11a), заряжается электричеством и покрывается двумя металлическими изолированными полушариями. Пока полушария не соприкасаются с шаром, электричество остается на шаре, но как только полушария сомкнутся и прикоснутся к шару (рис. 11b), то они уже образуют новую наружную поверхность заряженного проводника, и на них переходит весь заряд, находившийся прежде на шаре. По удалении полушарий шар оказывается уже более ненаэлектризованным.

То же самое можно показать на гибкой металлической сетке (рис. 12), укрепленной на изолированных подставках. Если зарядить сетку электричеством и выгибать ее в ту или другую сторону, то прикрепленные к ней папиросные бумажки своим отклонением покажут, что заряды располагаются на наружной поверхности сетки.

Наконец можно сделать еще следующий опыт: возьмем металлическую клетку (рис. 13) и поместим снаружи и внутри ее по электроскопу. (Мы берем клетку вместо сплошной металлической поверхности только для того, чтобы сквозь отверстия был виден внутренний электроскоп.) Изолировав клетку стеклянной подставкой и соединив электроскопы с клеткой проволоками, мы можем зарядить ее электричеством. При этом мы увидим, что в то время как листочки наружного электроскопа сильно расходятся, внутренний электроскоп не обнаруживает никакого заряда.

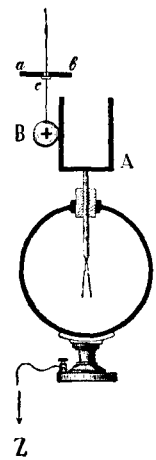


Рис. 14a.

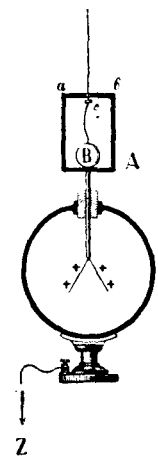


Рис. 14b.

Фарадей сделал этот опыт в более грандиозном масштабе. Он построил большую камеру, стенки которой состояли из металлических проводников, и установил ее на изоляторах. Затем он сам поместился внутри камеры с очень чувствительным электроскопом, и несмотря на то, что снаружи камере сообщались сильные электрические заряды, внутри нее не было заметно и следа электричества.

18. Цилиндр Фарадея. — Основываясь на свойстве электричества распределяться на наружной поверхности проводника, Фарадей указал способ, каким образом можно передать заряд какого-либо тела *целиком* другому телу.

Представим себе на стержне электроскопа (рис. 14a) прикрепленным какое-либо полое проводящее тело, например медный цилиндр *A* с отверстием наверху, и предположим, что мы желаем сообщить этому цилиндру заряд от наэлектризованного шарика *B*. Прикоснемся шариком к *наружной* поверхности цилиндра (рис. 14a), тогда заряд шарика распространится по всей наружной поверхности вновь образованного проводника (шарик и цилиндр с электроскопом вместе), причем шарик будет составлять часть этой наружной поверхности, а поэтому и на нем останется часть заряда. Следовательно таким способом мы не можем передать весь заряд шарика цилиндру.

Но если мы повторим тот же опыт, прикасаясь к цилиндру с *внутренней* его стороны (рис. 14b), то электричество распространится опять по наружной поверхности, и на шарике, составляющем в данном случае как бы часть внутренней поверхности цилиндра, ничего не останется.

Для того чтобы этот опыт хорошо удался, необходимо, чтобы отверстие полого тела, в нашем случае — цилиндра, было по возможности меньше. Лучше всего, если тело совершенно замкнутое. Вот почему к шелковинке кроме шарика B прикреплена еще изолированная крышка ab, которая замыкает полый цилиндр A в момент соприкосновения шарика B с внутренней поверхностью цилиндра; при этом шарик B отдает весь свой заряд цилиндру A.

19. Плотность электричества. — Если некоторое количество электричества заполняет какой-либо объем непрерывно и равномерно, то мы можем охарактеризовать электрическое состояние этого тела, указав, какое количество электричества приходится на единицу его объема, т. е. указав, какова *объемная плотность* электричества в данном теле. Объемная плотность электричества ρ будет следовательно равна количеству электричества, приходящемуся на единицу объема тела, т. е. на кубический сантиметр.

Это определение понятия плотности электричества вполне аналогично определению плотности материи. Как известно, при вычислении плотности какого-либо тела мы делим его массу на его объем, т. е. тоже определяем количество материи, приходящееся на единицу объема. Если тело заметно неоднородное, например кусок железа с пустотами и вкрапленными другими материалами, то таким путем мы получаем только некоторую *среднюю* плотность всего тела; в различных же частях его плотность будет, вообще говоря, разная. Для определения плотности в какой-либо точке тела берут около этой точки небольшой объем и опять делят заключающуюся в нем массу на величину этого объема. Чем меньше мы выберем для этой цели объем тела, тем больше вероятия, что материал в нем будет однороден, и тем ближе следовательно будет полученная нами *средняя* плотность к *истинной* плотности тела вблизи рассматриваемой точки.

Совершенно так же мы будем поступать и в случае электричества. Обозначив через e количество электричества, заключающееся в небольшом объеме v вблизи какой-либо точки тела, мы можем написать для плотности электричества в этой точке

$$\rho = \frac{e}{v}.$$

При неравномерном распределении электричества эта величина может для различных точек заряженного тела иметь различное численное значение и различный знак.

Мы видели, что в проводниках электричество распределяется только в непосредственной близости от их поверхности. В этих случаях трудно бывает определить объем, занимаемый электричеством, а потому приходится для удобства вычислений ввести понятие о *поверхностной плотности* электричества на проводнике.

Обозначая через s величину небольшой площадки вблизи какой-либо точки на поверхности проводника, мы можем написать для поверхностной плотности электричества вблизи этой точки:

$$\sigma = \frac{e}{s}.$$

В различных точках поверхности проводника плотность σ может быть, вообще говоря, различной.

Не останавливаясь пока на разборе частных случаев, мы только укажем, что как опыт, так и теоретические соображения указывают, что в случае проводника удлиненной формы наибольшая плотность оказывается на его концах, а наименьшая — в середине. В этом можно легко убедиться на опыте, если к поверхности такого тела пристроить маленькие электроскопы. Расхождение листочков будет очевидно сильнее там, где плотность электричества больше.

II. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ВЛИЯНИЕ

20. Возбуждение электричества через влияние. — Производя опыты с электроскопом, мы не можем не обратить внимания на следующее интересное явление. Если мы, желая зарядить электроскоп, приблизим к шарику его какое-нибудь заряженное тело, то заметим, что еще раньше, чем это тело успеет прикоснуться к шарику электроскопа, листочки его уже расходятся и этим самым показывают, что электроскоп уже заряжен. Однако если не прикасаться к электроскопу, то оказывается, что заряд этот только временный; он обнаруживается только тогда, когда заряженное тело находится *вблизи* электроскопа, и исчезает вместе с удалением этого тела. Итак близость заряженного тела влияет на электрическое состояние электроскопа, и потому наблюдаемое нами явление носит название: *электризация через влияние* или путем *наведения (индукции)*.

21. Наведение одновременно обоих родов электричества. — На первый взгляд кажется трудным объяснить себе такое появление и исчезновение зарядов на совершенно изолированном теле, каким является средняя часть электроскопа. Но мы сейчас покажем, что через влияние всегда возбуждаются одновременно два рода электричества противоположных знаков, но в одинаковых количествах; оба эти электричества снова уничтожаются взаимно при удалении влияющего тела.

Возьмем для этого два электроскопа (рис. 15) и, надев на их стержни вместо шаров два металлических цилиндра AB и CD, составим их так, чтобы они соприкасались в BC, образуя как бы один проводник $ABCD$. Если теперь приблизить к одному концу A положительно наэлектризованное тело E, то оба электроскопа окажутся заряженными, и легко показать, что заряды их разноименные. Действительно, оставив E и AB на местах, отодвинем немного CD так, чтобы он не соприкасался больше с AB; затем, удалив E, мы увидим, что электроскопы остались заряженными; по испытании найдем, что AB заряжено отрицательно, а CD — положительно. Если бы тело E было заряжено отрицательно, то мы получили бы обратный результат: на AB оказался бы положительный за-

ряд, а на CD — отрицательный. Вообще всегда ближайшая к телу E сторона цилиндра электризуется противоположно E.

Количества электричества, получаемые путем влияния на той и другой половине цилиндра AD, равны между собою. Это легко доказывается следующим образом. Разъединив AB и CD в присутствии наэлектризованного (влияющего) тела E, удалим это тело и снова соединим AB с CD; тогда увидим, что листочки обоих электроскопов тотчас сходятся — заряды электроскопов взаимно уничтожаются; следовательно *оба* противоположных заряда их равны по величине.

Что касается самого влияющего тела E, то его электрическое состояние после всех этих опытов нисколько не меняется.

Заметим, что для разъединения обоих электричеств, получаемых через влияние, необходимо разделить проводник $ABCD$ на две части в то время, когда тело E помещено вблизи A (или D); если AB и CD были разъединены раньше и к ним приближено тело E, заряженное например положительно, то в A возникнет отрицательный заряд, а в B — такой же положительный; заряд B будет в свою очередь влиять на CD и даст нам в C отрицательный, а в D — положительный заряды в одинаковых количествах. По удалении тела E заряд A соединится с B, а C с D, и в результате ни на том ни на другом электроскопе зарядов не будет.

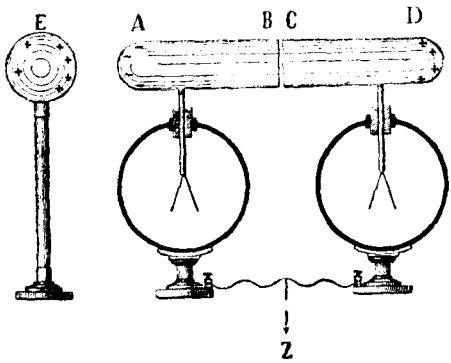


Рис. 15. Электризация посредством влияния.

22. Объяснение электризации через влияние. — Описанные в предыдущем параграфе опыты показывают, что в любом проводнике можно получить электричество без трения и без соприкосновения его с заряженным телом, путем одного только влияния.

Для того чтобы объяснить этот факт, мы сделаем гипотезу, что в каждом проводнике находится всегда и положительное и отрицательное электричество в равных количествах. Когда к проводнику приближается наэлектризованное тело, то оно притягивает к себе разноименное и отталкивает одноименное с ним электричество, а так как оба эти электричества могут двигаться по проводнику свободно, то они и оказываются на разных концах проводника; при этом на ближайшей к влияющему телу части поверхности проводника должно оказаться электричество, противоположное влияющему, тогда как на более удаленных частях поверхности — одноименное с влияющим; это и подтверждается на опыте.

Кроме того из такого объяснения непосредственно следует, что количества разноименных электричеств, возникающих через влияние, всегда должны быть одинаковы между собою, — так как до их разъединения, а также и после их соединения тело должно быть незаряженным, как это показывает опыт.

23. Проводящая оболочка. — Положим, что мы приблизили некоторое положительно заряженное тело E к проводнику AB (рис. 15). Под влиянием заряда E, как это объяснено выше, взаимно противоположные заряды, находящиеся внутри проводника, разойдутся и расположатся на его поверхности. Пока эти заряды были попарно соединены вместе, их действия на другие заряды того же проводника взаимно уничтожались; когда же они разойдутся и расположатся на различных точках поверхности проводника, то их действия уже не будут взаимно уничтожаться, а они в свою очередь начнут действовать на другие парные заряды, находящиеся внутри проводника. Однако из чертежа (рис. 15) видно, что действие этих зарядов всегда будет противоположно действиям зарядов влияющего тела. Более того, разъединение парных зарядов внутри проводника и переход их на поверхность будет происходить именно до тех пор, пока все силы, действующие на внутренние точки проводника как со стороны влияющего тела, так и со стороны электрических зарядов, которые появились на поверхности проводника через влияние, взаимно не уничтожатся.

Только после взаимного уничтожения вышеупомянутых сил парные заряды внутри проводника *перестанут* расходиться, и тогда только может наступить равновесие электричества на проводнике.

Итак для равновесия электричества на проводнике необходимо, чтобы действия всех электрических зарядов взаимно уничтожались во всех внутренних точках проводника.

Отсюда мы можем сделать такой вывод. Если какое-нибудь тело B окружено со всех сторон проводящею оболочкою AD и мы приблизим к этой оболочке с наружной стороны какое-нибудь наэлектризованное тело E, то, хотя на наружной оболочке AD и возникнет электричество через влияние, но на теле B, находящемся внутри, никакого электричества не окажется.

Вот почему обыкновенно электроскопы и электрометры бывают снабжены проводящею оболочкою (см. A на рис. 3*b*); эта оболочка охраняет помещенные внутри части прибора, как например алюминиевые листочки, от непосредственно электрического влияния посторонних наэлектризованных тел.

24. Отведение к земле. — Приведем снова оба проводника AB и CD (рис. 15) в соприкосновение и приблизим опять к концу A наэлектризованное положительным электричеством тело E; листочки обоих электроскопов разойдутся, и мы знаем уже, что они заряжены разноименно. Прикоснемся теперь к $ABCD$ рукою, т. е. соединим проводник с землею; тотчас же мы заметим, что листочки CD сойдутся, а AB останутся в прежнем положении; следовательно положительный заряд D ушел в землю, а отрицательный в A остался на месте. Причина этого явления делается тотчас же понятною, если принять во внимание, что прикосновением рукою мы делаем из $ABCD$ и земли один проводник, а согласно прежним опытам одноименное с E электричество отталкивается от E как можно дальше, т. е. уходит в землю.

Если теперь отнять руку от $ABCD$, то на земле останется положительный заряд, а на $ABCD$ — отрицательный, в чем легко убедиться, удалив тело E и испытав заряд электроскопов: оба они окажутся заряженными отрицательно.

Этот опыт есть не что иное как повторение прежнего опыта, только прежде мы в присутствии влияющего тела E разъединяли AB и CD, а теперь разъединяем $ABCD$ и землю. При этом конечно безразлично, в какой точке тела $ABCD$ мы прикасались рукою, потому что дальняя точка земли всегда будет неизмеримо дальше, чем D от E.

Два электроскопа оказываются в предыдущем опыте также излишними, и мы повторим теперь его в следующем виде. Возьмем электроскоп с шариком (рис. 16) и приблизим к нему наэлектризованную положительно стеклянную палочку; тогда на шарике через влияние получится отрицательное электричество, а на листочках — положительное, вследствие чего они разойдутся. Прикоснувшись на мгновение к шарику рукою (рис. 17), мы отводим положительный заряд к земле, и листочки сходятся. Отводя руку от электроскопа, мы оставляем стеклянную палочку на месте, вслед-

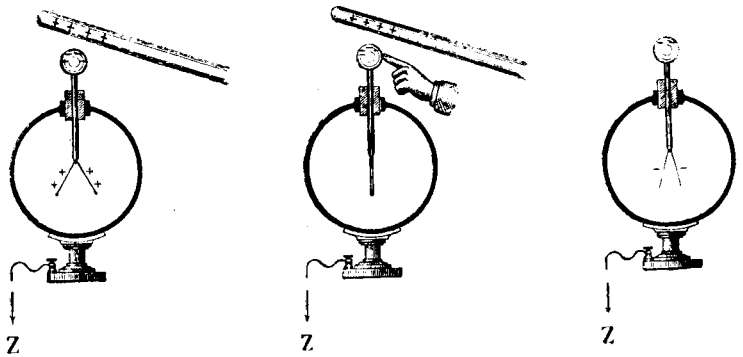


Рис. 16 — 18. Заряжение электроскопа посредством влияния.

ствие чего отрицательный заряд продолжает оставаться на шарике. По удалении же стеклянной палочки (рис. 18) заряд шарика распространяется по стержню электроскопа и переходит частью на алюминиевые листочки, отчего последние расходятся.

Таким образом электроскоп оказывается заряженным, причем заряд электроскопа будет очевидно всегда противоположен заряду влияющего тела.

25. Механизм передачи заряда. — Приняв во внимание вышеописанные опыты, устанавливающие новый факт электризации через влияние, разберем теперь подробнее, что происходит при переходе электричества от заряженного тела к незаряженному путем соприкосновения.

Очевидно, что раньше, чем произошло соприкосновение заряженного тела E и незаряженного A, на последнем появляются два электричества через влияние, а во время соприкосновения ближайшее к влияющему телу разноименное электричество нейтрализуется зарядом тела E; в результате на теле A остается более удаленное от влияющего тела электричество, т. е. одноименное с E.

Итак, хотя результат соприкосновения заряженного тела E с незаряженным A и получился такой, как будто электричество перешло от E к A, но на самом деле, как видим, непосредственной передачи заряда никогда не происходит, а всегда сперва возбуждаются электричества через

влияние, и противоположное с влияющим электричество уничтожается соприкосновением.

То же самое происходит конечно и при отведении заряда в землю. Когда мы приближаем к заряженному проводнику руку, то рука через влияние заряжается противоположным электричеством, одноименное же электричество уходит в землю.

При соприкосновении электричества заряженного тела и руки взаимно уничтожаются.

Наконец то же самое происходит и внутри проводника, который соединяет два электроскопа (рис. 4). Переход электричества от одного электроскопа к другому мы можем себе представить в виде постепенной передачи электричества от одной части проводника к другой, а механизм этой передачи будет опять состоять из двух явлений: из возбуждения электричества через влияние и из соединения противоположных зарядов.

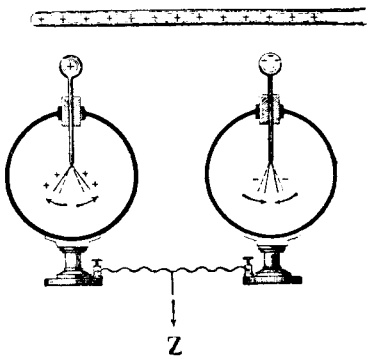


Рис. 19. Исследование заряда посредством влияния.

26. Исследование электризации посредством влияния. — Когда мы желали исследовать, наэлектризовано ли какое-нибудь данное тело или нет, и если оно наэлектризовано, то каков знак электричества, на нем находящегося, то мы обыкновенно поступали таким образом. Зарядив электроскоп каким-нибудь электричеством известного знака, например положительным, мы прибавляли затем заряд от исследуемого тела, прикасаясь им к шарику электроскопа. Если после этого листочки электроскопа расходились еще сильнее, то это указывало нам, что исследуемое тело заряжено тоже положительным электричеством, в противном случае заряд исследуемого тела мы считали отрицательным.

Пользуясь явлением электростатического влияния, нам уже нет необходимости прикасаться исследуемым телом к электроскопу, а достаточно, зарядив электроскоп, например положительным электричеством, только приблизить к его шарику испытуемое тело; тогда вследствие влияния на шарике появится противоположное электричество, к листочкам же оттолкнется электричество, одноименное с влияющим; если при этом угол расхождения листочков увеличится, то это будет служить указанием, что само тело заряжено таким же электричеством, как электроскоп, т. е. в нашем случае положительным.

Если же, приближая наэлектризованное тело, мы заметим уменьшение угла между листочками, то заключим, что данное тело заряжено электричеством, противоположным тому, которое находилось на электроскопе.

На рис. 19 показаны два электроскопа, из которых один заряжен $+e$, а другой $-e$. При приближении к ним положительно заряженной стеклянной палочки мы увидим, что на первом электроскопе листочки расходятся, а на втором они сходятся.

Однако в этом последнем случае, т. е. при схождении листочков электроскопа, опыт нужно производить с некоторою осторожностью, потому что при приближении противоположно заряженного тела к электроскопу листочки последнего могут совсем сомкнуться, а при дальнейшем приближении вновь начать расходиться. Это последнее расхождение листочков происходит уже от избытка возникшего путем влияния одноименного электричества над противоположным электричеством электроскопа. Поэтому при подобных испытаниях электризации тел необходимо приближать испытуемое тело постепенно, чтобы не пропустить того момента, когда, при противоположных электричествах данного тела и электроскопа, показания последнего переходят через нуль.

27. Сущность электризации. — Электризовать означает отделять положительное электричество от отрицательного.

Пользуясь явлением влияния, легко доказать, что при трении двух тел возникают электричества всегда противоположных знаков и притом в одинаковых количествах. Если взять две одинаковых по величине пластинки: одну стеклянную, а другую покрытую амальгамированной кожей, и, потерев их друг об друга, привести их в электрическое состояние, то при вышеописанном способе испытания они окажутся наэлектризованными противоположными электричествами. Если же, сложив обе пластинки вместе, приблизить их к незаряженному электроскопу, то мы не заметим расхождения его листочков; а так как обе пластинки несомненно заряжены электричеством и каждая в отдельности оказывает влияние на электроскоп, то отсутствие влияния двух пластинок, сложенных вместе, может быть объяснено только тем, что влияние одной пластинки уничтожается влиянием другой.

Отсюда заключаем, что заряды, полученные на пластинках посредством трения, равны и взаимно противоположны друг другу. Такой результат получится у нас при испытании любых двух тел; всегда *при взаимном трении тел количества электричества, возникающие на том и на другом теле, равны и противоположны.*

Если мы присоединим к этому еще нашу гипотезу (стр. 24, 22) о существовании во всяком, даже незаряженном, теле положительного и отрицательного электричества в равных количествах, так сказать в скрытом состоянии, то мы придем к заключению, что электричество вообще не может быть *сделано*, а что электризация тела есть результат отделения уже существовавшего положительного электричества от отрицательного; когда эти электричества были в теле на очень близком расстоянии друг от друга, мы их не могли обнаружить.

28. Влияние незаряженного проводника. — Положим, что испытуемое тело — проводник, не заряженный электричеством. Тем не менее, если приблизить его к шарику электроскопа, то заметим, что листочки электроскопа сходятся. Как это объяснить? Это объясняется тем, что в нашем опыте сам заряженный электроскоп становится влияющим телом и на приближаемом незаряженном проводнике возникают заряды через влияние, и так как ближайший к электроскопу заряд (рис. 20а) противоположного знака, то он *притягивает* к себе часть зарядов электроскопа, отчего часть электричества переходит от листочков к шарику.

В особенности сильно это явление будет тогда, когда данный проводник велик или соединен с землею (можно приближать к заряженному электроскопу руку, рис. 20b), так как в этом случае одноименное электричество может уйти далеко и не мешает притягательному действию электричества, противоположного заряду электроскопа.

Итак мы видим, что незаряженный проводник производит повидимому те же действия на электроскоп, что и проводник, заряженный противоположным электричеством, — в обоих случаях листочки сходятся; однако имеется и некоторое различие, а именно, приближая незаряженное тело к электроскопу, мы никогда не будем наблюдать перехода показания электроскопа через нуль. Действительно, если проводник изолирован и невелик, то по мере его приближения листочки электроскопа будут медленно сходиться, а при соприкосновении покажут немного меньше

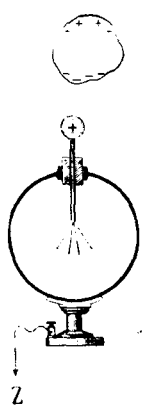


Рис. 20a. Влияние незаряженного проводника на электроскоп.

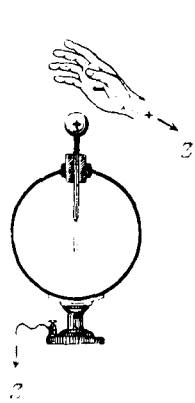


Рис. 20b. Влияние проводника, соединенного с землею.

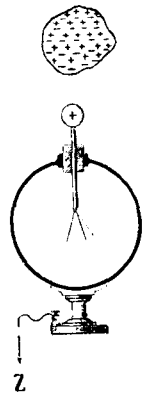


Рис. 20c. Влияние заряженного электроскопа на изолятор.

заряд, чем до опыта; если же проводник соединен с землею, то схождение листочков будет происходить быстрее, а при соприкосновении тела с шариком электроскопа листочки последнего сойдутся совершенно (заряд уйдет в землю), нового же расхождения листочков, как это было в случае приближения заряженного тела, мы здесь наблюдать не будем.

29. Влияние на изоляторы. — Разъединение двух разнородных электричеств под влиянием заряженного тела может конечно наступать только в проводнике, где свободному перемещению электричества не имеется повидимому никаких препятствий. Однако опыт показывает, что изолятор тоже электризуется через влияние. Такой опыт можно например произвести при помощи заряженного электроскопа, как мы это делали в предыдущем параграфе, наблюдая его влияние на приближаемый к нему незаряженный изолятор.

Возьмем кусок стекла или эбонита и убедимся предварительно в том, что ни то ни другое тело не заряжено; для этого приблизим их к незаряженному электроскопу и удостоверимся, что листочки не расходятся.

Теперь зарядим электроскоп каким-нибудь электричеством. Если затем приблизить к шарику электроскопа наше стекло или эбонит (рис. 20c),

то мы сейчас же заметим схождение листочков. Это показывает, что приближаемые тела зарядились через влияние, причем влияющим телом был шарик заряженного электроскопа.

Если после этого опыта опять испытать стекло и эбонит на незаряженном электроскопе, то мы увидим, что они не заряжены.

Отсюда заключаем, что *и в диэлектриках посредством влияния возникают два взаимно противоположных электричества и притом в равных количествах*, как это нами показано было раньше в проводниках.

Впрочем в диэлектриках явление носит несколько иной характер, а именно: хотя на изоляторах, так же, как и на проводниках, на ближайших к влияющему телу частях появляется электричество противоположного знака с влияющим, а на удаленных частях электричество одноименное, отделение одного электричества от другого путем разделения изолятора на две части оказывается невозможным. Если взять составной цилиндр $ABCD$ (рис. 15, стр. 24) из стекла и приблизить к концу его наэлектризованное тело E, то концы A и D зарядятся, как и в случае проводника. Так на рис. 21 мы видим, что в присутствии заряженного шара стеклянная палочка зарядилась через влияние, и нижний конец ее притягивает бумажки. Если удалить заряженный шар, то бумажки отпадают. Однако если бы мы разделили стеклянную палочку на две половины (как в опыте с проводником, рис. 15), то на концах каждой половины оказалось бы ровно столько же электричества, сколько было на цельной палочке, и по удалении тела E ни на той, ни на другой половине (рис. 21) не получится избытка положительного или отрицательного электричества, и они не будут наэлектризованы.

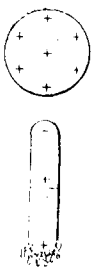


Рис. 21. Электризация диэлектрика через влияние.

Таким образом отделение одного электричества от другого, как это возможно было в том случае, когда AD было проводником, здесь, в изоляторе, оказывается невозможным.

30. Поляризация диэлектриков. — Для того чтобы объяснить явления электрического влияния в изоляторах, мы применим ту же самую гипотезу (стр. **24**, **22**), которую мы приняли уже для объяснения электризации через влияние проводящих тел. А именно, мы предположим, что в каждой молекуле вещества изолятора находится одновременно и положительное и отрицательное электричество в одинаковых количествах, т. е. что эта молекула содержит в себе парные электрические заряды. Ориентировка этих пар настолько разнообразна, что изолятор в своем обыкновенном состоянии не обнаруживает заметной электризации. На рис. 22 показано подобное распределение парных зарядов в диэлектрике, причем отдельные кружки обозначают молекулы диэлектрика, а белые и черные их половины обозначают положительные и отрицательные заряды. Если теперь приблизить к такому изолятору наэлектризованное тело, то все противоположные ему по знаку заряды притянутся им, а одноименные оттолкнутся. Хотя в изоляторе и не может произойти совершенного разделения парных зарядов, как это возможно в проводнике, но все же они способны несколько смещаться, оставаясь внутри молекулы связанными друг с другом, а кроме того сами молекулы могут

повертываться. При этом заряд, противоположный заряду влияющего тела, станет немного ближе к этому последнему, тогда как одноименный заряд отодвинется дальше от тела. Результатом такого смещения парных зарядов явится электризация поверхности изолятора (рис. 23) и кроме того особое состояние внутри него, которое носит название *поляризации изолятора* и состоит в определенной ориентировке всех его парных зарядов.

Конечно вследствие постоянного теплового движения молекул и столкновения их друг с другом ориентировка отдельных парных зарядов будет постоянно сбиваться, но если температура не слишком велика, то все же в среднем итоге окажется некоторая средняя ориентировка, некоторая средняя поляризация диэлектрика и некоторая средняя электризация его поверхности.

Из принятой нами гипотезы молекулярных зарядов диэлектрика прямо следует, что при разделении поляризованного диэлектрика AB (рис. 23) на две части AC и CB, а также и при дальнейшем делении AC на AD и DC и т. д. мы никогда не отделим положительного электричества от

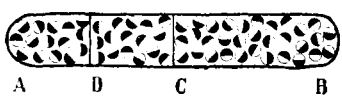


Рис. 22. Парные заряды в диэлектрике.

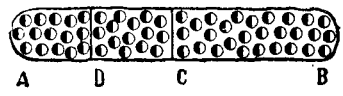


Рис. 23. Поляризация диэлектрика.

отрицательного, предполагая конечно, что при таком механическом разъединении отдельные молекулы остаются целыми.

Это следствие, как мы знаем, подтверждается на опыте, и этим самым диэлектрики отличаются от проводников. В проводниках электрические заряды не связаны друг с другом в пределах молекулы, а свободно перемещаются по проводнику, вследствие чего при разделении проводника AD (рис. 15) на две части мы могли отделить друг от друга и индуцированные на нем заряды.

31. Электризация при трении. — Принятая нами в предыдущем параграфе гипотеза годится не только для объяснения явления поляризации диэлектриков, но также и для объяснения электризации при трении. Если в каждой молекуле тела уже содержатся положительные и отрицательные заряды на некотором, хотя и малом, расстоянии друг от друга, то весьма возможно, что во время трения они могут быть чисто механически отделимы друг от друга, в результате чего и получится электризация. То из двух трущихся тел, молекулы которого легче теряют свое отрицательное электричество, зарядится положительно; оторванное же от него трением отрицательное электричество перейдет на другое тело. Повидимому молекулы стекла теряют легче свое отрицательное электричество, чем молекулы шелка.

Когда мы ломаем стеклянную палочку, то по всей вероятности и молекулы стекла в местах излома тоже не остаются целыми; от этого одна часть разломанной палочки может оказаться наэлектризованной положительно, а другая часть — отрицательно (**13, 9**). Какая именно часть палочки после излома окажется положительной и какая отрицательной — это предсказать невозможно, потому что зависит от случайностей излома.

На основании той же гипотезы можно объяснить электризацию капелек воды в водопадах, электризацию при различных химических реакциях и т. п. К сожалению однако установление количественных соотношений и законов для всех явлений встречает значительные затруднения вследствие того, что явления эти зависят от множества трудно учитываемых случайных причин.

Во всяком случае гипотеза внутримолекулярных, или даже внутриатомных электричеств как положительных, так и отрицательных оказывается в высшей степени полезной и будет нам неоднократно встречаться и в дальнейшем.

32. Притяжение легких тел. — В самом начале нашего изучения электрических явлений мы наблюдали притяжение между наэлектризованными телами и ненаэлектризованными. Между тем, по закону Кулона, электрические взаимодействия могут происходить только между наэлектризованными телами.

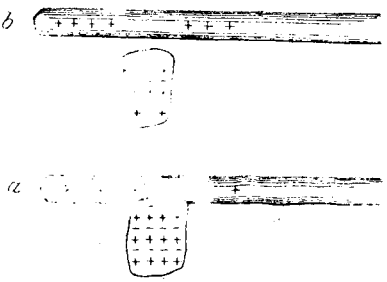


Рис. 24. Притяжение поляризованных диэлектриков.

Если одно из взаимодействующих тел ненаэлектризовано, т. е. если например в формуле Кулона (стр. 18, 14) e_1 равно нулю, то и сила F обращается в нуль, и никакое притяжение наблюдаемо быть не может. Однако, как мы знаем, наэлектризованный янтарь все-таки притягивает к себе ненаэлектризованную соломинку.

Такое противоречие устраняется само собою, если принять во внимание электризацию через влияние. Действительно при приближении наэлектризованного тела к легкому проводнику или изолятору на этих последних возникает электричество путем влияния (рис. 24), причем ближайшее к наэлектризованному телу электричество будет всегда противоположно влияющему, и у нас всегда в результате получится притяжение. Так, наэлектризованный янтарь всегда притягивает к себе легкие тела.

Имея в виду только-что приведенное объяснение, мы можем сказать, что все наблюдаемые нами электрические взаимодействия всегда происходят между *наэлектризованными* телами. Становясь на эту точку зрения, разберем подробнее еще следующие опыты.

Положим, что притягиваемое тело — проводник, например алюминиевый листочек. Тогда у нас получится следующее: под влиянием заряженного тела листочек сам зарядится через влияние (стр. 23, 21); ближайшие к притягиваемому телу части листка зарядятся противоположным электричеством, а более удаленные части — одноименным электричеством; действие ближайших зарядов будет сильнее, и мы будем наблюдать притяжение. Но когда листок прикоснется к заряженному телу, то противоположные электричества листка и тела тотчас же нейтрализуют друг друга, а оставшиеся одноименные электричества будут отталкивать друг друга: алюминиевый листочек отскочит от заряженного тела.

Если вместо алюминия взять дурной проводник, например соломинку, или бумажку, то сперва мы будем наблюдать притяжение (поляризация

через влияние, рис. 24а), как и при алюминии, но нейтрализация зарядов не будет происходить теперь так быстро, как в проводнике, и бумажка некоторое время останется прилипшею к заряженному телу, а затем она отпадает под действием силы тяжести.

33. Взаимодействие электризованных тел, погруженных в диэлектрик. — Взаимодействие двух наэлектризованных тел, вообще говоря, зависит от того, находятся ли вблизи них другие тела или нет, потому что на соседних телах появляются новые заряды через влияние и эти заряды в свою очередь взаимодействуют с [illegible]. Таким образом задача сильно осложняется даже и в том случае, [illegible] присутствует только одно постороннее тело.

Одна из таких задач имеет для нас наибольшее значение; это именно тот случай, когда постороннее тело заполняет собою все пространство между наэлектризованными телами. Само собою разумеется, что это может быть только диэлектрик, так как сквозь проводник, как мы знаем, никакие электростатические действия невозможны.

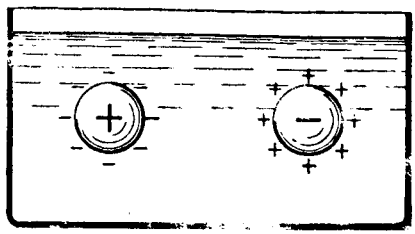


Рис. 25. Действие окружающего диэлектрика.

Итак представим себе, что два наэлектризованных ша[illegible] действуют друг с другом в пустоте, а затем мы погружаем их в изолирующую жидкость, например керосин. Оказывается, что сила взаимодействия между шариками при погружении в керосин уменьшается приблизительно вдвое против той силы, которая наблюдалась между ними в воздухе или в пустоте. Уменьшение силы взаимодействия между шариками произошло конечно оттого, что сам керосин зарядился через влияние. Около положительно заряженного шарика образовались в керосине отрицательные заряды (рис. 25), а около отрицательно заряженного шарика — положительные заряды керосина. Легко видеть, что появившиеся в керосине заряды должны уменьшить силы взаимодействия шариков.

Это обстоятельство нам конечно необходимо принимать во внимание при наших вычислениях, и это можно сделать всего проще, введя в формулу Кулона некоторый коэфициент, который для различных диэлектриков будет различен.

Таким образом закон Кулона у нас теперь напишется так:

$$F = \frac{e_1 e_2}{\varepsilon r^2}.$$

Коэфициент ε называется *диэлектрической постоянной* данной среды. Для мирового эфира (пустоты) этот коэфициент ε принят нами равным единице (18, 14); для всех газов и для воздуха ε очень близка к единице, для керосина $\varepsilon = 2$.

В главе об измерениях мы познакомимся со способами определения ε и с его значениями для различных тел.

34. Гипотезы об электричестве. — Для объяснения электрических явлений мы приняли гипотезу, что в природе существуют два различных

электричества: положительное и отрицательное (так называемая дуалистическая гипотеза), *и притом в одинаковых количествах*. Однако можно сделать и другое предположение. Можно предположить, что в природе существует только один род электричества (унитарная гипотеза), например положительное или отрицательное, и что оно имеется во всех телах в некотором нормальном количестве и в таком случае никаких электрических действий не обнаруживает. Если же в каком-либо теле оказывается избыток или недостаток электричества, то это тело является уже *заряженным* в том смысле, в каком мы до сих пор употребляли это слово.

Какой же из этих двух гипотез отдать предпочтение?

Ни та ни другая гипотеза не противоречат ни одному до сих пор известному опыту, и по существу обе гипотезы равнозначны. Действительно, по дуалистической гипотезе, $+e$ обозначает просто электричество, *противоположное по знаку* $-e$, и если имеется тело, заряженное $+e$, то непременно где-нибудь имеется другое тело с зарядом $-e$. По унитарной гипотезе $+e$ означает *избыток* против нормального электричества данного тела, и этот избыток мог произойти только оттого, что где-либо в другом месте оказался *недостаток* электричества $-e$.

При изложении гораздо удобнее употреблять термины дуалистической гипотезы, поэтому в дальнейшем мы будем исключительно ею пользоваться.

Если бы в будущем оказалось, что в природе действительно существует только одно электричество, например то, которое получается на эбоните, т. е. то, которое мы назвали отрицательным, тогда на положительное электричество, получающееся при трении стекла о шелк, мы стали бы смотреть как на *недостаток* отрицательного электричества. Однако и от этого те объяснения, какие мы даем всем до сих пор известным электрическим явлениям, изменились бы лишь незначительно, а, что самое главное, та количественная связь явлений, которую мы будем изучать сейчас подробнее, осталась бы без изменения.

Наконец можно предположить, что электричество вообще не есть какая-либо особая сущность, а есть только особое состояние мирового эфира. Однако и эта гипотеза до сих пор не привела еще ни к каким новым результатам.

Когда мы перейдем к изучению электрохимических явлений (глава IX), то увидим, что электричество, подобно материи, состоит из атомов. Атомы отрицательного электричества, так называемые *электроны*, удалось даже наблюдать отдельно от материи (*катодные лучи*), между тем как положительное электричество всегда оказывается связанным с материей. Однако если принять во внимание, что электроны почти в миллион раз меньше самих молекул, то станет совершенно ясным, что в целом ряде явлений атомистическое строение электричества не будет играть почти никакой роли, и мы можем считать электричество сплошным, как жидкость.

В таком же положении мы находимся при изучении например гидродинамики. Мы принимаем воду за сплошное непрерывное тело и изучаем законы ее движения, совершенно не принимая во внимание того обстоятельства, что вода на самом деле состоит из отдельных молекул, и это значительно облегчает изучение общих законов гидродинамики.

Совершенно так же мы поступим и при изучении общих законов электродинамики. Но когда мы дойдем до *электрохимических* вопросов и коснемся радиоактивных процессов, то атомы электричества, и притом главным образом атомы отрицательного электричества, т. е. *электроны*, выступят у нас на первый план наших интересов. В этих отделах, как и вообще в химических явлениях, мы без гипотезы атомистического, т. е. *прерывного*, строения вещества обойтись не можем.

III. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

35. Электрическая сила. — В предыдущих двух отделах мы познакомились с основными явлениями электростатики и формулировали некоторые из них известными правилами, как например: электричество распределяется по поверхности, электричество уходит в землю и т. п. Однако все эти правила имеют лишь качественный характер, а иногда эти правила даже допускают исключения. Для того чтобы иметь твердую научную основу для наших умозаключений, нам необходимо выражать наблюдаемые явления *количественно*. Такому требованию прежде всего удовлетворяет закон Кулона, а потому теперь мы займемся изучением всех математических следствий, которые непосредственно вытекают из этого закона.

Пользуясь основным законом Кулона, мы можем в каждом частном случае вычислить силы взаимодействия между целой системой электрических зарядов, если только нам даны их величины и их взаимные расстояния. Так например если даны (рис. 26) заряды $+e_1$ и $\pm e_2$, и требуется определить, какая сила действует на заряд e, то для этого определим сначала, по закону Кулона, силы F_1 и F_2, с которыми каждый из зарядов e_1 и e_2 действует на заряд e.

Силы эти будут:

$$F_1 = \frac{e_1 e}{\varepsilon r_1^2} \text{ и } F_2 = \frac{e_2 e}{\varepsilon r_2^2}.$$

Затем сложим эти две силы по правилу сложения сил вообще, т. е. по „правилу параллелограма“. В результате такого сложения получим силу F.

Здесь нам важно обратить внимание на следующее обстоятельство: во первых, так как обе слагаемые силы пропорциональны e, то и равнодействующая их F тоже будет пропорциональна e, и, во-вторых, направление этой равнодействующей не будет зависеть ни от e, ни от ε. Действительно, если e и ε изменятся, то в одинаковой пропорции изменятся и F_1 и F_2, а следовательно и F, и весь параллелограм изменит только свою величину, но не форму, — он останется себе подобным.

36. Поле сил. Напряжение поля. — Условимся все пространство, в котором обнаруживаются действия каких-либо сил, называть полем сил. Мы имеем следовательно в электростатике — *электростатическое поле*, в магнетизме — *магнитное поле*, наконец всюду имеем *поле всемирного тяготения*.

Мы только что видели, что направление равнодействующей нескольких сил не зависит от величины того заряда e, к которому эти силы

приложены; поэтому мы можем вести все расчеты сил так, как будто $e = +1$, а затем уже результат помножить на e.

Условимся вообще силу, отнесенную к единице (положительного) заряда e, называть *напряжением* поля. Таким образом напряжение электрического поля будет определяться формулою:

$$E = \frac{F}{e}.$$

Очевидно, что в различных точках поля могут быть различные напряжения. Для случая поля одной заряженной точкой e_1 напряжение поля на расстоянии r_1 будет:

$$E_1 = \frac{e_1}{\varepsilon r_1^2}.$$

Для заряда e_2 на расстоянии r_2 получим:

$$E_2 = \frac{e_1}{\varepsilon r_2^2}.$$

При одновременном действии обеих точек e_1 и e_2 получим результирующее напряжение E в виде диагонали параллелограма, построенного на E_1 и E_2. Вообще наш чертеж для напряжений будет таким же, каким он был при построении сил (рис. 26), только все длины слагаемых *векторов*[1] будут в e раз меньше.

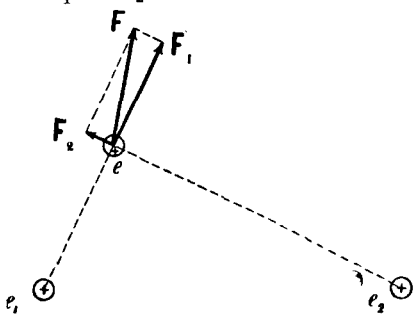


Рис. 26. Сложение электрических сил.

Если нами вычислены величины и направления напряжений для различных точек поля, то для определения силы нам остается только результирующее напряжение в данной точке E помножить на заряд e, помещенный в эту точку, тогда получим силу

$$F = Ee.$$

Легко видеть, что сила F будет одного направления с E, когда e положительно; для отрицательного заряда e сила F будет направлена против напряжения поля E.

37. Электростатическая индукция. — В предыдущем параграфе мы познакомились с понятием о напряжении электрического поля E. В дальнейшем полезно будет ввести еще один термин, а именно: *электростатическую индукцию* D поля, понимая под этим произведение из ди-

[1] Всякая величина, для полного определения которой необходимо указать ее направление в пространстве, называется *вектором*, например: скорость, сила, напряжение поля — суть векторы. Величина, не требующая указания своего направления, называется *скаляром*, например: время, температура, количество электричества — суть скаляры.

Векторы складываются геометрически (по правилу параллелограма), скаляры же складываются алгебраически.

электрической постоянной ε той среды, где обнаруживается данное поле, и напряжения поля E, так что индукция электрического поля

$$D = \varepsilon E.$$

Очевидно, что индукция D — тоже вектор; она имеет то же направление [1], что и напряжение E, но величину в ε раз бо́льшую.

Поэтому индукции нескольких полей, так же, как и напряжения, складываются в одну равнодействующую индукцию по правилу параллелограма.

Для случая поля одной наэлектризованной точки мы имеем:

сила поля

$$F = \frac{e_1 e}{\varepsilon r^2};$$

напряжение поля

$$E = \frac{e_1}{\varepsilon r^2};$$

индукция

$$D = \frac{e_1}{r^2}.$$

Для чистого эфира, где $\varepsilon = 1$,

$$D = E.$$

В чистом эфире индукция равна напряжению.

38. Силовые линии. — В каждой точке a (рис. 27) какого-либо силового поля мы можем провести небольшую черточку ab по направлению равнодействующей E_a силы поля в данной точке. Это будет то направление, по которому положительное электричество $+e$ начнет двигаться из данной точки поля a в соседнюю точку b. В соседней точке b направление равнодействующей силы может оказаться уже несколько иным, например E_b, и потому заряженная точка может изменить свое движение. Вообще говоря, движение заряда в поле будет происходить по некоторой кривой линии abc, причем направление этой кривой, или точнее – направление касательной к этой кривой в любой ее точке, будет совпадать с направлением силы и напряжения поля в этой точке. Такие линии, мысленно проведенные в поле, носят название *линий сил*, или *силовых линий*.

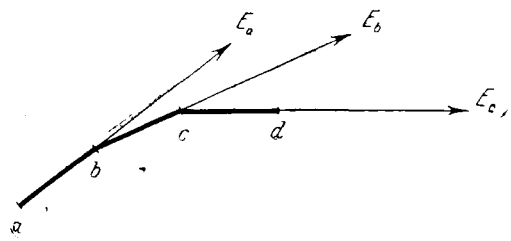


Рис. 27. Силовая линия.

39. Воззрение Фарадея. — Представление о линиях сил было введено в науку Фарадеем и оказалось очень полезным, потому что оно дает

[1] В кристаллах направления D и E могут и не совпадать, но мы этих случаев касаться не будем.

наглядное понятие о распределении напряжения в различных точках поля. Но в нашем изложении понятие о напряжении поля E было введено лишь как особая вспомогательная величина для вычисления сил поля F, сила же F может быть обнаружена только при наличности заряда e, на который эта сила действует. По Фарадею же напряжение E в данной точке поля, образованного какими бы то ни было зарядами e_1 и e_2, существует *реально* даже и тогда, когда заряд e отсутствует.

Для того чтобы уяснить себе происхождение воззрения Фарадея, вспомним (33, **33**), что силы взаимодействия между двумя наэлектризованными точками A и B зависят не только от их зарядов и расстояний, но также и от свойств той среды (ε), в которую погружены взаимодействующие заряды. Это последнее обстоятельство и навело Фарадея на мысль приписать этой среде главное значение во всем механизме электрических взаимодействий.

По воззрению Фарадея наэлектризованная точка A даже и в том случае, когда она находится в пустоте, т. е. в чистом эфире, не действует непосредственно на другую наэлектризованную точку B, а изменяет лишь состояние прилегающего к ней диэлектрика, т. е. эфира. В чем состоит это изменение, мы в точности не знаем. Фарадей предполагал, правда, что в диэлектрике возникают под влиянием электризации особые натяжения и давления, аналогичные тем натяжениям и давлениям, при посредстве которых передаются силы в упругих телах, но мы эту гипотезу Фарадея оставим пока в стороне и охарактеризуем лишь состояние диэлектрика вокруг наэлектризованной точки словом *напряжение*. Это состояние диэлектрика передается во все стороны, последовательно от одной точки к другой, в окружающее точку A пространство и между прочим достигнет диэлектрика около точки B. Вот это-то измененное состояние диэлектрика около точки B и обнаруживается в виде силы, приложенной к заряду B.

Совершенно подобным же образом мы рассуждаем, когда наблюдаем взаимодействие двух точек в каком-либо упругом теле. Так например, если, потянув за один конец проволоки A, мы видим, что приходит в движение другой ее конец B, то мы не говорим, что точка A действует непосредственно на точку B, а уверены, что передача этого движения происходит от A постепенно через все промежуточные точки проволоки, хотя бы мы этих промежуточных точек не видели. Более того, мы говорим, что во всех промежуточных точках в самом материале проволоки в это время возникают особые упругие напряжения, и мы, пользуясь теорией упругости, можем вычислить эти напряжения, хотя природа сил упругости нам в точности неизвестна. Природа электрических напряжений нам тоже неизвестна, но это не мешает предполагать их существование и вычислять их величину и направление в пространстве.

Итак по гипотезе Фарадея непосредственное действие на расстоянии есть только кажущееся и должно быть рассматриваемо как результат передачи сил при посредстве окружающей среды.

Спрашивается теперь: какое преимущество имеет воззрение Фарадея? — Можно ли указать какой-нибудь опыт, который бы делал принятие принципа непосредственного действия на расстоянии невозможным? — Или можно ли указать какой-либо опыт, который бы доказывал, что на-

пряжение E реально существует в данной точке поля даже и тогда, когда заряда e мы в данную точку еще не помещали?

В электростатике такого опыта указать нельзя, но в других отделах учения об электричестве имеются опыты [1], которые самым решительным образом говорят против непосредственного действия на расстоянии и в пользу вышеизложенного воззрения Фарадея. Поэтому мы будем исключительно его держаться.

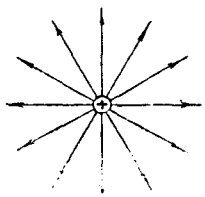


Рис. 28a.

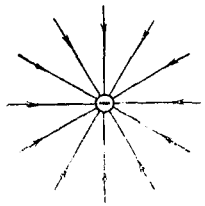


Рис. 28b.

Линии сил заряженной точки.

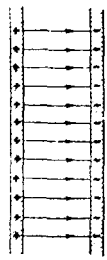


Рис. 29.

Линии сил однородного поля.

40. Примеры линий сил. — Определим направление линий сил в некоторых простейших случаях.

В случае одной наэлектризованной точки или равномерно наэлектризованного шара линии сил очевидно будут радиусы, проведенные из точки, или из центра шара по всем направлениям. Если данная точка наэлектризована *положительно*, то линии сил *выходят* из этой точки

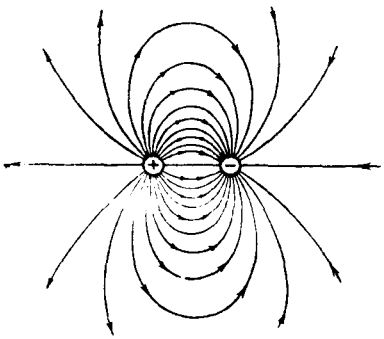


Рис. 30.

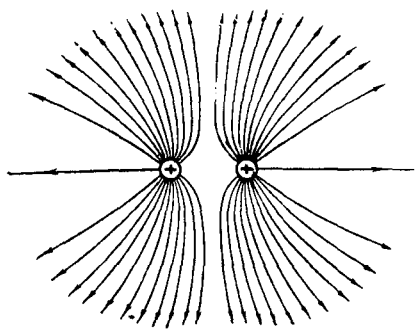


Рис. 31.

Линии сил в поле двух равных зарядов.

(рис. 28a), потому что положительный заряд *отталкивает* от себя положительное электричество. Если данная точка наэлектризована *отрицательно*, то линии сил *сходятся* у этой точки (рис. 28b), потому что отрицательный заряд *притягивает* к себе положительное электричество.

Вообще линии сил всегда будут выходить или начинаться у положительных зарядов и сходиться или кончаться у отрицательных зарядов.

[1] А именно, электромагнитные волны, существование которых было предсказано теорией Максвелла и доказано опытами Герца.

Для случая двух параллельных, наэлектризованных разноименно плоскостей линии сил будут параллельные прямые, нормальные к этим плоскостям (рис. 29). Такое поле называется *однородным*.

На рис. 30 построены линии сил для двух одинаковых зарядов разного знака.

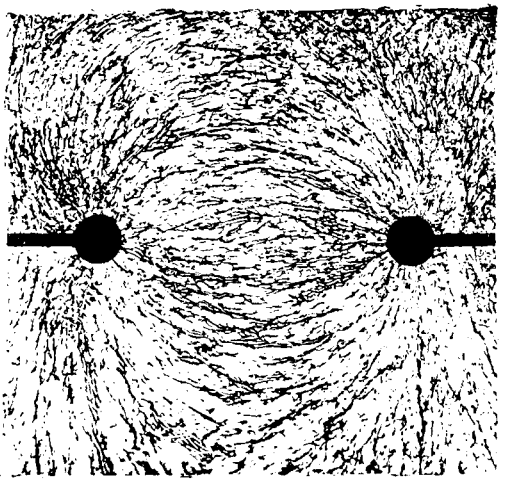


Рис. 32. Линии сил, образуемые кристалликами хинина в вазелине.

На рис. 31 построены линии сил для двух одинаковых и однозначных зарядов.

Линии сил можно воспроизвести и в действительности. С этой целью наливают в сосуд с плоским дном какую-нибудь изолирующую жидкость, например вазелин, в которой, по возможности равномерно, распределены кристаллики хинина, кусочки асбеста или вообще какие-нибудь небольшие тельца удлиненной формы. Погрузив в такую жидкость два наэлектризованных шарика, мы тотчас же увидим, как плавающие в вазелине тельца, наэлектризовавшись и притянувшись друг к другу, образуют собою кривые линии (рис. 32) как раз той же самой формы, которая была получена нами чисто теоретическим путем (рис. 30).

41. Густота линий индукции. До сих пор мы ограничивались черчением только одной формы линий сил. Эти чертежи дают, правда, *направление* напряжения и индукции в каждой точке поля, но они ничего не говорят о *величине* напряжения или индукции. Для того чтобы усовершенствовать наш чертеж, условимся чертить наши линии ближе друг к другу, т. е. гуще, там, где индукция поля больше, и реже там, где индукция поля меньше. Слова „гуще" и „реже" требуют однако более точного определения. Имея в виду, что линии эти надо себе представлять во всем поле, т. е. в пространстве, а не только в плоскости чертежа, мы условимся под *густотою линий* подразумевать *число линий, проходящих в данном месте поля сквозь площадку в один квадратный сантиметр, поставленную перпендикулярно к этим линиям* (рис. 33). Очевидно, что чем больше линий сил придется на один квадратный сантиметр, тем они будут ближе друг к другу, т. е. гуще. Впрочем абсолютное значение числа линий в каждом квадратном сантиметре совершенно произвольно, и чем точнее мы пожелаем иметь чертеж, тем больше линий мы должны начертить в нем; однако, если мы хотим по густоте линий судить о величине индукции D, то необходимо, чтобы густота

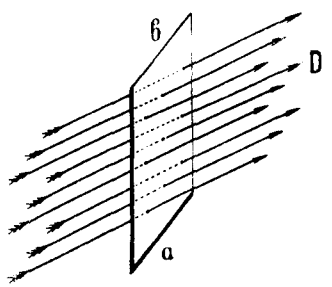


Рис. 33. Линии сил пронизывают площадь *ab*.

эта в разных частях поля была пропорциональна соответственной индукции D. Для простоты мы примем коэфициент этой пропорциональности равным единице. Тогда число линий, проведенных нами в какой-либо точке поля перпендикулярно к площадке в один квадратный сантиметр, будет везде равно D, т. е. индукции поля в этой точке [1].

42. Поток индукции. — Число линий сил, проходящих сквозь какую-либо поверхность, проведенную в поле, называется *потоком индукции* сквозь данную поверхность. Рассмотрим сперва какое-либо однородное поле, т. е. такое, где густота линий сил везде одинакова и все линии параллельны. В таком поле индукция D имеет везде одну и ту же величину и одно и то же направление. Проведем в однородном поле (рис. 34) какую-либо площадку ab в S квадратных сантиметров перпендикулярно к линиям сил. Так как сквозь каждый квадратный сантиметр этой площадки проходит D линий сил, то сквозь всю площадку число линий сил или поток индукции будет:

$$N = D \cdot S.$$

Если наша площадка не перпендикулярна к линиям сил, а помещена наклонно, например как ab_1 (рис. 34), тогда очевидно сквозь нее пройдет меньшее число линий сил. Из чертежа видно, что число линий, проходящих сквозь ab_1, меньше, чем сквозь ab, и притом в отношении $\cos(bab_1) = \cos\alpha$. Но угол α между ab и ab_1 равен углу α между D и n, где n — направление нормали к площадке ab_1. Поэтому поток индукции сквозь какую-либо площадку S, помещенную как угодно наклонно в однородном поле D, будет равен:

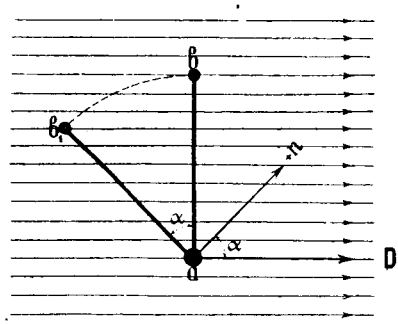


Рис. 34. Поток индукции.

$$N = D \cdot S\cos(Dn).$$

Мы рассмотрели сейчас частный случай плоской площадки, проведенной в однородном поле. В более общем случае кривой поверхности, проведенной в неоднородном поле, при вычислении потока поступают обыкновенно следующим образом. Разделяют всю поверхность на отдельные площадки таких малых размеров, чтобы их можно было считать за плоские, а поле их пронизывающее — за однородное. Вычислив для каждой из этих площадок поток индукции по вышеприведенной формуле, складывают все полученные результаты вместе и получают таким образом поток индукции для всей поверхности.

Заметим, что при вычислении потока необходимо обращать внимание на знак $\cos(Dn)$, т. е. на угол, образуемый направлением индукции D с нормалью к площадке. Поэтому, когда мы проводим в поле какую-нибудь

[1] Число линий сил по существу своему есть число *целое*, между тем как равная этому числу величина индукции может оказаться дробным числом. Но этим обстоятельством не нужно смущаться: ведь понятие о линиях сил и о числе их введено нами только для большей наглядности, тогда как во все наши расчеты будет всегда входить величина индукции.

площадку или вообще поверхность, необходимо указать и направления ее положительных нормалей $+n$ (рис. 34). Конечно, направление $+n$ вполне условно, тем не менее не нужно забывать указывать каждый раз, где мы считаем $+n$ у данной поверхности, иначе и знак потока индукции N будет неопределенный.

Условимся раз навсегда для *замкнутых* поверхностей считать положительными *наружную сторону* и *наружные нормали*. Тогда получим положительный $\cos(Dn)$ в тех местах, где D направлено наружу; в этих местах и поток индукции будет положительным. Наоборот, $\cos(Dn)$ и самый поток индукции будут отрицательными в тех местах, где линии индукции входят внутрь объема, ограниченного нашей поверхностью.

43. Происхождение термина „поток". — Термин *поток* для числа линий индукций взят по аналогии полученного нами выражения для N с выражением *потока жидкости*, т. е. количества жидкости (объем), протекающей сквозь какую-либо поверхность в единицу времени (в секунду). Действительно представим себе поток воды в цилиндрической водопроводной трубе (рис. 35); скорость воды v мы примем по всему сечению трубы одинаковою (однородное поле скоростей). Проведем какое-либо сечение трубы S и определим объем воды, протекающей сквозь это сечение ежесекундно. Отложим для этого от контура площадки S, и притом п р о т и в течения, вдоль внутренней поверхности трубы отрезки, равные скорости v. Концы этих отрезков образуют контур второй площадки S_1, равной и параллельной S.

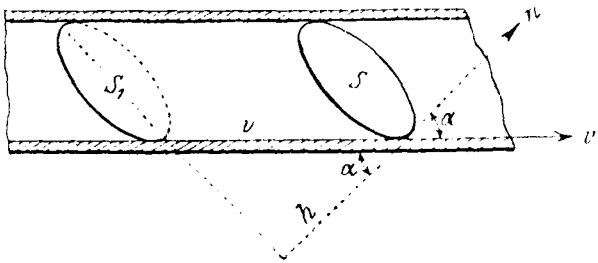


Рис. 35. Вычисление потока жидкости в трубе.

Очевидно, что если представить себе S неподвижною, а площадку S_1 связанной с частицами жидкости, то в течение одной секунды площадка S_1 пройдет путь v и совпадет с площадкой S; в то же самое время вся жидкость, находившаяся внутри цилиндра $S_1 S$, протечет сквозь S.

Следовательно для того чтобы определить количество жидкости, протекающей сквозь S ежесекундно, необходимо вычислить объем полученного нами цилиндрика. Объем этот будет равен произведению площади основания S на высоту цилиндрика h; а последняя в свою очередь равна образующей цилиндра v, помноженной на cos угла между направлением v и направлением n, т. е. направлением скорости v и направлением нормали к площадке S.

Итак поток жидкости (ежесекундный) сквозь площадку S выражается формулою:

$$N = vS\cos(vn),$$

которая построена аналогично с полученной нами формулой для потока индукции. Только вместо скорости v у нас там другой вектор, а именно индукция D.

Подобные выражения часто встречаются и в других отделах физики.

Так как мы условились считать наружную нормаль поверхности положительной, то положительный поток будет означать *вытекание*, тогда как отрицательный поток — *втекание*.

44. Теорема Гаусса. — Рассмотрим опять случай одной наэлектризованной точки e; все линии сил в этом случае суть радиусы, исходящие из точки e во все стороны. Проведем мысленно какую-нибудь шаровую поверхность с центром в e (рис. 36) и вычислим поток индукции или число линий сил [1], пронизывающих эту шаровую поверхность.

Так как густота линий сил на всей шаровой поверхности будет одна и та же, а именно: $D=\frac{e}{r^2}$, и так как направление линий перпендикулярно к шару, а линии направлены наружу, т. е. $\cos(Dn)=+1$, то полное число линий сил, выходящих из этой шаровой поверхности, будет очевидно равно D, помноженному на поверхность шара $4\pi r^2$:

$$N=D\cdot 4\pi r^2=\frac{e}{r^2}4\pi r^2=4\pi e.$$

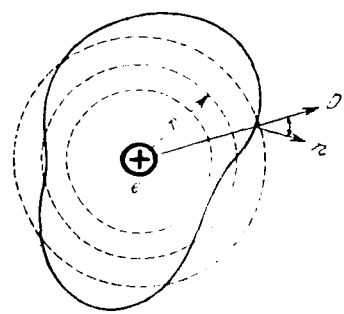


Рис. 36. Поток индукции сквозь замкнутую поверхность.

Как видим, в результате r^2 сократилось; это означает, что N не зависит от r, т. е. что одно и то же число линий N мы получим для любого шара, описанного вокруг точки e как центра (рис. 36). Следовательно $4\pi e$ линий сил, выходящих из заряда e, пронизывают все эти шары, и ни одна линия, вышедшая из какого-либо шара, не может пропасть на пути, а непременно пройдет и сквозь следующий шар. Короче говоря, все *линии сил, выходящие из e, непрерывны во всем поле, и полное число этих линий равно* $4\pi e$.

А если это так, то можем сказать еще общее, а именно: *какую бы замкнутую поверхность мы ни провели вокруг данного заряда e* (на рис. 36 кривая замкнутая поверхность изображена сплошной линией), *всегда полное число линий сил, или полный поток индукции, пронизывающий эту поверхность, будет равен* $4\pi e$.

Это и есть знаменитая теорема Гаусса.

45. Случай нескольких зарядов. — Если мы имеем несколько зарядов *внутри* какой-либо *замкнутой поверхности*, то так как из каждого заряда e выходит $4\pi e$ линий индукции, весь поток индукции, выходящий из этой поверхности, будет равен сумме отдельных потоков, выходящих из каждого заряда, и мы получим

$$N=4\pi\Sigma e.$$

[1] Величину $N=DS\cos(Dn)$ мы будем называть: *поток индукции, число линий индукции, поток сил, силовой поток, число линий сил.* Все эти термины в настоящее время употребительны. Что же касается величины $N_1=ES\cos(En)$, то она называется *потоком напряжения*, и ее не следует смешивать с потоком индукции. Для чистого эфира, где $\varepsilon=1$ и $D=E$, оба эти выражения равны.

При этом может однако возникнуть следующее сомнение. Ведь поле нескольких зарядов получается из полей отдельных зарядов путем *геометрического* сложения, можно ли при этом число линий индукции складывать, как это мы сделали выше, *алгебраически*? — Но легко убедиться, что это так. Для этого рассмотрим какую-либо площадку нашей поверхности S (рис. 37), и пусть даны два поля с индукциями D_1 и D_2, которые складываются по правилу параллелограма (геометрически) и дают результирующее поле D.

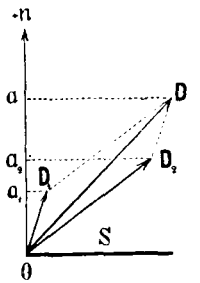


Рис. 37. Сложение потоков.

Потоки индукции каждого из этих полей сквозь нашу площадку будут соответственно равны:

$$N_1 = SD_1 \cos(D_1 n),$$
$$N_2 = SD_2 \cos(D_2 n),$$
$$N = SD \cos(Dn).$$

Но из геометрических свойств параллелограма следует, что

$$D_1 \cos(D_1 n) + D_2 \cos(D_2 n) = D \cos(Dn);$$

поэтому

$$N_1 + N_2 = N.$$

Итак именно потому, что индукции нескольких полей складываются геометрически, потоки индукции складываются алгебраически.

Замечательно, что ни расположение зарядов внутри того объема, который ограничен нашей замкнутой поверхностью, ни форма самой поверхности на результат нашего подсчета потока индукции N нисколько не влияют. В этом и заключается особое значение теоремы Гаусса.

Из теоремы Гаусса непосредственно следует, что если внутри данной замкнутой поверхности будет больше положительных зарядов, чем отрицательных, то поток будет положительный, и наоборот.

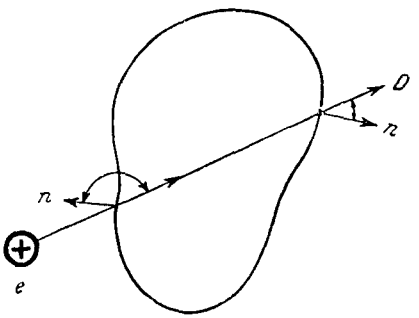


Рис. 38. Заряд вне замкнутой поверхности.

Все заряды, которые находятся снаружи нашей поверхности, тоже дают линии индукции, пронизывающие эту поверхность, но вследствие непрерывности этих линий каждая из них и войдет и выйдет из нашей поверхности (рис. 38); при входе в поверхность каждая линия дает отрицательный поток ($\cos(Dn) < 0$), при выходе же линии из поверхности поток нужно считать положительным; поэтому общий поток индукции всех наружных зарядов сквозь данную поверхность будет равен нулю.

46. Незамкнутая поверхность. — Если проведенная нами поверхность не замкнутая, то конечно из данного заряда e не все $4\pi e$ линий индукции будут пронизывать эту поверхность, а только часть этих линий, и именно та часть, которая находится внутри конуса, проведенного из заряда e к контуру данной поверхности (рис. 39). Легко подсчитать эту

часть линий. Если обозначить через φ телесный угол этого конуса, то очевидно число N_1 линий, находящихся внутри этого угла φ, относится ко всему числу линий $4\pi e$, как величина угла φ к 4π.

Следовательно

$$N_1 = \frac{\varphi}{4\pi} 4\pi e = \varphi e.$$

Этот поток будет положительный, если линии индукции D будут образовывать углы α с нормалями к поверхности меньше прямого, причем $\cos(Dn) > 0$; в противном случае, при $\cos(Dn) < 0$, и поток N_1 будет отрицательным.

Для замкнутой поверхности ABC, охватывающей наш заряд, угол φ обращается в 4π; для замкнутой поверхности, не охватывающей наш заряд, мы имеем $\varphi = 0$. Таким образом опять получаем результаты предыдущего параграфа.

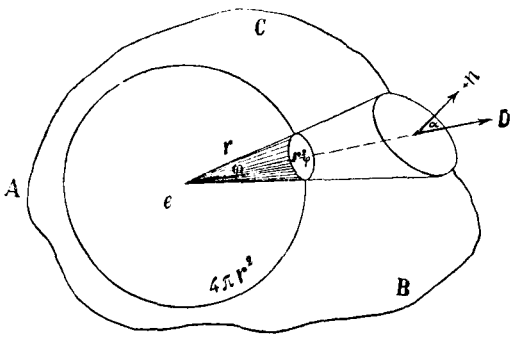


Рис. 39. Поток сквозь незамкнутую поверхность.

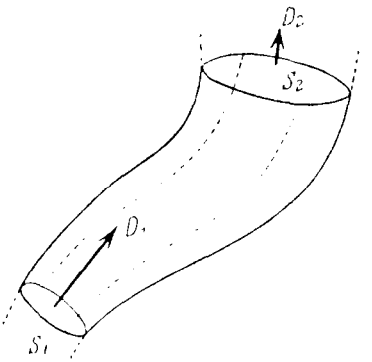


Рис. 40. Трубка сил.

47. Трубка сил.—Представим себе в поле небольшую площадку S и проведем от контура этой площадки линии сил (рис. 40). Все эти линии образуют собою некоторую трубчатую поверхность, которая называется *трубкою сил*. Если внутри данной трубки нет электрических зарядов, то все линии сил, находящиеся внутри этой трубки, будут непрерывны, и так как через боковую поверхность трубки линии сил выходить не могут, ибо эта поверхность им параллельна, то мы можем высказать следующую теорему:

Число линий сил (или линий индукции), проходящих сквозь любое сечение трубки сил, одно и то же, или *поток индукции вдоль всей трубки сил в поле один и тот же:*

$$N = DS\cos(Dn) = \text{const}.$$

Если под поперечными сечениями трубки подразумевать сечения, перпендикулярные к линиям индукции ($\cos Dn = 1$), то, согласно нашей теореме, для двух сечений S_1 и S_2 (рис. 46) можно написать:

$$D_1 S_1 = D_2 S_2.$$

Это означает, что индукция в трубке сил, в которой нет зарядов, обратно пропорциональна поперечному сечению трубки. Там, где трубка

индукции расширяется, индукция D уменьшается; где она суживается — индукция растет, причем произведение из индукции D на поперечное сечение трубки S везде постоянно.

Любопытно отметить здесь же, что совершенно такое же соотношение мы имеем и в случае потока жидкости, текущей по какой-либо трубке. Там, где трубка шире, скорость жидкости меньше; где трубка уже — скорость больше; но произведение из скорости течения на площадь поперечного сечения трубки, т. е. количество протекающей в единицу времени жидкости (поток жидкости), везде одинаково.

Мы можем себе представить все поле составленным из таких трубок сил, поток индукции которых равен единице (единичные трубки). Тогда каждая из таких трубок может играть роль одной линии сил (40, **41**). В тех местах поля, где индукция больше, поперечное сечение трубок, как мы сейчас доказали, должно суживаться, а вместе с тем густота линий сил будет пропорционально больше.

48. Заряженные плоскости. — Применим теорему Гаусса к случаю одной плоскости (рис. 41), на которой электричество распределено с *равномерною плотностью* $+\sigma$. *Плоскость мы примем бесконечно большой*, т. е. будем предполагать, что края плоскости очень далеки от рассматриваемого места. С каждого квадратного сантиметра этой плоскости будет выходить $4\pi\sigma$ линий сил. Вследствие симметрии эти линии должны итти нормально к плоскости, и притом в обе стороны в одинаковом количестве. Следовательно половина всех линий пойдет вправо, а другая половина — влево; по обе стороны заряженной плоскости мы получим индукцию

$$D = 2\pi\sigma$$

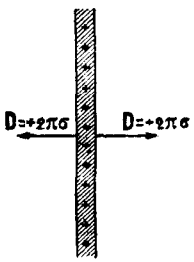


Рис. 41. Заряженная плоскость.

и напряжение

$$E = \frac{2\pi\sigma}{\varepsilon}.$$

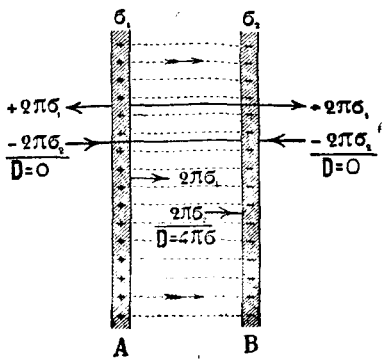


Рис. 42. Поле двух заряженных плоскостей.

Другой, тоже простой, случай мы получим, если возьмем две таких плоскости A и B (рис. 42), параллельных друг другу, из которых одна заряжена положительным электричеством плотности $+\sigma$, а другая — отрицательным электричеством плотности $-\sigma$. Если поле этих зарядов ограничено пространством между плоскостями A и B и наружное поле равно нулю, то все линии сил, выходящие из плоскости A, пойдут к плоскости B. В этом случае индукция между плоскостями будет равна

$$D = 4\pi\sigma,$$

а напряжение поля

$$E = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}.$$

Мы можем это поле разложить на две части и представить его составленным из поля заряженной плоскости A и из поля плоскости B. Каждая из этих плоскостей даст нам индукцию $2\pi\sigma$, как и в предыдущем случае, когда мы имели только одну заряженную плоскость. При сложении же обоих полей мы получим внутри, между плоскостями, где оба поля сложатся, индукцию $D = 4\pi\sigma$, между тем как снаружи оба поля будут противоположно направлены и взаимно уничтожат друг друга (рис. 42).

49. Взаимодействие двух плоскостей. — Сила, с которой поле E_0 действует на заряд e, равна, как мы знаем,

$$F = E_0 e,$$

причем под E_0 нужно подразумевать напряжение поля всех остальных зарядов кроме e. В нашем случае напряжение поля, образуемого одною плоскостью A (рис. 42) в том месте, где находится плоскость B, согласно с выводом предыдущего параграфа равно

$$E_0 = \frac{2\pi\sigma}{\varepsilon}.$$

Если вырезать в плоскости B площадь в S квадратных сантиметров, то на этой площади поместится количество электричества

$$e = \sigma \cdot S,$$

и следовательно на эту часть плоскости будет действовать сила

$$F = E_0 e = \frac{2\pi\sigma^2}{\varepsilon} \cdot S.$$

Такая же сила будет действовать на площадку S, вырезанную в плоскости A.

Мы видим, что сила взаимодействия между плоскостями пропорциональна квадрату плотности электричества σ и обратно пропорциональна диэлектрической постоянной ε той среды, которая помещена между плоскостями; но эта сила не зависит от расстояния между плоскостями (если плоскости бесконечно велики, как мы это здесь приняли).

Заметив, что $\varepsilon E = D = 4\pi\sigma$, мы можем написать также:

$$F = \frac{2\pi\sigma^2}{\varepsilon} \cdot S = \frac{D}{2\varepsilon}\sigma S = \frac{E}{2}\sigma S.$$

50. Общее правило для заряженных поверхностей. — Предположим, что кроме поля одной заряженной плоскости, которое мы уже определили (46, 48), в том же пространстве действует еще другое, тоже однородное поле E_0. Диэлектрическую постоянную всего поля мы предположим одинаковой и равной единице. Для того чтобы нагляднее представить результирующее обоих полей, мы разложим поле E_0 на две составляющие: одну составляющую E_t направим параллельно заряженной плоскости, а другую E_n — нормально к ней.

Так как сама заряженная плоскость образует только нормальное к себе поле, то она не может изменить тангенциальных составляющих внешнего поля E_t, а потому тангенциальная составляющая результирующего поля будет равна E_t и будет по обе стороны заряженной плоскости одинакова. Обозначая значками (1) и (2) одну и другую стороны (например положительную и отрицательную сторону) заряженной плоскости, мы можем для тангенциальных составляющих написать:

$$E_{t1} = E_{t2}.$$

Для нормальных составляющих результирующего поля мы получим иное соотношение, потому что с одной стороны заряженной плоскости ее поле и нормальная составляющая внешнего поля будут одинакового направления и будут складываться, тогда как с другой стороны они будут противоположно направлены и вычитаться друг из друга (рис. 43).

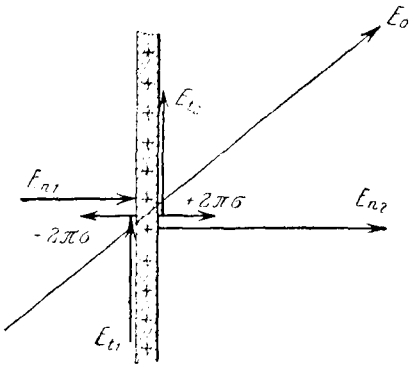


Рис. 43. Влияние заряженной поверхности.

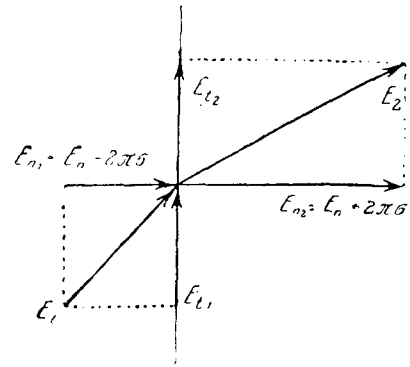


Рис. 44. Преломление линий сил у заряженной поверхности.

Итак для нормальных составляющих результирующего поля по обе стороны заряженной плоскости мы должны написать:

$$E_{n1} = E_n - 2\pi\sigma; \quad E_{n2} = E_n + 2\pi\sigma.$$

Разность нормальных составляющих напряжений конечно не зависит от величины добавочного внешнего поля:

$$E_{n2} - E_{n1} = 4\pi\sigma.$$

Но углы наклонения результирующего поля относительно нормали к заряженной плоскости будут по обе стороны этой последней разные, а именно (рис. 44):

$$\operatorname{tg}\alpha_1 = \frac{E_t}{E_n - 2\pi\sigma}; \quad \operatorname{tg}\alpha_2 = \frac{E_t}{E_n + 2\pi\sigma}.$$

Мы можем следовательно сказать, что линии сил поля *преломляются* у заряженной плоскости. Преломления не будет только в том случае, если внешнее поле направлено перпендикулярно к заряженной плоскости ($E_t = 0$) (или когда $E_0 = 0$).

Полученный нами результат мы можем обобщить и на случаи заряженных поверхностей какой угодно формы, если условимся рассматривать электрическое поле только в *непосредственной* близости от кривой поверхности и в пределах *небольшой площадки*, которую можно считать за плоскую, а поле вблизи нее за однородное. Тогда получим следующие общие правила:

1. Тангенциальные составляющие напряжения поля по обеим сторонам заряженной поверхности одинаковы:

$$E_{t1} = E_{t2}.$$

2. Нормальные составляющие напряжения различны ($\varepsilon = 1$):

$$E_{n2} - E_{n1} = 4\pi\sigma.$$

3. Линии сил преломляются у заряженной поверхности по закону:

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha_2}{\operatorname{tg}\alpha_1} = \frac{E_n - 2\pi\sigma}{E_n + 2\pi\sigma}.$$

51. Поле равномерно заряженной пластинки. — Дана пластинка, ограниченная двумя параллельными (бесконечной величины) плоскостями на расстоянии $2a$ друг от друга. Пластинка заряжена электричеством везде одинаковой плотности ρ; определить ее поле.

Для наипростейшего решения этой задачи проведем в пластинке серединную плоскость YY (рис. 45) и очертим на ней площадку $S = 1$ *см*^{2}. Проведя от контура этой площадки в обе стороны линии сил, получим трубку сил (45, **47**). Применим теорему Гаусса к средней части этой трубки сил длиною $2x$. Объем выделенного нами цилиндрика равен $2x$, а заряд его $2\rho x$. Число линий сил, выходящих из рассматриваемого объема, будет равно по теореме Гаусса $8\pi\rho x$. Вследствие симметрии поля все линии сил будут нормальны к серединной плоскости, причем половина их пойдет параллельно оси $+X$, а другая половина пойдет параллельно оси $-X$. Так как эти линии пронизывают один квадратный сантиметр, то число их равно индукции поля. Итак индукцию поля внутри заряженной пластинки можно выразить формулою:

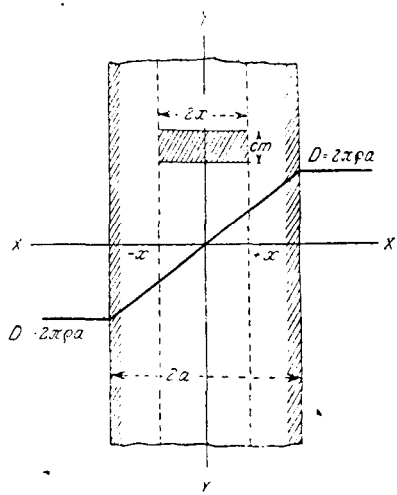


Рис. 45. Поле равномерно заряженной пластинки.

$$D_l = 4\pi\rho \cdot x.$$

Индукция у серединной плоскости ($x = 0$) равна нулю; затем она растет пропорционально расстоянию x от этой плоскости. На пограничных плоскостях индукция будет равна

$$D = 4\pi\rho \cdot a.$$

При дальнейшем удлинении цилиндра, т. е. при выходе *наружу* заряженной пластинки, количество электричества, заключающееся в цилиндре, изменяться не будет, а следовательно и число линий сил, выходящих из него, останется тем же. Поэтому индукция *снаружи* пластинки будет везде одинакова и равна индукции на ее поверхностных плоскостях:

$$D_a = 4\pi\rho \cdot a.$$

Если мы примем во внимание толщину пластинки $2a$ и объемную плотность электричества ρ, то можем сказать, что количество электричества, заключающееся в квадратном сантиметре пластинки, равно:

$$\sigma = 2a \cdot \rho.$$

Эту величину мы можем принять за *поверхностную* плотность электричества на пластинке и применить формулу заряженной плоскости (46, **48**), тогда для внешнего поля получим:

$$D_a = 2\pi\sigma = 4\pi\rho \cdot a,$$

в согласии с тем результатом, который мы получили сейчас. Отсюда мы заключаем, что и в заряженной плоскости, т. е. в пластинке чрезвычайно тонкой, мы не имеем скачка в величине напряжения поля, а постепенный переход от значения поля с одной стороны заряженной поверхности к значению поля с другой стороны поверхности. Но конечно чем тоньше слой заряда, тем этот переход происходит быстрее. На рис. 45 изменение индукции D при переходе сквозь равномерно заряженный слой показано толстой сплошной линией.

52. Поле равномерно заряженного шара.— Для определения поля мы поступим аналогично с предыдущим случаем, только вместо цилиндрика опишем около центра данного шара концентрическую ему шаровую поверхность некоторого радиуса r, но меньше радиуса a данного шара. Объем описанного нами шара равен $\frac{4}{3}\pi r^3$, его заряд $\frac{4}{3}\pi\rho r^3$, и число линий сил, из него выходящих, будет равно $4\pi \cdot \frac{4}{3}\pi\rho r^3$. Число линий сил, приходящихся на единицу поверхности $4\pi r^2$ шара, или индукция поля на расстоянии r от центра будет равна следовательно:

$$D_l = \frac{4}{3}\pi\rho \cdot r.$$

Эта формула показывает, что индукция в центре равномерно заряженного шара ($r = 0$) равна нулю; затем она растет пропорционально расстоянию от центра шара и на поверхности шара она равна:

$$D = \frac{4}{3}\pi\rho \cdot a.$$

Если мы опишем шаровую поверхность радиусом r большим, чем a, то заключенный внутри поверхности заряд окажется равным всему заряду шара:

$$e = \frac{4}{3}\pi\rho \cdot a^3,$$

а число линий сил, выходящих из шара, будет равно $4\pi e$. Эти линии сил пронизывают поверхность, равную $4\pi r^2$, и следовательно индукция снаружи равномерно заряженного шара выразится формулою:

$$D_a = \frac{e}{r^2}.$$

Значит снаружи индукция поля той же величины, как если бы весь заряд e был сосредоточен в центре шара; индукция обратно пропорциональна квадрату расстояния от центра.

Предлагаем читателю убедиться в том, что формулы для индукции D_i и D_a, внутри и снаружи равномерно заряженного шара, для его поверхности $r = a$ дают один и тот же результат. Следовательно индукция изменяется *непрерывно* при удалении от центра шара, сперва возрастая пропорционально расстоянию, затем убывая обратно пропорционально квадрату расстояния от центра, без всякого скачка.

53. Поле равномерно заряженного эллипсоида.— Задача определения электрического поля равномерно заряженного эллипсоида вполне аналогична с задачей определения поля ньютонианского тяготения эллипсоида равномерно распределенной массы; это потому, что силы тяготения, как и электрические силы, действуют обратно пропорционально квадрату расстояния от отдельных притягивающих центров. Однако мы не будем проводить здесь ни вычислений, ни самых формул, которые довольно сложны: интересующиеся этим могут найти все это в специальных книгах. Тем не менее мы считаем необходимым дать общее понятие о результатах этих вычислений, так как они могут иметь и практическое значение.

Проведем из центра эллипсоида радиус-вектор r и три главных оси эллипсоида. Проектируя радиус r на эти оси, получаем:

$$x = r \cdot \cos\alpha; \quad y = r \cdot \cos\beta; \quad z = r \cdot \cos\gamma;$$

где α, β, γ означают углы, образуемые радиусом r с осями эллипсоида, направленными по X, Y, Z; величины x, y, z представляют собою координаты конца радиуса, т. е. той точки поля, индукцией в которой мы интересуемся. Вычисления показывают, что проекции индукции на оси X, Y, Z, для всех точек, находящихся *внутри* эллипсоида, можно выразить формулами:

$$D_x = A \cdot x; \quad D_y = B \cdot y; \quad D_z = C \cdot z,$$

где A, B, C суть три коэфициента, зависящие от величины осей эллипсоида. Эти формулы показывают, что индукция внутри равномерно заряженного эллипсоида растет пропорционально расстоянию r от центра, как и внутри равномерно заряженного шара; однако, в отличие от шара,

теперь индукция, вообще говоря, не направлена по радиусу, потому что коэфициенты A, B, C неодинаковы. Для шара, который, как известно, можно рассматривать как частный случай эллипсоида с тремя одинаковыми полуосями, мы имели бы:

$$A = B = C = \frac{4}{3}\pi\rho,$$

и индукция была бы направлена по радиусу. В эллипсоиде эта симметрия расхождения линий сил из центра нарушается, вследствие неравенства его размеров по трем осям. Только для точек, лежащих на самих осях, где два из косинусов равны нулю (например для оси X $\cos\alpha = 1$, $\cos\beta = \cos\gamma = 0$), индукция оказывается направленной по самой этой оси.

Для наружных точек эллипсоида его поле изображается еще более сложными формулами: линии сил имеют здесь вид гиперболических кривых, которые по мере удаления от эллипсоида все более и более обращаются в прямые линии. На очень далеком расстоянии поле можно считать радиальным, как будто весь заряд эллипсоида был сосредоточен в его центре. Однако это уже не есть свойство самого эллипсоида; заряженное тело любой формы на расстояниях, бесконечно больших по сравнению с его собственными размерами, действует как заряженная точка.

IV. ПРОВОДНИК В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ.

54. Влияние на проводники.— Мы теперь рассмотрим явление электризации проводников через влияние с точки зрения теории электрических линий сил.

Предположим, что в поле заряда e (рис. 46a) мы внесли проводник C. Радиальные линии сил заряда e не могут оставаться такими, какими

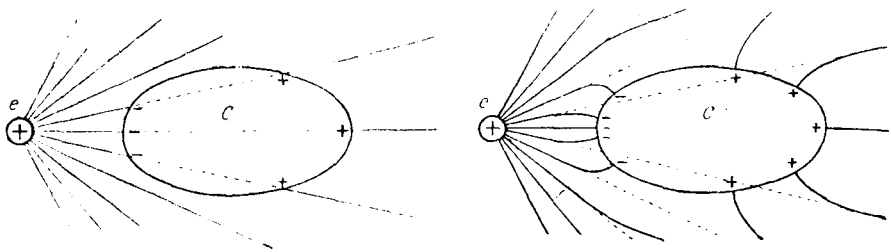


Рис. 46. Изменение поля при внесении проводника.

они были при отсутствии проводника. Мы знаем, что парные электричества внутри проводника могут свободно передвигаться, причем положительные заряды начнут двигаться вдоль линии сил, а отрицательные заряды — в противоположном направлении, и у нас получится то, что обычно называется *электрическим током*. Это явление будет происходить до тех пор, пока электрические заряды не достигнут поверхности проводника, где проводник граничит с изолятором, и расположатся на

поверхности так, чтобы внутри проводника электрическое поле равнялось нулю (на рис. 46 это обозначено пунктиром). Мы можем это условие равновесия электричества в проводнике выразить формулою:

$$E_t = 0.$$

То, что изображено на рис. 46, мы можем наглядно выразить и следующими словами: проводник при внесении его в электрическое поле *разрезывает* все линии сил. При таком разрезывании естественно образуются концы линий сил, которые и представляют собою заряды на поверхности проводника. При разрезывании каждой линии сил образуются два конца: один из них представляет положительное электричество (начало линии), другой — отрицательное электричество; количества положительного и отрицательного электричеств, полученных при таком разрезывании, очевидно должны быть одинаковыми.

55. Условие на поверхности проводника.— Написанное выше условие равновесия электричества в проводнике необходимо, но оно еще не достаточно. Легко доказать, что линии сил не останутся в том положении, как это показано на рис. 46a, а будут изменять свою форму снаружи проводника так, чтобы стать *перпендикулярно* к поверхности проводника, как это приблизительно показано на рис. 46b.

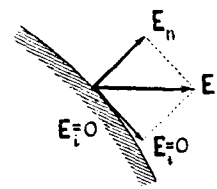


Рис. 47.

Действительно предположим, что линия сил была бы в каком-либо месте не нормальна к проводнику, а направлена под каким-нибудь углом α (рис. 47) к этой нормали; тогда мы можем разложить напряжение поля в этом месте на две составляющие: одну E_n — нормальную и другую E_t — касательную к проводнику. Эта последняя составляющая приведет очевидно электричество в движение вдоль по поверхности проводника, и если мы желаем, чтобы электричество в проводнике было в равновесии, то эта касательная составляющая должна равняться нулю. А это означает, что линии сил должны быть нормальны к поверхности проводника.

Обозначая тангенциальную составляющую напряжения поля через E_t, мы можем это условие выразить так:

$$E_t = 0.$$

Далее, пусть плотность электричества в каком-либо месте поверхности проводника будет σ. По теореме Гаусса с каждого квадратного сантиметра около этого места проводника должны выходить $4\pi\sigma$ линий. Мы знаем, что все эти линии должны выходить наружу проводника, так как внутри него линий сил быть не может; кроме того мы знаем, что линии эти должны быть перпендикулярны к поверхности проводника. Следовательно число линий сил, выходящих из каждого квадратного сантиметра поверхности проводника, перпендикулярно к этой поверхности, другими словами, густота линий сил, или индукция D_n, у поверхности проводника равна $4\pi\sigma$.

Касательная же, составляющая индукции D_t, так же как и E_t, равна нулю. Итак для проводника имеем:

$$D_n = \varepsilon E_n = 4\pi\sigma,$$
$$D_t = \varepsilon E_t = 0,$$
$$D_0 = E_0 = 0.$$

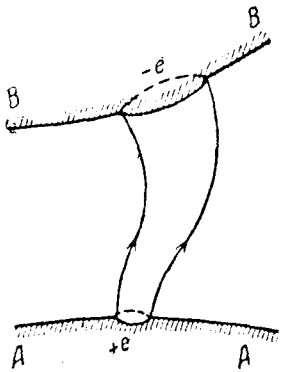


Рис. 48.
Соответственные заряды.

56. Соответственные заряды. Возьмем в каком-либо месте на поверхности заряженного проводника небольшую площадку S с поверхностною плотностью σ. От контура этой площадки проведем линии сил и полученную таким образом трубку сил продолжим до встречи с другим проводником (рис. 48).

У *начала* трубки на поверхности проводника мы будем иметь количество электричества (53, 55)

$$e_1 = \frac{D_1 S_1}{4\pi},$$

тогда как у *конца* трубки, где $\cos(Dn) = -1$, мы получим

$$e_2 = -\frac{D_2 S_2}{4\pi},$$

а так как величина DS вдоль всей трубки постоянна (44, **46**), то получаем:

$$e_1 = -e_2.$$

Следовательно оба заряда проводников в начале и в конце трубки будут равны и противоположны.

Такие заряды, которые связаны одною и тою же трубкою сил, называются *соответственными*.

Полезно заметить себе, что соответственные заряды могут находиться только на двух *разных, изолированных* друг от друга проводниках. Если бы даже от каких-либо причин образовались соответственные заряды на одном проводнике (рис. 49), то отталкивания одноименных электричеств и притяжение разноименных электричеств повели бы к тому, что электричества a и b начали бы двигаться друг к другу до взаимного уничтожения.

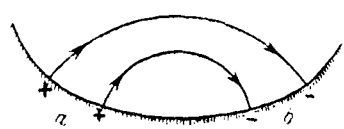


Рис. 49.
Соответственные заряды.

57. Полый проводник в поле.— Приведенные в предыдущих параграфах рассуждения остаются в силе и в том случае, когда вводимый нами в электрическое поле проводник имеет внутри себя пустые полости, или полости, заполненные каким-либо изолятором. Снаружи электрические заряды расположатся так, как будто данный проводник был сплошной; но если бы внутри полости и образовались через влияние парные электрические заряды, то они не могли бы оставаться в равновесии, а, как ука-

зано в предыдущем параграфе, они тотчас же взаимно уничтожили бы друг друга. Получить электрический заряд внутри проводника мы можем только, раскрыв его полость и внеся в нее изолированный от проводника заряд (21, 18). Невозможность получения заряда внутри замкнутого проводника путем наружного влияния следует также и из теоремы Гаусса, по которой линии сил в поле тянутся непрерывно и не имеют концов (45, 47). Так как сама теорема есть следствие из закона Кулона (действие, обратно пропорционально квадратам расстояний между взаимодействующими зарядами), то опыты Кулона и Фарадея (20, 17) подтверждают закон Кулона. Подобные опыты могут быть произведены с гораздо большею точностью, чем непосредственные измерения сил по способу Кулона (16, 12). Так например из опытов Максвелла, про-

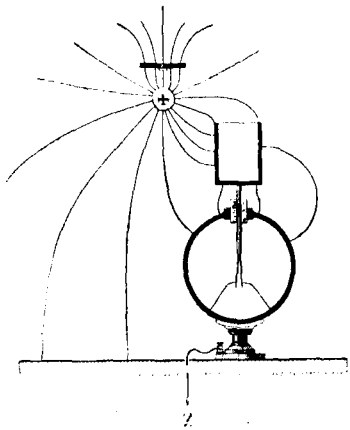


Рис. 50.

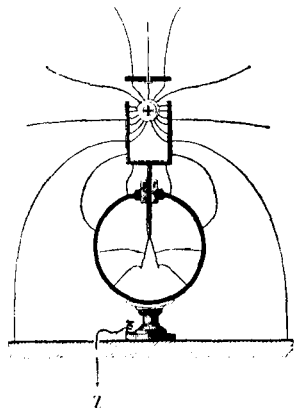


Рис. 51.

изведенных с полыми проводниками аппаратами определенной чувствительности, следует, что показатель степени r в формуле Кулона не может отличаться от 2 более чем на 0,00005.

Таким образом закон Кулона подтвержден на опыте с большою точностью и может служить прочным основанием для наших дальнейших теоретических выводов.

58. Цилиндр Фарадея.— В заключение этого отдела полезно будет применить понятие о линиях сил к какому-нибудь из тех случаев, которые мы рассмотрели раньше с точки зрения непосредственного взаимодействия электрических зарядов.

Мы выберем для этого опыт с цилиндром Фарадея (21, 18).

Положим, что мы имеем шарик (рис. 50), заряженный положительным электричеством; вокруг него образуется электрическое поле. Некоторые линии сил этого поля, выходя из шарика, доходят до цилиндра Фарадея, и там, где эти линии *кончаются* на цилиндре, мы должны иметь *отрицательные* заряды (39, 40); это те заряды, которые возбуждаются „через влияние". Одновременно с отрицательными зарядами, как мы знаем, возникают через влияние и положительные заряды; следовательно у нашего цилиндра должны *начинаться* новые линии сил, причем число *концов* и *начал* линий сил на цилиндре будет оди-

наково. Часть этих новых линий сил придется на долю листочков электроскопа, внутри электроскопа тоже образуется поле, отчего листочки расходятся.

Пока шарик еще далеко от цилиндра, большая часть его линий сил идет мимо цилиндра и кончается на других предметах, например на столе (рис. 50), на наружной оболочке электроскопа, на стенах комнаты и т. п. По мере приближения шарика к цилиндру (рис. 51) все большее число линий кончается в этом последнем, и наконец когда шарик помещен внутри цилиндра, закрытого со всех сторон (рис. 52), то все

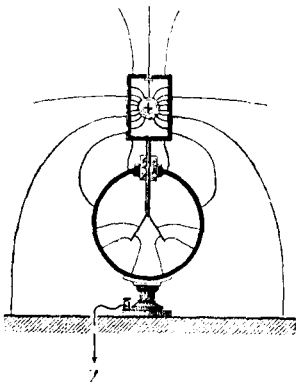


Рис. 52.

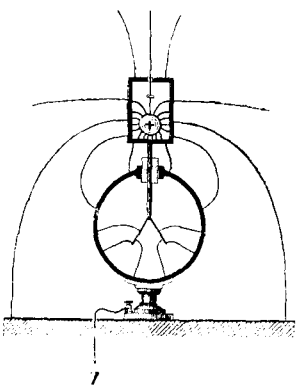


Рис. 53.

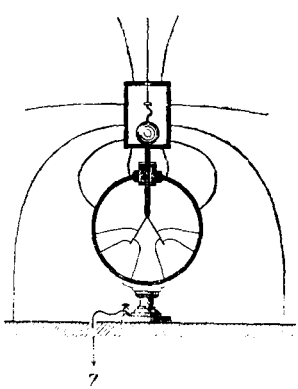


Рис. 54.

$4\pi e$ линий шарика кончаются на внутренней поверхности цилиндра. В этот момент и число концов линий сил, а следовательно и количество электричества на шарике, на внутренней поверхности цилиндра и на его наружной поверхности оказывается совершенно одинаковым. Что же касается распределения наружных линий, то благодаря проводящей оболочке цилиндра наружное поле делается совершенно независимым от внутреннего (рис. 52, 53, 54). Даже при соприкосновении шарика с внутренней поверхностью цилиндра (рис. 54), когда внутреннее поле совершенно исчезает, снаружи поле остается неизменным. В конце концов на электроскопе оказывается то же количество электричества, что было раньше на шарике, и притом того же знака.

V. ИЗОЛЯТОР В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ.

59. Фиктивная электризация и поляризация диэлектрика.— Перейдем теперь к изучению действия электрического поля на диэлектрики. Опыты показали нам, что диэлектрики, как и проводники, помещенные в электрическое поле, электризуются через влияние.

Мы выяснили также, что заряды, которые получаются через влияние на проводнике и диэлектрике, отличаются друг от друга тем, что в проводнике заряды разных знаков отделимы друг от друга, тогда как в диэлектрике это отделение невозможно.

Это различие между диэлектриками и проводниками мы отметим тем, что будем называть заряды, получаемые через влияние в проводниках,

действительными зарядами, а заряды, индуцируемые в диэлектриках,— *фиктивными*.

Из только что сказанного не следует однако, что диэлектрики вообще неспособны электризоваться действительными зарядами. Нет, на диэлектриках можно получить и действительные заряды, только для этого одного электростатического влияния недостаточно, а, как мы видели, необходимо трение и т. п. Фиктивная электризация поверхности диэлектрика получается вследствие поляризации молекул, находящихся в его объеме, и нам необходимо теперь установить количественную связь между этими двумя явлениями.

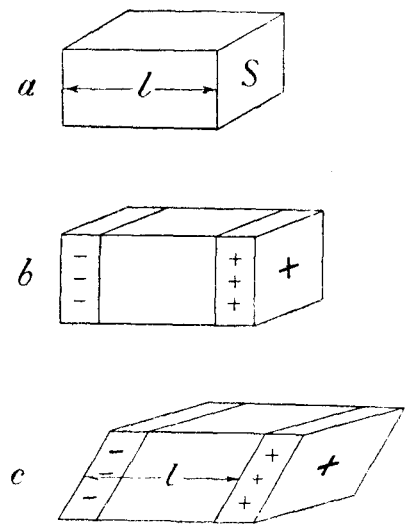


Рис. 55. Поляризация и поверхностные заряды диэлектрика.

Представим себе некоторый объем диэлектрика в неполяризованном состоянии; пусть это будет параллелепипед длиною l и поперечного сечения S (рис. 55, *a*). Внутри этого параллелепипеда, как мы знаем, имеются парные заряды, т. е. положительные и отрицательные заряды в одинаковом количестве. Сдвинем положительные заряды по длине параллелепипеда немного вправо (рис. 55,*b*), оставив отрицательные заряды на месте; тогда наш диэлектрик поляризуется. При этом во всем его объеме его заряды останутся парными, и средняя его электризация останется равною нулю; только на его поверхности выступят справа положительные, а слева отрицательные заряды. Если мы через σ_1 обозначим поверхностную плотность этих зарядов, то поляризованный диэлектрик будет иметь на каждом своем конце количество электричества

$$e_1 = \pm S\sigma_1.$$

Произведение из зарядов e_1 на их взаимное расстояние l называется *электрическим моментом* диэлектрика:

$$P = le_1 = lS\sigma_1.$$

Электрический момент в единице объема будет очевидно

$$P_e = \frac{P}{lS} = \sigma_1.$$

Эта величина характеризует степень поляризации данного диэлектрика и называется *интенсивностью поляризации.*

Очевидно, чем большее число зарядов сдвинулось при поляризации и чем на большее расстояние они сдвинулись, тем больше будет и величина интенсивности поляризации.

Из написанной выше формулы мы видим, что

$$P_e = \sigma_1,$$

т. е. что интенсивность поляризации равна плотности фиктивных зарядов на поверхности диэлектрика.

Впрочем такое простое соотношение не всегда имеет место. Действительно, если бы наш параллелепипед был косой (рис. 55, *в*), то его электрический момент все равно был бы

$$P = lS\sigma_1,$$

но его объем был бы

$$lS\cos(ln),$$

где n — направление нормали к его поверхности S. В этом случае мы получили бы для интенсивности поляризации:

$$P_e = \frac{\sigma_1}{\cos(ln)}.$$

Так как поляризация у нас направлена по длине параллелепипеда l, то $\cos(ln) = \cos(Pn)$, и мы можем написать:

$$\sigma_1 = P_m \cos(Pn).$$

Это и есть искомая общая связь между фиктивной электризацией поверхности диэлектрика и интенсивностью поляризации его объема в непосредственной близости у рассматриваемой точки поверхности.

Если поляризация параллельна поверхности, то $\cos(Jn) = 0$, $\sigma_1 = 0$. Это надо понимать так: когда фиктивные электричества раздвигаются в пределах молекул диэлектрика параллельно его поверхности, то на поверхности оказывается столько же положительных зарядов, сколько и отрицательных, поэтому средняя плотность зарядов на поверхности оказывается равною нулю. Наоборот, если поляризация нормальна к поверхности, $\cos(Jn) = 1$, и тогда ее интенсивность равна плотности поверхностных зарядов, как это мы получили раньше.

Для различных точек поверхности одного и того же диэлектрика $\cos(Jn)$ может конечно иметь различные значения.

Нам остается еще найти связь между поверхностною плотностью электризации σ_1 и напряжением электрического поля.

60. Свободные заряды.—Положим, что поверхность проводника с зарядами плотности $+\sigma$ граничит с диэлектриком; на этом диэлектрике должны находиться тоже (фиктивные) заряды, полученные через влияние. Так как эти заряды будут во всяком случае противоположны зарядам проводника, то мы их поверхностную плотность обозначим через $-\sigma_1$. Приняв это во внимание, мы можем пограничную поверхность проводника с диэлектриком считать заряженной электричеством плотности

$$\sigma_0 = \sigma - \sigma_1.$$

Эта величина носит название поверхностной плотности *„свободных"* зарядов.

Слово „свободный" означает, что, благодаря присутствию диэлектрика часть действительных зарядов проводника как бы *связана* или *заслонена* противоположными зарядами диэлектрика и не может оказывать своего действия вдаль. Только свободные заряды действуют на отдаленные точки пространства по закону Кулона.

Если где-нибудь в поле имеется граница двух диэлектриков с различными диэлектрическими постоянными, то на их поверхностях образуются фиктивные заряды с различными плотностями σ_1 и $-\sigma_2$. Такую поверхность мы должны считать заряженной *свободным* электричеством плотности

$$\sigma_0 = \sigma_1 - \sigma_2.$$

Если все свободные заряды на границах проводников и диэлектриков нам известны, то напряжение электрического поля можно вычислять так, как будто эти заряды действительны и как будто диэлектрическая постоянная во всем поле одинакова и равна единице. Действие диэлектриков сводится таким образом к действию их поверхностных зарядов.

Однако в большинстве случаев фиктивные заряды не даны, и приходится решать обратную задачу: дано внешнее поле или даны действительные заряды, и требуется определить и фиктивные заряды диэлектриков и их поляризацию. Решение этой задачи в общем виде представляет значительные затруднения, и мы рассмотрим ниже только самые простые и наиболее важные случаи.

61. **Диэлектрическая постоянная и коэфициент электризации.** — Положим, что диэлектрик с диэлектрической постоянной ε граничит с проводником. Поверхностная плотность электричества на проводнике связана с напряжением поля у его поверхности формулой:

$$D = \varepsilon E = 4\pi\sigma,$$

которую мы нашли, применяя теорему Гаусса (54, **55**). Но коэфициент ε был нами введен в формулу Кулона (33, **33**) потому, что окружающий наэлектризованный проводник диэлектрик сам электризуется через влияние и своими зарядами изменяет силы взаимодействия между погруженными в него проводниками. Мы можем однако не вводить коэфициента ε, а рассматривать поле в этом случае как составленное из двух частей: во-первых, из поля действительных зарядов проводника $E_1 = 4\pi\sigma$ и, во-вторых, из поля фиктивных зарядов диэлектрика $E_2 = 4\pi\sigma_1$. Оба поля будут противоположных направлений, потому что ближайшее к влияющему электричеству σ электричество σ_1 будет противоположного знака. Значит у поверхности проводника у нас будут два слоя электричества: $+\sigma$ и $-\sigma_1$, которые дадут в диэлектрике поле

$$E = 4\pi\sigma - 4\pi\sigma_1.$$

Опыт показывает, что в первом приближении σ_1 пропорционально напряжению поля E, т. е.

$$\sigma_1 = kE.$$

Коэфициент k называется *коэфициентом электризации*.

Сопоставляя эти формулы вместе, мы получаем:

$$(1 + 4\pi k) E = 4\pi\sigma$$

и, сравнивая это с нашей прежней формулой для потока индукции, мы видим, что

$$\varepsilon = 1 + 4\pi k.$$

Эта формула связывает диэлектрическую постоянную с коэфициентом электризации.

Так как для эфира $\varepsilon = 1$, а для всех других тел ε больше единицы, то коэфициент электризации для эфира $k = 0$, а для других тел k больше нуля, т. е. положительная величина.

62. Граница двух диэлектриков.— Мы только что рассматривали случай, когда проводник граничит с диэлектриком. Теперь рассмотрим случай, когда два разных диэлектрика I и II граничат друг с другом и находятся в электрическом поле E. В каждом из этих диэлектриков под влиянием электрического поля возникнут поверхностные (фиктивные) заряды. Разложим напряжение поля E у границы обоих диэлектриков на две составляющие: вдоль этой границы E_t и нормально к ней E_n. Легко видеть, что составляющая напряжения поля E_t, касательная к поверхности раздела диэлектриков, раздвинет парные заряды в молекулах обоих диэлектриков вдоль поверхности, и потому под ее влиянием на поверхности окажется столько же положительных зарядов, сколько и отрицательных. Что же касается нормальной составляющей E_n, то под ее влиянием на прилегающих друг к другу поверхностях обоих диэлектриков возникнут через влияние фиктивные заряды. Пусть на одном из диэлектриков плотность поверхностных зарядов будет $+\sigma_1$, тогда на прилегающей поверхности другого диэлектрика заряды будут противоположного знака, и мы обозначим их плотность через $-\sigma_2$. Таким образом поверхность раздела обоих диэлектриков окажется наэлектризованною плотностью $\sigma = \sigma_1 - \sigma_2$. Эти заряды дадут в каждую сторону сквозь каждый квадратный сантиметр поток:

$$2\pi\sigma = 2\pi(\sigma_1 - \sigma_2)$$

(58, **60**); поэтому разность нормальных напряжений поля во втором и первом диэлектриках будет $4\pi\sigma$:

$$E_{n2} - E_{n1} = 4\pi(\sigma_1 - \sigma_2).$$

Полагая, как и прежде, $\sigma_1 = k_1 E_{n1}$ и $\sigma_2 = k_2 E_{n2}$, получаем:

$$(1 + 4\pi k_1) E_{n1} = (1 + 4\pi k_2) E_{n2},$$

или

$$\varepsilon_1 E_{n1} = \varepsilon_2 E_{n2},$$

$$D_{n1} = D_{n2}.$$

Это означает, что нормальная составляющая индукции одна и та же в обоих диэлектриках; нормальная же составляющая напряжения разная,

и притом так, что напряжение поля обратно пропорционально диэлектрической постоянной ε.

Так как наши фиктивные заряды дают поле, перпендикулярное к поверхности раздела, то очевидно на тангенциальную составляющую напряжения они никакого влияния оказывать не могут, и поле E_t будет таким, как будто никаких поверхностных зарядов не было, т. е. в обоих диэлектриках одно и то же:

$$E_{t1} = E_{t2};$$

зато вследствие этого индукции D_t будут разные, а именно:

$$E_t = \frac{D_{t1}}{\varepsilon_1} = \frac{D_{t2}}{\varepsilon_2},$$

и индукции D_t будут пропорциональны соответственной диэлектрической постоянной.

63. Линии индукции и линии напряжения поля. Для того чтобы иметь более наглядное представление о линиях сил, пронизывающих диэлектрики, предположим, что нам дан заряженный проводник A (рис. 56, *а*), на котором наложено несколько параллельных слоев различных диэлектриков B, C, D, из которых D представляет собой чистый эфир. Линии индукции, выходящие из зарядов проводника, мы можем себе представлять состоящими из двух частей: одна часть их проходит, не касаясь

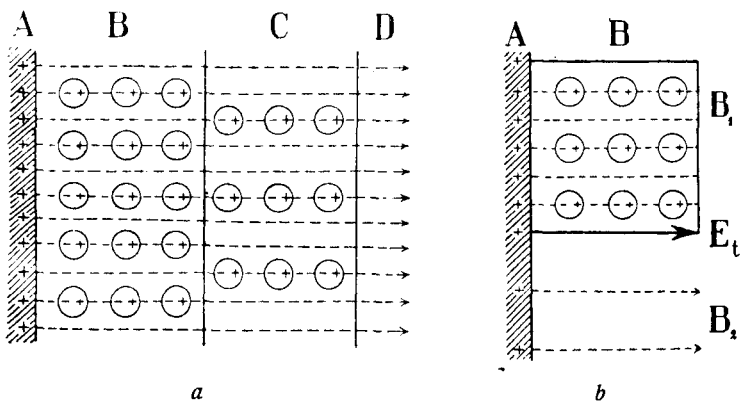


Рис. 56. Линии сил в смежных диэлектриках.

молекул диэлектрика, как бы в чистом эфире, другая же часть, выходя из поверхностных зарядов проводника, кончается на ближайших фиктивных зарядах молекул диэлектрика; здесь начинаются новые линии сил, идущие затем к следующему слою молекул, и так далее от молекулы к молекуле через весь диэлектрик. При этом парные заряды поляризованных молекул оказываются нанизанными на линиях индукции, как бусы (рис. 56, *а*).

На границе двух разных диэлектриков перпендикулярная к ним индукция остается неизменною; тем не менее число линий сил, пронизывающих молекулы, сразу меняется, и следовательно плотность фиктив-

ных зарядов — тоже. Те линии сил, которые не касаются молекул, обусловливают собою то, что мы назвали напряжением электрического поля внутри диэлектрика. Чем большая часть линий сил занята молекулами, тем меньше приходится на долю напряжения поля. Отношение *числа линий индукции к числу линий напряжения поля и есть диэлектрическая постоянная* рассматриваемого диэлектрика. На нашем чертеже в диэлектрике B половина линий сил занята молекулами, другая половина проходит мимо, следовательно здесь $\varepsilon = 2$; в диэлектрике C одна треть линий занята молекулами, следовательно $\varepsilon = 1{,}5$; наконец в чистом эфире D совсем нет молекул, и $\varepsilon = 1$.

Конечно наш рисунок представляет только наглядную схему, и на самом деле молекулы могут заключать в себе не одну пару зарядов, а несколько; кроме того молекулы в действительности находятся в движении, и наша схема представляет собою только некоторое среднее расположение молекул и линий сил.

Теперь представим себе, что мы срезали и удалили нижнюю часть диэлектрика B_2 (рис. 56, *b*); при этом конечно будут удалены и его фиктивные заряды. Действительные заряды проводника, которые соответствовали удаленным фиктивным зарядам, теперь уже не будут ими удерживаться на своих местах и должны будут под действием соседних зарядов тоже уйти. В результате останутся только те линии сил, которые проходили в диэлектрике мимо молекул, т. е. которые соответствовали *напряжению поля*. Отсюда заключаем, что в двух смежных диэлектриках B_1 и B_2 напряжение поля, касательное к их границе, должно быть одинаково, хотя индукции в них разные. Это мы и вывели выше.

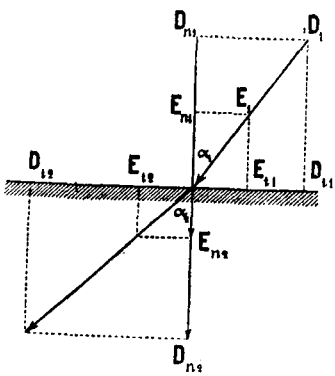


Рис. 57. Преломление линий сил.

64. Преломление линий сил. — Мы только что доказали, что при переходе из одной диэлектрической среды в другую нормальная составляющая напряжения поля меняется, тогда как составляющая по касательной к поверхности раздела двух диэлектриков остается без изменений.

Отсюда следует, что линии сил должны на границе диэлектриков сразу менять свое направление, т. е. преломляться.

Действительно, если в первом диэлектрике составляющие по нормали и по касательной к поверхности раздела будут соответственно E_{n1} и E_{t1} (рис. 57), а во втором — E_{n2} и E_{t2}, то углы наклонения, которые образуют равнодействующие этих напряжений с нормалью, будут определяться из формул:

$$\operatorname{tg}\alpha_1 = \frac{E_{t1}}{E_{n1}}, \quad \operatorname{tg}\alpha_2 = \frac{E_{t2}}{E_{n2}},$$

а так как в предыдущем параграфе мы доказали, что

$$\varepsilon_1 E_{n1} = \varepsilon_2 E_{n2}, \quad E_{t1} = E_{t2},$$

то

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}.$$

Эта формула выражает закон преломления линий сил.

Угол α будет в том диэлектрике больше, в котором диэлектрическая постоянная больше.

Полученное нами преломление линий сил представляет собою частный случай того общего правила, о котором мы говорили раньше (стр. 47, **50**) только теперь причиной преломления служат не действительные, а *свободные* заряды.

Заметим, что преломление линий сил у границы двух диэлектриков отчасти напоминает собою преломление лучей света при переходе из одной среды в другую, но законы этих двух явлений существенно различны. Предоставляем читателю самому убедиться в том, что линии сил не могут претерпевать полного внутреннего отражения, как это возможно для лучей света.

65. Концентрация линий сил.— Когда линии сил переходят из воздуха в какой-нибудь диэлектрик с большою диэлектрическою постоянною, то вследствие преломления у поверхности диэлектрика линии сил оказываются в диэлектрике ближе друг к другу, чем в воздухе (рис. 58). В этом смысле можно говорить, что диэлектрик с большой диэлектрической постоянной, помещенный в среду с меньшей диэлектрической постоянной, концентрирует в себе линии сил поля; в противном случае происходит, наоборот, рассеивание линий сил.

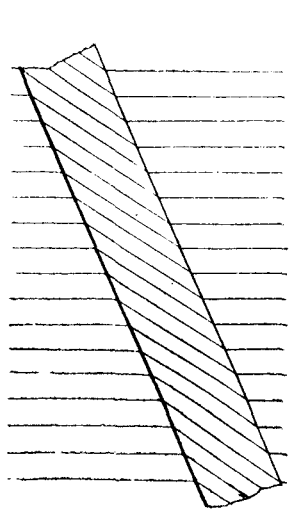


Рис. 58. Пластинка диэлектрика бесконечной длины.

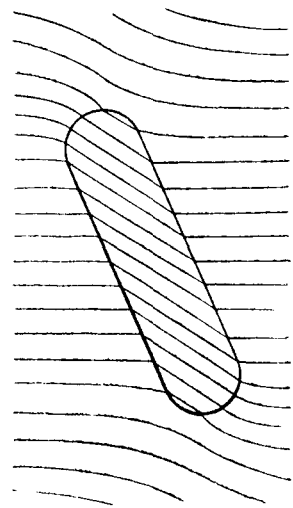
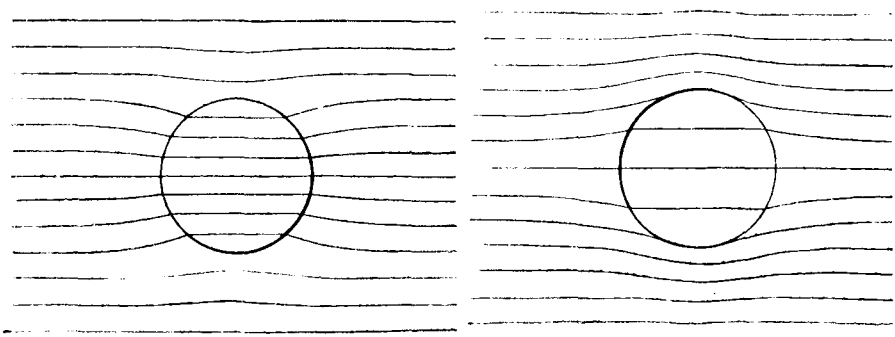


Рис. 59. Пластинка диэлектрика конечной длины.

На рис. 58 изображена пластинка диэлектрика бесконечной длины, помещенная под некоторым углом к направлению электрического поля. Пластинка имеет бóльшую диэлектрическую постоянную, чем окружающая ее среда, и в ней линии сил преломляются и концентрируются; поле везде остается однородным.

На рис. 60 изображено изменение однородного поля при внесении в него диэлектрического шара (или цилиндра, коего ось нормальна к чертежу). Когда диэлектрическая постоянная тела ε_1 больше, чем ε_2 окружающей среды, то в нем линии сил концентрируются (рис. 60, *a*); в противном случае они в нем расходятся (рис. 60, *b*). Мы можем про этот последний случай сказать, что линии сил концентрируются во внешнем пространстве, где диэлектрическая постоянная больше.

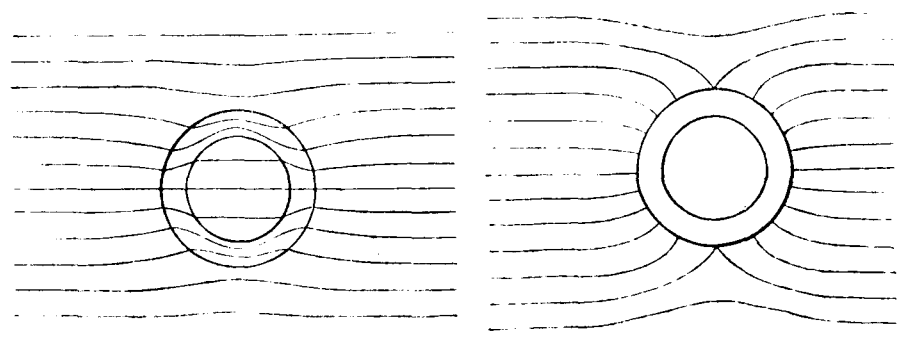
66. Полые тела. — Если в каком-нибудь поле поместить полый диэлектрик, например в виде цилиндра, то вследствие концентрации линий сил в диэлектрике внутри его полости поле будет ослаблено (рис. 61, *a*). Это ослабление будет тем значительнее, чем толще стенки диэлектрика, чем совершеннее замкнута сама полость и чем больше диэлектрическая постоянная диэлектрика.



a *b*

Рис. 60. Массивный диэлектрик в однородном поле.

Если же в электростатическом поле будет помещен полый проводник, то во внутренней полости такого проводника совсем не будет линий сил (рис. 61, *b*), т. е. наружное поле совсем не будет действовать на тела, окруженные проводящей оболочкой, что и подтверждается известным опытом Фарадея (стр. 20, **17**).



a *b*

Рис. 61. Полый диэлектрик *(a)* и проводник *(b)* в однородном поле.

67. Поверхностные силы. — Вычисление сил, действующих на диэлектрик, помещенный в данном электрическом поле, вообще говоря, довольно сложно, и мы здесь не можем об этом распространяться. Но некоторые общие понятия о величине этих сил мы можем получить, разобрав сначала силы, действующие на поверхность поляризованных диэлектриков.

Итак рассмотрим границу двух диэлектриков с диэлектрическими постоянными ε_1 и ε_2. Напряжение поля мы примем сперва нормально

к поверхности. Если напряжение направлено от первого диэлектрика ко второму, то поверхностные плотности фиктивных зарядов будут иметь величину (60, **62**):

$$\sigma_1 = k_1 E_{n1} = \frac{\varepsilon_1 - 1}{4\pi} E_{n1}, \quad \sigma_2 = k_2 E_{n2} = \frac{\varepsilon_2 - 1}{4\pi} E_{n2},$$

или, подставляя сюда величину нормальной составляющей индукции, которая в обоих диэлектриках одна и та же:

$$D_n = \varepsilon_1 E_{n1} = \varepsilon_2 E_{n2},$$

получаем для плотности свободного электричества

$$\sigma = \sigma_1 - \sigma_2 = \frac{D_n}{4\pi} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2}.$$

Из этой формулы мы видим, что если второй диэлектрик имеет бо́льшую диэлектрическую постоянную, то величина σ будет отрицательна, и следовательно электрическая сила на границе диэлектриков будет действовать по направлению, противоположному напряжению поля, т. е. от второго диэлектрика к первому. Если мы переменим направление внешнего поля на противоположное, то одновременно с этим переменятся и знаки индуцированных электричеств σ_1 и σ_2; поэтому направление *силы* поля ($F = eE$) останется неизменным. Итак в обоих случаях сила, действующая на пограничной поверхности двух диэлектриков, будет иметь направление *от бо́льшей диэлектрической постоянной к меньшей*.

Если поле направлено по касательной к пограничной поверхности, то на ней средняя плотность электричества будет равна нулю (57, **59**), и можно было бы думать, что в таком случае поверхностные силы тоже равны нулю. Однако это не так. Не нужно забывать, что рядом лежащие одноименные фиктивные электричества или, что то же самое, рядом идущие параллельные линии сил (согласно воззрениям Фарадея, 37, **39**) всегда отталкиваются друг от друга. Чем сильнее поляризация диэлектрика, тем сильнее будут эти отталкивательные силы. Но мы знаем (60, **62**), что тангенциальные составляющие напряжений на пограничной поверхности двух диэлектриков одинаковы, а потому взаимное отталкивание линий сил будет в том диэлектрике сильнее, где поляризация больше, т. е. где диэлектрическая постоянная больше. В результате пограничная поверхность диэлектриков будет испытывать давление в ту сторону, где диэлектрическая постоянная *меньше*. Это тот же самый результат, который мы получили при нормальном направлении сил.

Итак мы можем высказать общее правило: на границе двух диэлектриков, помещенных в электрическом поле, возникают силы, нормальные к этой поверхности, причем, независимо от направления самого поля, эти поверхностные силы всегда направлены в сторону той среды, в которой диэлектрическая постоянная *меньше*.

Что касается величины этих сил, то, не входя в подробные вычисления, мы можем сказать, что они должны быть пропорциональны *квадрату* напряжения поля у рассматриваемой поверхности. Действительно сила поля пропорциональна напряжению поля и величине заряда,

на который она действует ($F = c \cdot E$); но в данном случае фиктивные заряды сами пропорциональны напряжению поля; следовательно силы будут пропорциональны *квадрату* напряжения поля.

68. Диэлектрик в однородном поле. — Из рассуждений предыдущего параграфа непосредственно следует, что диэлектрик с *большей* диэлектрической постоянной, помещенный в среду с меньшей диэлектрической постоянной (например стекло в воздухе), будет испытывать в электрическом поле некоторое растяжение во все стороны, пропорциональное квадрату напряжения поля. Наоборот, диэлектрик с меньшею диэлектрическою постоянной (пузырек воздуха в керосине) будет испытывать сжатие.

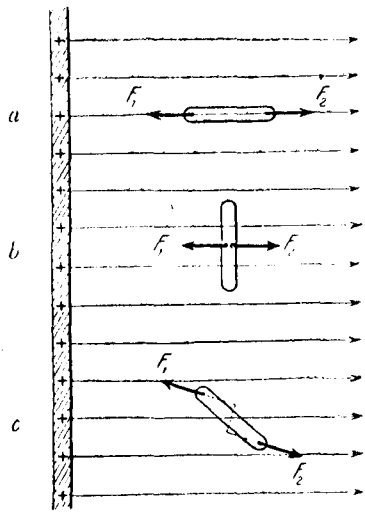


Рис. 62. Диэлектрическая палочка в однородном поле.

Растяжение и сжатие тел в электрическом поле носит название *электрострикции*.

Полезно рассмотреть следующие простейшие случаи. Положим, что данное нам внешнее поле *однородно*, и мы помещаем в него диэлектрическую палочку таких небольших размеров, что однородность поля не нарушается значительно. Если длина палочки направлена вдоль по полю (рис. 62, *a*), или перпендикулярно к полю (рис. 62, *b*), то силы поля только растягивают ее и не могут привести палочку в движение, находясь в равновесии. Если же длина палочки образует с полем некоторый угол (рис 62, *c*), то поверхностные силы образуют момент, стремящийся повернуть палочку вдоль по направлению поля. Заметим однако, что этот момент сил образуется только благодаря поверхностным силам, действующим около концов палочки. Это станет ясным при сравнении рис. 58 с рис. 59 на стр. 63, **65.** На рис. 58 изображены линии сил поля около плоской пластинки *бесконечной* величины (края пластинки находятся очень далеко от рассматриваемого места поля). Так как мы уже выяснили, что поверхностные силы всегда нормальны к поверхности диэлектрика, то они будут только растягивать пластинку, а не повертывать ее. Нечто другое мы получим у краев пластинки (рис. 59): здесь нормальные к поверхности пластинки силы у верхнего и нижнего ее края уже не будут одна на продолжении другой, а будут образовывать *плечо*, как это показано на рис. 62, *c*, и будут повертывать пластинку или палочку так, чтобы они стали по направлению поля.

Из только что приведенного рассуждения мы кроме того видим, что положение палочки вдоль поля (рис. 62, *a*) представляет собою устойчивое равновесие, тогда как положение, перпендикулярное к полю (рис. 62, *b*), будет неустойчивое, потому что в последнем случае, при малейшем отклонении от перпендикулярности к полю, мы получим случай рис. 62, *c*, и палочка будет повертываться дальше, чтобы стать *вдоль* поля.

Если палочка имеет диэлектрическую постоянную меньшую, чем окружающая ее среда, то все нарисованные на рис. 62 силы нужно изменить

на противоположные. Следствием этого у нас получится, что палочка при каком-либо наклонном положении будет повертываться так, чтобы стать *перпендикулярно* к полю, и это перпендикулярное к полю положение будет для нее устойчивым, тогда как долевое положение будет теперь уже неустойчивым. Все эти следствия подтверждаются и на опыте. Впрочем опыты, сюда относящиеся, мы приведем позже, в отделе магнетизма, где наблюдаются вполне аналогичные явления, а сами опыты производятся легче.

69. Диэлектрик в неоднородном поле. — Теперь предположим, что данное нам поле *неоднородно,* и мы помещаем в нем небольшой диэлектрический шарик. В тех местах поверхности шарика, где поле сильнее, и поверхностные силы тоже будут больше. В случае шарика с диэлектрической постоянной большей, чем диэлектрическая постоянная окружающей среды, все его поверхностные силы будут направлены во все стороны наружу; но результирующая сила будет двигать в те места поля, где поле сильнее (рис. 63); в противном случае шарик будет стремиться в те места поля, где напряжение меньше. Как видим, направление поля здесь не играет никакой роли, направление движения обусловливается, во-первых, неоднородностью поля и, во-вторых, разностью диэлектрических постоянных самого диэлектрика и той среды, в которой он находится.

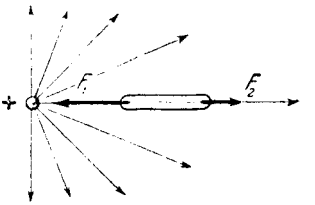


Рис. 63. Диэлектрическая палочка в неоднородном поле.

70. Опыт Пуччианти. — Подтверждением только что выведенных правил может служить опыт, произведенный Пуччианти.

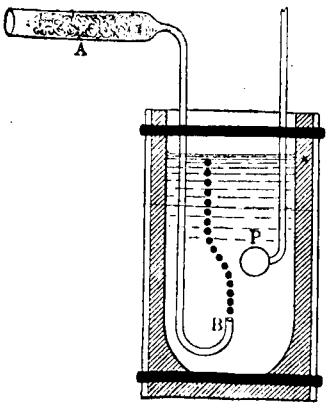


Рис. 64.

В стакане с керосином (рис. 64) помещен металлический шарик P, вблизи которого из трубки B выходят небольшие пузырьки воздуха. Если зарядить шарик электричеством, то пузырьки воздуха будут отталкиваться от палочки, а не притягиваться ею. Это происходит оттого, что коэфициент электризации, для керосина около 0,1, тогда как для воздуха он близок к нулю.

Впрочем описанный опыт нужно производить с некоторыми предосторожностями, чтобы сами пузырьки воздуха не были заряженными, иначе, смотря по знаку зарядов воздуха и шарика, мы будем наблюдать то притяжение, то отталкивание. Во избежание этого нужно стараться выпускать воздух как можно медленнее.

71. Опыт Квинке. — Поверхностные силы, получающиеся на границе двух диэлектриков при тангенциальном направлении поля, можно наблюдать в следующем опыте Квинке.

Две горизонтальных металлических пластинки (рис. 65) погружены в керосине, или терпентинном масле. Пластинки изолированы друг от

друга небольшими кусочками стекла и могут быть заряжены противоположными электричествами. Верхняя пластинка имеет посредине небольшое отверстие, в которое вставлена стеклянная трубка H с манометром M.

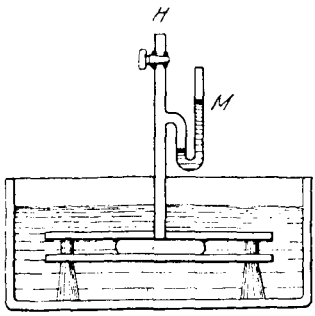


Рис. 65. Опыт Квинке.

Если в эту трубку ввести под некоторым давлением воздух, или какой-либо другой газ, то между пластинками образуется пузырек введенного газа, окруженный с боков терпентином. Закрывши кран H, можно по манометру M наблюдать давление введенного газа. Если теперь зарядить пластинки, то манометр немного поднимется, показывая, что давление газа увеличилось: это и доказывает нам, что терпентин, имеющий бо́льшую диэлектрическую постоянную, сдавливает пузырек газа со всех сторон его периферии, где электрическое поле направлено вертикально, т. е. тангенциально к границе газа с терпентином. Квинке воспользовался этим явлением для опытного определения диэлектрических постоянных различных газов.

VI. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ

72. Превращение энергии. — Изучив различные явления электризации и различные свойства электрического поля, мы перейдем теперь к изучению электрической энергии.

В существовании электрической энергии мы убеждаемся из самого первого произведенного нами опыта над притяжением наэлектризованных тел друг к другу. Когда например янтарь притягивает соломинку, он совершает механическую работу, правда, небольшую, но все же определенной конечной величины. Так, например, если соломинка весила 0,1 *г* и была притянута янтарем вверх с расстояния в 2 *см*, то совершенная при этом работа равна 0,2 *г. см* $= 0{,}2 \cdot 981 = 196$ эрг.

По принципу сохранения энергии никакая работа не может ни появиться, ни уничтожиться в природе; энергия может только принимать различные формы; она может, как говорят, превращаться из одного своего вида в другой вид. Так в вышеприведенном примере электрическая энергия очевидно превращалась в механическую работу. Величина полученной нами механической работы равнялась 196 эргам; на основании принципа сохранения энергии мы можем следовательно сказать, что количество электрической энергии, перешедшее во время этого опыта в механическую, тоже было 196 эрг.

Теперь является вопрос: если всякая энергия может быть получена только путем превращения из другой какой-нибудь энергии, то откуда же у нас появилась электрическая энергия?

Но мы уже раньше, на основании разнообразных опытов над электризацией тел, пришли к заключению, что всякая электризация, какими бы способами она ни была произведена,—посредством ли трения, или посредством влияния, или другим каким-либо способом, — во всех случаях *сводится к разъединению некоторого количества положительного элек-*

тричества от такого же количества отрицательного электричества, которые до электризации уже существовали совместно в ненаэлектризованном теле. Так как оба эти электричества притягивали друг друга, то на разъединение их необходимо было затратить определенное количество работы. Эта затраченная нами механическая работа и будет равна полученной при электризации электрической энергии.

Таким образом при электризации например янтаря мы превращаем механическую энергию в электрическую; наоборот, при притяжении янтарем соломинки электрическая энергия превращается в механическую.

Электрическая энергия способна превращаться и во все другие известные нам виды энергии, и, что особенно характерно для электрических явлений, это превращение может быть достигнуто чрезвычайно простыми средствами.

Если зарядить два каких-нибудь проводника противоположными электричествами и постепенно приближать их друг к другу, то наконец между ними проскакивает искра. В такой искре одновременно обнаруживаются весьма различные виды энергии:

a) при проскакивании искры мы слышим треск, который есть не что иное, как сотрясение воздуха; это — энергия механическая;

b) кроме того мы видим свет искры, следовательно наблюдаем световую энергию;

c) свет искры происходит от того, что сама искра состоит из раскаленных газов, которые обладают следовательно тепловой энергией;

d) наконец после целого ряда искр мы можем заметить особый характерный запах озона [1] вблизи искрового разряда, что указывает на особые химические процессы, имеющие место при электрическом разряде.

Таким образом в искровом разряде мы наблюдаем превращение электрической энергии почти во все другие известные нам виды энергии: механическую, световую, тепловую и химическую.

Позже мы познакомимся еще с одним видом энергии, а именно с магнитной энергией, и покажем, что электрическая энергия может особенно легко превращаться в энергию магнитную.

Какие бы однако превращения мы ни совершали с электрической энергией, нам конечно прежде всего необходимо уметь определять, какое же количество электрической энергии имеется в нашем распоряжении. Так как электрическая энергия обусловлена электризацией тел, а эта последняя, как мы видели, всегда требует разъединения двух противоположных электричеств, то наша задача сводится к определению той работы, которая необходима, чтобы передвинуть один электрический заряд в поле другого заряда. К этой задаче мы теперь и приступим.

73. Работа при движении заряда в однородном поле. — Представим себе опять простейший случай, а именно случай *однородного поля*, обра-

[1] Озон есть газ, молекулы которого состоят из трех атомов кислорода — O_3; молекулы же кислорода состоят только из двух атомов O_2. На присоединение третьего атома необходимо затратить энергию. Молекулярный вес озона:

$$3 \times 16 = 48.$$

Если взять одну граммолекулу (т. е. 48 *г* озона), то в ней будет заключаться на 29,6 *кал* больше химической энергии, чем в 48 *г* кислорода.

зованного двумя параллельными плоскостями (рис. 66), заряженными противоположными электричествами. Мы знаем, что в этом случае все линии сил перпендикулярны к этим плоскостям, и если A заряжено положительно, то напряжение поля E будет направлено от A к B.

Будем двигать некоторый заряд e против действия поля, т. е. от B к A, по какому-нибудь пути $ba = s$. Так как сила поля равна

$$F = eE,$$

то работа, которую мы должны будем затратить на это движение, будет:

$$U = Fs\cos(Fs) = eEs\cos(Es) = eEd,$$

где d — расстояние между плоскостями B и A. Это выражение показывает, что работа, которую мы затратили на пути s, вовсе не зависит от величины этого пути, а зависит только от расстояния между плоскостями B и A. Если бы мы вышли из другой точки плоскости B, например b_1, и пошли по другому пути $s_1 = b_1a_1$, то должны были бы затратить ту же работу, что и по пути ba. Это в высшей степени важное свойство электрического поля можно доказать не только для однородного поля, но и в любом более сложном случае.

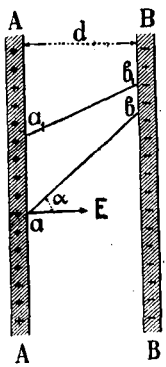


Рис. 66.

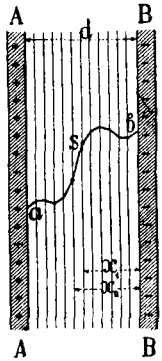


Рис. 67.

Вычисление работы при движении заряда в однородном поле по прямому и по криволинейному пути.

Наконец, если движение точки происходило не по прямой, а по какой-либо кривой линии ba (рис. 67), то мы всегда можем расслоить поле между A и B целым рядом параллельных плоскостей, настолько близких друг к другу, чтобы отдельные отрезки пути s можно было считать прямыми. Тогда работа, произведенная на каждом из этих отрезков, будет равна $U_1 = eEn$, где n — расстояние между двумя смежными плоскостями. Полная же работа на пути ba будет равна eE, помноженному на сумму этих расстояний n, т. е. опять-таки на d. Итак для криволинейного пути, так же, как и для прямолинейного, работа, затраченная на движение заряда e от плоскости B к плоскости A, будет:

$$U = eEd.$$

74. Потенциал. — В одном из предыдущих отделов мы нашли полезным *силу* поля F относить к единице заряда e, и это отношение мы назвали *напряжением* поля:

$$E = \frac{F}{e}.$$

Теперь, имея в виду, что работа U, так же, как и сила F, пропорциональна e, введем новое понятие, а именно отношение *работы* к единице передвигаемого заряда, и назовем это отношение *потенциалом*

$$V = \frac{U}{e}.$$

Обратим внимание на существенное различие самых понятий: напряжение поля и потенциал. В то время как сила F и напряжение E представляют собою величины вполне определенные для *каждой точки* поля, работа U и потенциал V могут быть определены только тогда, когда известно, откуда началось движение заряда e и где оно кончилось, т. е. когда даны *две точки* поля.

Возьмем например однородное поле, которое мы рассматривали в предыдущем параграфе. Передвигая заряд e от какой-либо точки плоскости B до какой-либо точки плоскости X_1 (рис. 67) по какому угодно пути, мы должны затратить работу

$$U_1 = eEx_1,$$

а дойдя до плоскости X_2, затратим работу

$$U_2 = eEx_2.$$

Согласно нашему определению мы можем приписать всем точкам наших плоскостей X_1 и X_2 потенциалы соответственно:

$$V_1 = Ex_1 \text{ и } V_2 = Ex_2.$$

Работа, затраченная нами на пути от какой-либо точки плоскости X_1 до какой-либо точки плоскости X_2, будет очевидно

$$U = U_2 - U_1 = e(Ex_2 - Ex_1)$$

или

$$U = e(V_2 - V_1).$$

Так как X_1 и X_2 суть *любые* две плоскости, параллельные A и B (перпендикулярные к полю), и так как можно начинать и кончать движение заряда в любых точках этих плоскостей, то мы можем сказать вообще, что *работа*, затраченная на передвижение заряда e от одной точки поля к другой, *равна количеству передвигаемого электричества, умноженному на разность потенциалов* конечной и начальной точек пути.

75. Разность потенциалов. — До сих пор при вычислении потенциалов V мы предполагали, что все заряды начинают свое движение от плоскости B, а потому у самой этой плоскости B мы считали $U = 0$, а также и $V = 0$; однако в этом нет никакой необходимости. Действительно, если заряд e еще раньше, чем притти к плоскости B, уже совершил некоторую работу U_0, то плоскости B надо будет приписать потенциал

$$V_0 = \frac{U_0}{e}.$$

От этого все вычисляемые нами работы увеличатся на величину U_0, а потенциалы всех точек увеличатся на величину V_0. Тем не менее *разности* работ, а следовательно и *разности* потенциалов от этого нисколько не изменятся, и общее выражение для U останется в силе:

$$U = e(V_2 - V_1).$$

Итак мы приходим к заключению, что абсолютные значения потенциалов отдельных точек поля не имеют никакого значения, физический смысл имеют лишь *разности потенциалов* отдельных точек.

Однако для удобства мы можем одной из точек поля приписать условно потенциал, равный нулю; тогда и потенциалы всех других точек поля тоже получат определенные значения, если известны соответственные разности потенциалов.

76. Единица потенциала. — Из самого определения потенциала следует и величина его единицы. Очевидно за единицу мы должны принять такую разность потенциалов, которая при передвижении единицы количества электричества от одной точки к другой дает в результате работу, равную единице (т. е. один эрг). Это и будет абсолютная электростатическая единица потенциала.

За практическую единицу потенциала принят *вольт*, который в 300 раз меньше абсолютной электростатической единицы потенциала:

$$\text{вольт} = \frac{1}{300}\ \textit{C-G-S-E}.$$

Чтобы иметь наглядное представление о том, что такое один вольт, скажем, что наиболее употребительные гальванические элементы дают на своих полюсах разность потенциалов около одного вольта. Далее, для того чтобы в воздухе получить электрическую искру в один миллиметр длиною, необходима разность потенциалов между заряженными шариками в 3 000 вольт, или 10 *C-G-S-E* единиц потенциала.

77. Практическая единица работы. — В абсолютной системе единиц за единицу работы принимается один эрг:

$$\text{эрг} = \text{дина-сантиметр} = \frac{1}{981}\ \text{грамм-сантиметр} = \frac{10^{-7}}{9{,}81}\ кг \cdot м.$$

Положим, что мы переносим количества электричества в *один кулон* (16, **14**) в электростатическом поле из одной точки в другую, причем разность потенциалов этих двух точек равна *одному вольту;* тогда работа, затраченная на этот перенос, будет:

$$\text{кулон-вольт} = 3 \cdot 10^9 \cdot \frac{1}{300}\ \textit{C-G-S-E} = 10^7\ \text{эргов}.$$

Такую работу принято называть *джоулем.*

$$\text{Итак кулон-вольт} = \text{джоуль} = 10^7\ \text{эргов} = \frac{1}{9{,}81}\ кг \cdot м.$$

Значит джоуль равен около $^1/_{10}$ килограммометра.

Одна малая калория, т. е. количество теплоты, необходимое для нагревания одного грамма воды на один градус, равна:

$$1\ кал = 0{,}425\ \text{килограммометра};$$

следовательно

$$1\ \text{джоуль} = \frac{1}{9{,}81 \cdot 0{,}425} = 0{,}24\ кал.$$

78. Эквипотенциальные плоскости однородного поля. — В рассмотренном нами однородном поле (71, **74**) все точки, лежащие в какой-либо плоскости, параллельной A и B, имеют один и тот же потенциал $V_x = Ex$; поэтому можно назвать эти плоскости *плоскостями равных потенциалов,* или *эквипотенциальными плоскостями.*

При движении заряда в любой из этих плоскостей разность $V_2 - V_1 = 0$, а следовательно и работа U тоже будет равна нулю. Это впрочем следует уже из того, что плоскости эти перпендикулярны к линиям сил, а всякое движение, перпендикулярное к силам [$\cos(Fs) = 0$], должно дать работу, равную нулю.

79. Эквипотенциальные поверхности. — Теперь возьмем общий случай неоднородного поля и проведем в нем линии сил,

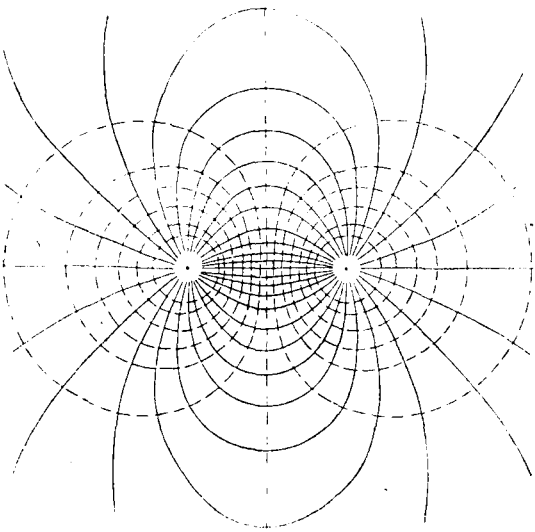


Рис. 68. Линии сил и эквипотенциальные поверхности двух противоположных зарядов.

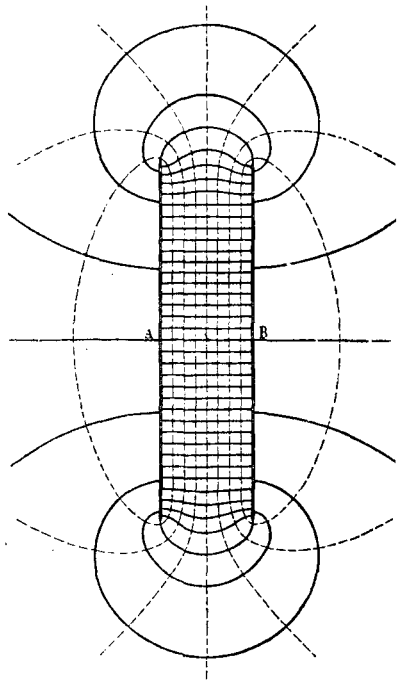


Рис. 69. Линии сил и эквипотенциальные поверхности двух дисков.

а кроме того проведем нормально к этим линиям целый ряд поверхностей. Если двигать заряд в любой из этих поверхностей, то движение будет происходить все время перпендикулярно к силе поля, а потому на такое движение не будет тратиться никакой работы. Отсюда следует, что все точки такой поверхности будут при одном и том же потенциале: это будет *поверхность равных потенциалов,* или *эквипотенциальная поверхность.*

Итак эквипотенциальными поверхностями в любом поле будут поверхности, перпендикулярные к линиям сил.

На рис. 68 показаны линии сил и эквипотенциальные поверхности в поле двух разноименно наэлектризованных точек. На рис. 69 изображено поле двух разноименно заряженных дисков A и B.

80. Работа при движении в неоднородном поле. — Возьмем (рис. 70) две эквипотенциальных поверхности, проходящих через *mn* и *c* на небольшом расстоянии *l* друг от друга, и пусть их потенциалы будут V_1 и V_2. Выделим на этих двух смежных поверхностях две площадки, настолько малые, чтобы, при малом расстоянии *n*, их можно было считать двумя параллельными плоскостями. Тогда заключенное между ними поле (рис. 70, заштрихованная часть) можно будет считать однородным и применить к нему формулу параграфа 74. Работа, затраченная на движение заряда *e* от поверхности V_1 к соседней поверхности V_2, будет равна:

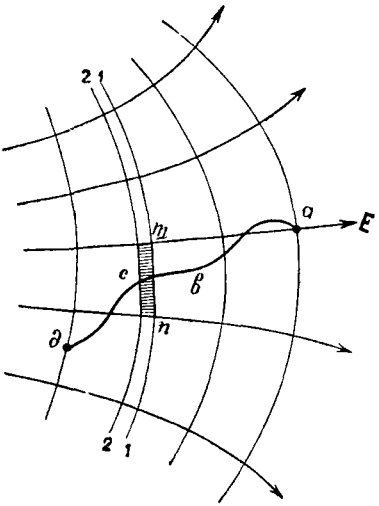


Рис. 70. Работа в неоднородном поле.

$$U = e(V_2 - V_1).$$

Если заряд *e* пройдет на своем пути два слоя, границы коих имеют потенциалы V_1, V_2, V_3, то очевидно работа будет:

$$U_{1\,2\,3} = e(V_2 - V_1) + e(V_3 - V_2) = e(V_3 - V_1).$$

Мы видим, что в окончательное выражение работы входят только значения потенциалов V_1 начальной и V_3 конечной точек пути; промежуточные потенциалы не имеют значения.

Обобщая это на целый ряд слоев между целою системою, проведенных нами в поле эквипотенциальных поверхностей, мы приходим к заключению, что работа, затрачиваемая нами на движение заряда *e* в каком угодно сложном поле по какому угодно пути *abcd*, будет выражаться формулой:

$$U_{ad} = e(V_d - V_a),$$

где *e* — количество передвигаемого электричества, V_a — потенциал начальной точки, V_d — потенциал конечной точки пути.

Длина и форма пути *abcd* здесь не имеют никакого значения.

81. Нулевой потенциал. — То, что мы сказали о значении потенциала в однородном поле (71, **75**), мы можем буквально повторить и для неоднородного поля.

Абсолютные значения потенциалов не имеют физического значения; для вычисления работы сил в поле достаточно знать *разности* потенциалов. Мы можем следовательно выбрать в поле какую-либо точку или даже целую эквипотенциальную поверхность и приписать им потенциал $V = 0$; тогда потенциалы всех остальных точек поля будут вполне определены по известным разностям потенциалов, а эти последние определяются работой, затраченной на движение единичного заряда ($e = 1$) от какой-либо точки с нулевым потенциалом до рассматриваемой точки поля по какому угодно пути.

В теоретической физике нулевой потенциал обыкновенно принимают в бесконечно удаленных точках. Тогда потенциал любой точки, находящейся на конечном расстоянии, можно определить словами: *потенциал в какой-либо точке электрического поля равен той работе, которую нужно затратить, чтобы единичный положительный заряд* ($e = +1$) передвинуть из бесконечности в рассматриваемую точку.

Сопоставляя это определение с нашей общей формулой:

$$U = e(V_2 - V_1)$$

и имея в виду, что $e = +1$ и для бесконечно удаленной точки $V_1 = 0$, мы получаем действительно $U = V_2$.

На практике за нулевой потенциал принимают большею частью потенциал земли. Тогда и все проводники, которые соединены проводниками же с землею (иногда употребляется термин „*заземлены*"), тоже будут иметь потенциал, равный нулю.

Если бы по каким-либо соображениям потребовалось приписать земле не нулевой потенциал, а какой-либо положительный или отрицательный потенциал V_0, то потенциалы других тел тоже изменились бы на эту величину. Однако все разности потенциалов остались бы те же; точно так же не изменились бы и все наши расчеты и все наши объяснения различных явлений в электрическом поле.

82. Напряжение поля и потенциал. — Мы видели, что если даны потенциалы различных точек поля, то легко вычисляется и работа; покажем теперь, как из данных потенциалов вычислять напряжение поля. Прежде всего легко сообразить, что линии сил, а следовательно и напряжение поля, всегда направлены в сторону *уменьшения* потенциалов. Это видно уже из того, что для совершения положительной работы нам нужно двигать положительное электричество *против* линий сил. Отсюда заключаем, что положительное электричество, предоставленное самому себе, под действием поля будет всегда двигаться от высшего потенциала к низшему; отрицательное же электричество пойдет по противоположному направлению.

Если заряд e под действием силы поля eE пройдет небольшой путь l по линии сил, то он совершит работу eEl.

С другой стороны, мы знаем, что на передвижение заряда e от потенциала V_1 до потенциала V_2 мы должны затратить работу:

$$U = e(V_2 - V_1).$$

Если мы передвигаем электричество, то работа наша может быть как положительной, так и отрицательной, смотря по знаку разности $V_2 - V_1$; но если электричество движется под действием самого электрического поля, то оно будет двигаться всегда к более *низкому* потенциалу, и разность:

$$V_2 - V_1 = -V$$

вдоль пути будет иметь *отрицательное* значение. На этом основании величину $-V$ называют *падением* потенциала на пути l. Из выражения для работы:

$$U = eE \cdot l = e(V_2 - V_1) = -eV$$

мы получаем:

$$E = \frac{-V}{l}.$$

Это можно выразить словами следующим образом: *напряжение поля в данной точке равно падению потенциала, приходящемуся на единицу длины линии сил.*

Наоборот, если дано напряжение поля во всех точках, то разность потенциалов в двух соседних точках можно получить из формулы:

$$-V = El,$$

а разность потенциалов между двумя любыми точками d и a (рис. 70) получим, суммируя все выражения El по всему пути da. Легко видеть, что для данной разности потенциалов V напряжение поля E будет тем больше, чем меньше l, т. е. чем ближе друг к другу расположены данные эквипотенциальные поверхности.

83. Линии сил и эквипотенциальные поверхности. — Мы можем теперь высказать несколько общих правил относительно линий сил и нормальных к ним эквипотенциальных поверхностей.

Мы знаем, что около проводников линии сил всегда направлены по нормали к поверхности (53, **55**). Отсюда следует, что поверхность проводника представляет одну из эквипотенциальных поверхностей поля.

У пограничной поверхности диэлектриков линии сил, вообще говоря, преломляются (62, **64**). Соответственно с этим должны преломляться и нормальные к этим линиям эквипотенциальные поверхности.

При передвижении электричества вдоль линии сил всегда совершается некоторая (положительная или отрицательная) работа. Из этого следует, что линии сил всегда соединяют точки с *различными* потенциалами (лежащими на различных эквипотенциальных поверхностях).

Внутри проводников, где напряжение поля равно нулю, не могут проходить и линии сил. Отсюда следует, что при равновесии электричества на проводнике не только его поверхность, но и все его внутренние точки имеют один и тот же потенциал.

Соответственные заряды соединены линиями сил (54, **56**); следовательно они имеют различные потенциалы и не могут лежать на одном и том же проводнике (54, **56**).

Линии сил в электростатическом поле не могут быть замкнутые. Действительно, если бы существовали подобные линии, то электричество двигалось бы по ним все в одну сторону, постоянно совершая некоторую работу без получения энергии извне. Это было бы перпетуум мобиле, которое на основании закона сохранения энергии невозможно.

Если бы существовали в электростатическом поле замкнутые линии, то, обойдя эту линию каким-либо зарядом, мы совершили бы некоторую работу и получили бы некоторую разность потенциалов между конечной и начальной точками нашего пути. Но так как в замкнутой линии начало и конец пути совпадают, то мы получили бы разность потенциалов, т. е. два разных потенциала для одной и той же точки поля. Так как мы уже доказали, что замкнутых линий в электростатическом поле не бывает, то заключаем, что каждая точка электростатического поля может иметь только один потенциал. Это выражают иногда словами: электростатический потенциал везде в поле *однозначен.*

На том же основании эквипотенциальные поверхности не могут пересекаться друг с другом и вообще не могут иметь общих точек.

81. Аналогия между потенциалом и высотою. — Мы постоянно уподобляем электричество жидкости, мы говорим: „электричество течет", „электрический ток"; с таким же правом мы можем потенциал уподобить гидростатическому давлению. Действительно жидкость всегда течет от высшего давления к низшему, как положительное электричество всегда течет от высшего потенциала к низшему.

Давление внутри жидкости измеряется высотою ее уровня; если уровень в сосуде или в нескольких сообщающихся сосудах одинаков, то жидкость двигаться не будет; точно так же и электричество в проводнике находится в равновесии, когда весь проводник или все соединенные между собою проводники имеют один и тот же потенциал.

Для того чтобы определенное количество жидкости, например m граммов, поднять с некоторого уровня h_1 на некоторый другой уровень h_2, необходимо затратить работу в $U = m\,(h_2 - h_1)$; величина этой работы совершенно не зависит от того пути, по которому мы перемещаем жидкость; точно так же в случае электричества: работа при перемещении электричества e от одного потенциала V_1 к другому V_2 не зависит от пути перемещения и выражается аналогичною же формулою:

$$U = e\,(V_2 - V_1).$$

Вследствие такой аналогии потенциал часто называют уровнем, а эквипотенциальные поверхности — поверхностями равных уровней.

Для того чтобы легче было определить, как будет происходить движение электричества в данном электростатическом поле, мы расслаивали это поле эквипотенциальными поверхностями, которые в свою очередь пронизывались нормальными к ним линиями сил. Аналогичное построение можно сделать и для исследования течения жидкости.

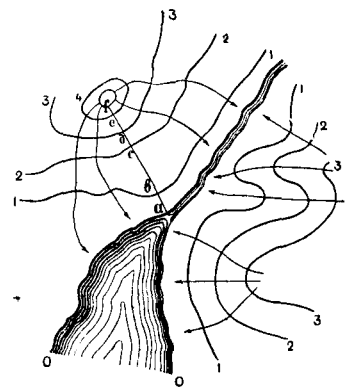


Рис. 71. План местности с горизонталями.

Положим, что нам дан план какой-нибудь местности (рис. 71). Соединим на этом плане точки равных высот линиями; так например проведем на уровне моря линию *0*; далее, все точки местности, которые на 1 *м* выше, соединим линией *1*; точно так же проведем линии *2*, *3* и т. д. Эти линии будут, вообще говоря, кривые линии; они носят название *горизонталей*, или *линий равных уровней*. Такие планы с нанесенными на них горизонталями часто употребляются и могут с удобством служить для решения целого ряда вопросов. По такому плану легко например определить *уклон* местности между двумя какими-нибудь соседними точками; для этого нужно определить по плану разность уровней этих точек и расстояние между ними; тогда отношение первой величины ко второй и будет уклоном местности, т. е. tg угла наклонения линии к горизонту.

Уклон этот будет очевидно больше там, где горизонтали на плане ближе сходятся; наоборот, уклон будет меньше там, где те же горизонтали отходят друг от друга на плане, — это ясно видно из вертикального

разреза данной местности (рис. 72), сделанного по линии *abcdef*. В какой-нибудь данной точке мы получим наибольший уклон, проведя линию нормально к горизонталям. По линиям наибольших уклонов, следовательно по линиям, нормальным к горизонталям, и будет стекать вода в данной местности во время дождя.

Легко видеть, что в приведенном примере горизонтали соответствуют эквипотенциальным поверхностям, уклоны — напряжению электрического поля, линии течения дождевой воды — линиям, по которым электричество будет двигаться в электростатическом поле, т. е. линиям сил, и т. д.

Мы уже знаем, что вопрос о том, какая точка имеет нулевой потенциал, решается условно, ибо непосредственно предметом наших наблюдений служат лишь разности потенциалов; абсолютные значения потенциалов совершенно недоступны нашему наблюдению, а потому и не могут иметь для нас никакого значения.

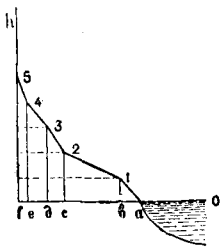


Рис. 72. Вертикальный разрез местности.

Совершенно в подобном же смысле мы употребляем слово „высота", или „уровень". Предметом непосредственного наблюдения служит всегда только разность уровней в двух точках местности, и любой из уровней мы можем принять за основной, считая все высоты вверх от этого уровня положительными, а вниз — отрицательными. Как известно, за нулевой уровень при отсчете высот на земной поверхности принят уровень моря.

85. Энергия однородного электрического поля. — Рассмотрим опять поле между двумя параллельными плоскостями, заряженными электричеством с плотностью $\pm\sigma$.

Всякий процесс заряжения связан с разъединением положительного электричества от отрицательного; а так как оба эти электричества действуют друг на друга притягательными силами, то разъединение их сопровождается всегда затратой некоторой работы, которая и идет на повышение потенциальной энергии заряжаемых тел. Каким способом мы будем заряжать данное тело, другими словами, — по какому пути будет происходить отделение положительного электричества от отрицательного, это, как мы уже знаем, для определения величины получившейся потенциальной энергии совершенно безразлично.

Поэтому предположим, что наши две плоскости были вначале почти в соприкосновении друг с другом, а затем мы развели их на расстояние d, и вычислим работу, приходящуюся на площадь в S $см^2$ каждой плоскости.

Так как сила их взаимодействия (47, 49) не зависит от расстояния d и равна:

$$F = \frac{E\sigma}{2} S,$$

то работа, затраченная на пути d, будет:

$$U = Fd = \frac{E\sigma}{2} Sd.$$

Эту формулу можно представить в двух видах: во-первых, подставим

$$\sigma S = e,$$
$$Ed = V;$$

тогда получим:

$$U = \frac{eV}{2}.$$

В этом виде наша формула дает выражение энергии через заряды и через потенциалы этих зарядов.

Но мы можем заменить

$$\sigma = \frac{D}{4\pi},$$

$$Sd = Q,$$

где Q — объем поля, заключенного между двумя площадками S с зарядами $\pm e$; тогда

$$U = \frac{DE}{8\pi} Q = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} Q,$$

и теперь энергия выражена через напряжение поля и пропорциональна объему поля Q.

Это последнее выражение позволяет нам считать энергию не в зарядах, а в электрическом поле, причем в каждом кубическом сантиметре нашего поля находится энергия

$$U_e = \frac{DE}{8\pi} = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} \frac{\text{эрг}}{см^3}.$$

Количество энергии в единице объема называется *плотностью энергии*.

86. Энергия поля в общем случае. — Легко обобщить полученный нами результат на случай какого угодно неоднородного поля. Действительно, вырежем часть поля, ограниченного трубкою сил с малым сечением, и разделим эту трубку нормальными к ней эквипотенциальными поверхностями на целый ряд небольших объемов, настолько малых, чтобы поле в них можно было считать однородным (см. рис. 70, стр. 74, зашрихованная часть).

Плотность энергии в любом из этих объемов будет выражаться формулою:

$$U_e = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} \frac{\text{эрг}}{см^3},$$

и если объем этот обозначить через Q_0, то энергия всего поля будет очевидно равна сумме энергий всех этих элементарных объемов:

$$U = \Sigma \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} Q_0.$$

Это выражение тоже можно представить в другом виде. Если выразить элементарный объем Q_0 через элементарную площадь поперечного сечения трубки S и толщину слоя между двумя смежными эквипотенциальными поверхностями l, то получим:

$$U = \Sigma \frac{\varepsilon ES}{8\pi} \cdot El;$$

но величина $\varepsilon ES = DS$ есть поток индукции в трубке, который для всех поперечных сечений трубки один и тот же, а потому его можно вынести за знак суммы; кроме того мы знаем, что $\varepsilon ES = 4\pi e$, где e — количество электричества, находящееся на поверхности проводника, где начинается и кончается данная трубка. Следовательно можно написать, что

$$U = \frac{e}{2} \Sigma El.$$

После этого преобразования под знаком суммы осталось выражение разности потенциалов начала и конца трубки (75, 82), и мы получили следовательно:

$$U = \frac{eV}{2}.$$

87. Другой способ вычисления электрической энергии. — Это последнее выражение можно впрочем получить и независимым путем. Будем постепенно заряжать оба данных проводника, между которыми мы хотим образовать электрическое поле, перенося электричество e от одного из них к другому по небольшим частям e_0, настолько малым, чтобы разность потенциалов V_0 при этом менялась лишь незначительно. Работа, которую надо будет затратить при каждом таком переносе, будет равна $e_0 \cdot V_0$, а на полную зарядку придется затратить

$$U = \Sigma e_0 V_0.$$

Для вычисления этой суммы заметим, что потенциал V будет расти пропорционально с накопившимся зарядом e, и эту пропорциональность можно изобразить чертежом (рис. 73). Если по горизонтальной линии откладывать заряды e, а по вертикальной — потенциалы V, то получим прямую линию OV; действительно легко видеть из подобия треугольников, что при этом V пропорционально e.

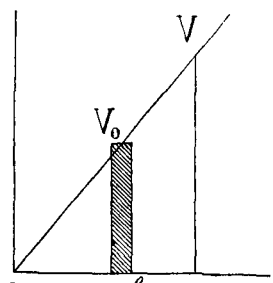


Рис. 73. Расчет электрической энергии.

Далее, произведение $e_0 V_0$ будет изображаться на чертеже *площадью* тонкой полоски шириною $ab = e_0$ и высотою V_0, так как заряды e_0 нами взяты настолько малыми, что в пределах этой полоски можно считать V_0 постоянным. Сумма всех произведений $e_0 V_0$ будет равна сумме всех площадей этих полосок, т. е. будет равна площади треугольника OVe. Но площадь треугольника OVe, в котором основание равно всему

заряду e, а высота равна окончательной разности потенциалов V, будет

$$U=\frac{1}{2}eV.$$

Это и будет то количество энергии, которое мы накопили при заряжении проводников.

При таком способе вычисления энергии выступает яснее происхождение коэфициента $\frac{1}{2}$. Если бы потенциал V оставался все время постоянным, то работа переноса электричества e была бы равна eV; но так как при заряжении потенциалы росли вместе с зарядами, то *среднее* значение потенциала за все время процесса накопления электричества было $\frac{1}{2}V$.

86. Локализация энергии. — Итак для электрической энергии мы получили два выражения

$$U=\sum\frac{1}{2}eV=\sum\frac{DE}{8\pi}Q.$$

В первой формуле энергия выражена через заряды и их потенциалы, тогда как во второй формуле она выражена через напряжение поля и индукцию; *по второй формуле энергия является распределенной в поле с плотностью*

$$U_e=\frac{DE}{8\pi}.$$

Мы можем таким образом указать определенное *место* пространства, где находится электрическая энергия, и сколько ее там: энергия является *локализованной* в поле.

Спрашивается: какое же из этих двух предположений соответствует действительности?

Все явления, изученные нами в этой главе, т. е. в электростатике, одинаково хорошо могут быть объясняемы как при том, так и при другом предположении об электрической энергии, и только явления электрических волн принуждают нас принять одно из этих предположений, а именно принять распределение электрической энергии в поле. Поэтому мы будем говорить об энергии поля, а не об энергии зарядок, образующих данное поле.

VII. ЭЛЕКТРОЕМКОСТЬ

89. Понятие о емкости. — Нам необходимо познакомиться еще с одним понятием, которое бывает очень полезно при обсуждении и при расчете явлений электростатики, — это понятие об электроемкости.

Мы знаем, что для получения электрического поля необходимо тем или другим способом отделить положительное электричество от отрицательного. При таком разделении мы, во-первых, получаем некоторое количество электричества $+e$ и $-e$ и, во-вторых, затрачиваем опреде-

ленное количество энергии, т. е. получаем между теми двумя проводниками, на которых мы поместили $+e$ и $-e$, некоторую разность потенциалов V. Сколько при этом мы затратили работы это зависит от относительного расположения наших зарядов; во всяком случае полученная нами разность потенциалов будет тем больше, чем больше электричества мы разъединили, а потому, обозначив через C некоторый коэфициент пропорциональности, мы можем написать:

$$e = CV$$

или

$$C = \frac{e}{V}.$$

Этот коэфициент C и называется *электроемкостью* или просто *емкостью* данных двух проводников.

Очевидно величина емкости C равна количеству электричества e, которым нужно зарядить *каждый* из двух проводников, для того чтобы разность потенциалов между ними V равнялась единице.

90. Плоский конденсатор. — Как пример применения понятия емкости мы возьмем случай двух параллельных заряженных плоскостей (16, 48). Если на каждой из этих плоскостей вырезать площадь S, то на ней будет количество электричества

$$e = \sigma S.$$

Разность потенциалов между этими плоскостями (75, 82), при их взаимном расстоянии d, будет:

$$V = Ed.$$

Но, как мы видели (46, 48),

$$E = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon}.$$

Следовательно емкость плоского конденсатора определится формулою:

$$C = \frac{e}{V} = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}.$$

Из этой формулы следует, что если мы хотим, чтобы при данной нам разности потенциалов V на площадках S поместилось как можно больше электричества, т. е. чтобы емкость была как можно больше, то нам необходимо, во-первых, подсбрать диэлектрик с возможно большей диэлектрической постоянной ε и, во-вторых, сделать его возможно тоньше (малое d).

Такие приборы, которые имеют целью при данной разности потенциалов собрать или сгустить на себе возможно большее количество электричества, называются *конденсаторами*, или сгустителями.

Каждый конденсатор должен состоять из двух изолированных друг от друга проводников, или *обкладок*, на которых могут быть помещаемы электричества разных знаков; между обкладками должен находиться изолятор, или *диэлектрик*, в котором при заряжении конденсатора образуется электрическое поле.

Емкость конденсатора зависит конечно от размеров составляющих его проводников, но кроме того, как мы видели, эта емкость зависит также от расположения проводников относительно друг друга. Вообще говоря, чем ближе проводники друг к другу, тем их емкость больше.

В этом мы можем убедиться следующим путем.

Пусть A и B представляют собою две обкладки конденсатора какой угодно формы и размеров. Так как обкладки сделаны из проводников, то это будут две эквипотенциальные поверхности с потенциалами V_1 и V_2. Но мы знаем, что чем ближе друг к другу две эквипотенциальные поверхности, тем сильнее напряжение поля E, а следовательно и индукции D; а так как $D = 4\pi\sigma$, то чем ближе обе обкладки друг к другу, тем больше будет плотность электричества σ при данной разности потенциалов. Следовательно, чем ближе обкладки друг к другу, тем при прочих равных условиях емкость конденсатора будет больше.

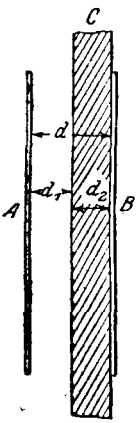


Рис. 74. Слоистый конденсатор.

91. Слоистый конденсатор. — Рассмотрим еще один простой случай плоского конденсатора, в котором диэлектрик состоит из двух слоев различного материала (рис. 74). Обозначим напряжение полей в этих диэлектриках соответственно через E_1 и E_2, их диэлектрические постоянные — через ε_1 и ε_2, а общую сквозь них индукцию — через D. Тогда

$$D = \varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2 = 4\pi\sigma,$$

где σ — плотность электричества на обкладках конденсатора.

Разность потенциалов на границах первого диэлектрика при его толщине d_1 будет равна $E_1 d_1$; точно так же на границах второго диэлектрика получим разность потенциалов $E_2 d_2$. Полная разность потенциалов между обкладками конденсатора A и B будет следовательно

$$V = E_1 d_1 + E_2 d_2.$$

Эту формулу можно написать несколько иначе:

$$V = D\left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2}\right) = 4\pi\sigma\left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2}\right),$$

и емкость такого конденсатора будет:

$$C = \frac{e}{V} = \frac{S\sigma}{V} = \frac{S}{4\pi\left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2}\right)}.$$

Заметим, что эта емкость не зависит от порядка расположения диэлектрических слоев. Поэтому, если мы например в воздушном конденсаторе при неизменном расстоянии его обкладок поместим слой стекла, то емкость его не будет изменяться, поместим ли мы стекло вблизи одной обкладки, или вблизи другой, или посредине между ними. В этом последнем случае d_1 будет означать сумму обоих слоев воздуха с обеих сторон стекла.

Если один из диэлектрических слоев, например стекло в предыдущем примере, отнять прочь, то $d_2 = 0$,

и мы получим прежнюю формулу емкости плоского конденсатора:

$$C = \frac{S \cdot \varepsilon}{4\pi d}.$$

Предлагаем читателю в приведенном примере двуслойного конденсатора вычислить напряжение поля внутри каждого диэлектрика, его поляризацию и его фиктивные заряды.

92. Емкости различной формы. — До сих пор мы определяли емкость только плоских конденсаторов, причем предполагали их плоскости продолженными до бесконечности для того, чтобы можно было считать поле в пределах площади S однородным. Если это условие не соблюдено, то, строго говоря, наши формулы делаются неверными. В особенности около краев ограниченного плоского конденсатора линии сил сильно расходятся (рис. 69, стр. 73), и поле уже нельзя считать однородным. Тем не менее, если расстояние между обкладками мало по сравнению с их размерами, то неоднородность поля у краев не имеет большого значения при вычислении емкости, и наши формулы будут тем вернее, чем ближе обкладки конденсатора друг к другу, а это имеет место в большинстве случаев практики.

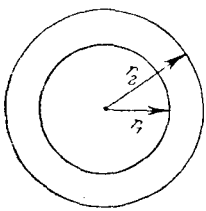


Рис. 75. Концентрические шары (или цилиндры).

Впрочем на практике встречаются емкости, в которых обкладки не плоские, а представляют собою кривые поверхности весьма разнообразной формы. Для некоторых простейших форм обкладок емкости могут быть вычислены точно, в других, более сложных случаях приходится применять приближенные формулы, или совсем отказаться от вычислений и определять емкость опытным путем.

Не приводя здесь самих вычислений, мы дадим формулы для некоторых чаще встречающихся форм емкостей.

1) Два концентрических шара имеют емкость (рис. 75):

$$C = \frac{1}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}}.$$

2) Два концентрических цилиндра (бесконечной длины) имеют на длине l емкость:

$$C = \frac{l}{2 \ln \frac{r_2}{r_1}}.$$

Знак ln означает здесь *натуральный* логарифм.

3) Две параллельных прямых проволоки одинакового радиуса r при взаимном расстоянии $2h$, которое очень велико в сравнении с r, имеют на длине l емкость:

$$C = \frac{l}{\ln 4 \frac{2h}{r}}$$

Электрическое поле двух параллельных проволок мы можем разделить (рис. 76) плоскостью MM на две одинаковых половины. Плоскость MM можно считать *проводящей*; распределение линий сил от этого не изменится, потому что линии сил нормальны к плоскости MM; эта плоскость представляет собою одну из *эквипотенциальных* плоскостей поля. Если представить себе конденсатор, составленный из этой плоскости и одной из проволок, то его емкость будет вдвое *больше* емкости двух проволок, потому что количество электричества у них одно и то же, а разность потенциалов между проволоками вдвое *больше*, чем между плоскостью и одной из проволок. Мы можем воспользоваться этим соображением и написать формулу для емкости проволоки, подвешанной на некоторой высоте h над поверхностью земли (телеграфный провод):

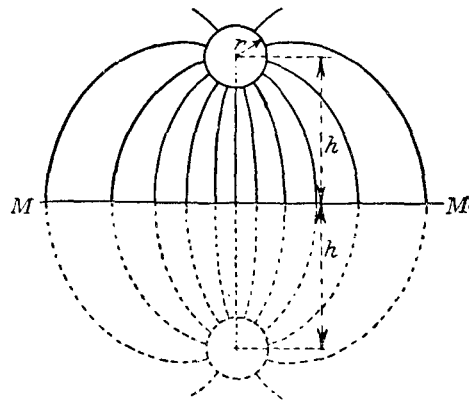


Рис. 76. Две параллельных проволоки.

$$C = \frac{l}{2 \ln \frac{2h}{r}}.$$

Эта формула тоже применима только при *большой* сравнительно с r высоте h проволоки над землею, как это большею частью и имеет место.

Употребленный только что способ определения емкости *одной части* поля, когда распределение линий сил и эквипотенциальных поверхностей всего поля нам известно, иногда может помочь при вычислении емкости сложного поля. Надо только иметь в виду, что любые две эквипотенциальные поверхности какого-либо электрического поля мы можем считать за проводники, т. е. за обкладки конденсатора; форма поля остается при этом неизменной.

93. Измерение разностей потенциалов электроскопом. — До сих пор мы пользовались алюминиевыми листочками электроскопа только как указателем того количества электричества, которое на них помещалось, ибо очевидно чем больше это количество, тем сильнее должны были отталкиваться друг от друга алюминиевые листочки. Но если мы подробнее вглядимся в явления, происходящие в электроскопе, то сейчас же увидим, что заряженные листочки должны образовать вокруг себя электрическое поле, линии сил которого, начинаясь у листочков, должны кончаться на внутренней стороне его металлической оправы (рис. 54, стр. 56); другими словами: эта оправа, даже если она и соединена с землею, все же заряжается через влияние электричеством, противоположным заряду листочков.

Таким образом листочки электроскопа и его оправа представляют собою две обкладки конденсатора; между этими двумя обкладками при

зарядке электроскопа возбуждается электрическое поле, которого напряжение E будет тем сильнее, чем больше заряд; но чем сильнее поле E, тем больше и разность потенциалов между обкладками конденсатора. Поэтому степень расхождения листочков электроскопа может измерять не только количество помещенного на нем электричества, но также и разность потенциалов между его листочками и его оправой. Если у листочков приделать шкалу и проградуировать ее на вольты, то из электроскопа сделается *электрометр*, или *электростатический вольтметр*, т. е. прибор, который может служить для измерения потенциалов данных проводников или, точнее, разностей потенциалов между данными проводниками и оболочкой электроскопа.

С электрометрами мы подробнее познакомимся ниже.

91. Опыт Фарадея с диэлектриком. — Соединим электроскоп с конденсатором, состоящим из двух параллельных дисков A и B (рис. 77b). Заряжая электроскоп, соединим B с землею, а затем опять изолируем B от земли. Если теперь приблизить B к A, то увидим, что листочки электроскопа сходятся (рис. 77a).

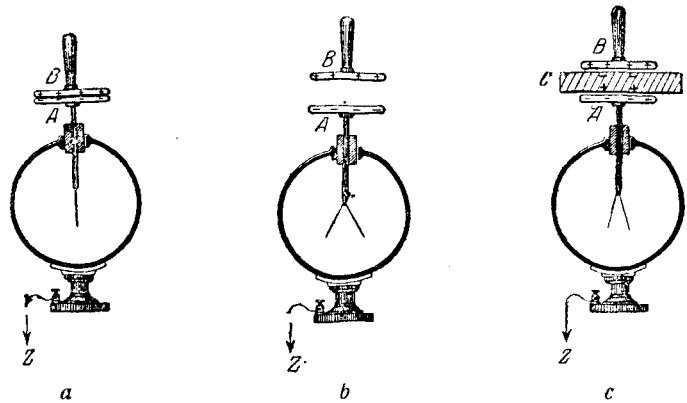


Рис. 77. Электроскоп с конденсатором и опыт Фарадея с диэлектриком.

Если оставить расстояние между B и A неизменным, а поместить между ними какой-нибудь диэлектрик, диэлектрическая постоянная которого больше, чем диэлектрическая постоянная воздуха, — например, если поместить между B и A стекло, серу или эбонит, — то листочки электроскопа сойдутся (рис. 77c).

Полезно будет рассмотреть только что описанные явления с трех различных точек зрения.

Во-первых, с точки зрения сил, действующих непосредственно на расстоянии по закону Кулона.

Когда мы приближаем положительно заряженный диск B к диску A, то отрицательный заряд электроскопа оттягивается от листочков кверху; на листочках остается меньше электричества, и они сходятся. При удалении диска B электричество снова распространяется по стержню, переходит на листочки, отчего эти последние расходятся. Когда мы вводим между A и B какой-нибудь диэлектрик, то он заряжается через влияние

и действует на электроскоп (стр. 28, рис. 20с), листочки которого сходятся, но не так сильно, как при приближении диска B.

Во-вторых, мы можем смотреть на электроскоп как на измеритель потенциалов (вольтметр).

Приближение B к A увеличивает емкость конденсатора AB. Аналогично действует и введение между A и B диэлектрика с большею диэлектрическою постоянною, чем воздух. Так как количество электричества в конденсаторе у нас остается постоянным, то при увеличении емкости потенциал должен падать. Это именно и показывают сходящиеся листочки.

Наконец рассмотрим наши опыты с точки зрения энергии.

Когда мы поднимаем диск B, мы совершаем работу против сил притяжения, действующих между дисками A и B. Наша работа идет на увеличение потенциальной энергии электрического поля; а так как количество электричества у нас не меняется, то его потенциал должен повышаться: листочки нашего электрометра расходятся.

Опыт Фарадея с диэлектриком, вдвигаемым между A и B, имеет большое историческое значение, так как на таком именно опыте Фарадей в первый раз установил факт влияния среды на электрические явления.

На основании опыта Фарадея над изменением емкости и потенциала проводника, в зависимости от изменения диэлектрической постоянной той среды, которая разделяет между собою проводники, мы легко можем вывести заключение, что и сила взаимодействия между наэлектризованными телами должна тоже измениться от той же причины. Действительно, если мы наблюдаем, что замена в конденсаторе AB одного диэлектрика другим, например воздуха — стеклом, уменьшает разность потенциалов $V_1 - V_2$ в ε раз, то, приняв во внимание, что $V_1 - V_2 = Ed$, мы заключаем, что и напряжение E уменьшается тоже в ε раз, а вместе

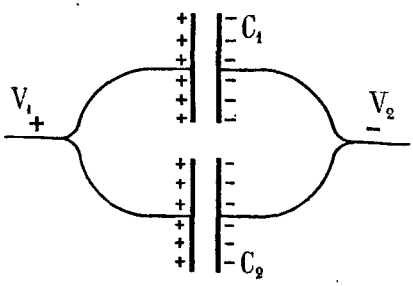


Рис. 78. Параллельное соединение конденсаторов.

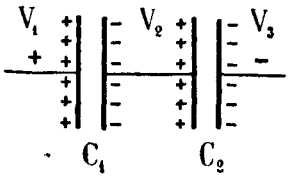


Рис. 79. Последовательное соединение конденсаторов.

с напряжением поля E уменьшается и сила взаимодействия между зарядами обкладок.

Это заключение вполне подтверждается опытом. Непосредственные измерения показали, что два заряда, помещенные в изоляторе с диэлектрическою постоянною ε, притягивают друг друга с силою

$$F = \frac{e_1 e_2}{\varepsilon r^2},$$

т. е. в ε раз слабее, чем в пустоте (33, **33**).

95. Соединение конденсаторов. — Если даны два конденсатора емкостью C_1 и C_2, то их можно соединить в один конденсатор, которого емкость пусть будет C, причем это соединение может быть сделано либо *параллельным* (рис. 78), либо *последовательным* (рис. 79).

При *параллельном* соединении разности потенциалов в обоих конденсаторах будут очевидно одинаковы; количества же электричества в них могут быть разные, а именно:

$$e_1 = C_1 V, \quad e_2 = C_2 V.$$

Полное количество электричества в конденсаторе C будет поэтому:

$$e = e_1 + e_2 = (C_1 + C_2)\, V = CV,$$

и емкость его будет:

$$C = C_1 + C_2.$$

При *последовательном* (рис. 79) соединении средние обкладки соседних конденсаторов составляют как бы один проводник, заряжающийся через влияние; поэтому на нем возникают одновременно электричества разных знаков, но в *равных* количествах. Таким образом в данном случае мы будем иметь как в том, так и в другом из двух соединенных вместе конденсаторов одинаковое количество электричества, разности же потенциалов в них будут разные, а именно:

$$V_1 - V_2 = \frac{e}{C_1},$$

$$V_2 - V_3 = \frac{e}{C_2}.$$

Разность потенциалов на обкладках составного конденсатора C должна равняться сумме этих разностей потенциалов:

$$V = V_1 \quad V_3 = e\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right) = e\,\frac{1}{C},$$

и следовательно

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}.$$

Итак при параллельном соединении конденсаторов емкости их складываются, тогда как при последовательном соединении сумма обратных величин емкостей дает обратную же величину емкости составного конденсатора. Приведенный вывод для двух конденсаторов легко распространить и на случай нескольких конденсаторов.

Соединение нескольких конденсаторов носит название батареи конденсаторов.

Соединив n равных конденсаторов параллельно и зарядив их до некоторого потенциала V вольт количеством электричества e кулонов, мы можем затем пересоединить их последовательно; тогда у нас получится батарея, заряженная до nV вольт, зато количество электричества на каждой обкладке будет только $\frac{e}{n}$ кулонов.

96. Сложный конденсатор. — Бывают случаи, когда электрическое поле распределяется между несколькими проводниками более сложным образом, чем в вышеприведенных примерах. Так например на рис. 80 мы видим, что линии сил от тела V_1 идут к нескольким телам: V_2, V_3 и V_4; кроме того между этими последними тоже имеются свои линии сил. При взгляде на рис. 80 мы можем сказать следующее: очевидно, что потенциалы V_1, V_2 и V_3 — разные, но V_3 и V_4 могут быть и одинаковыми, ибо между ними нет линий сил. Далее, количество электричества на каком-нибудь из этих тел, например на V_1, можно выразить через произведение емкости C на разность потенциалов, только теперь необходимо емкость каждой из частей ab, bc, cd и da тела V_1

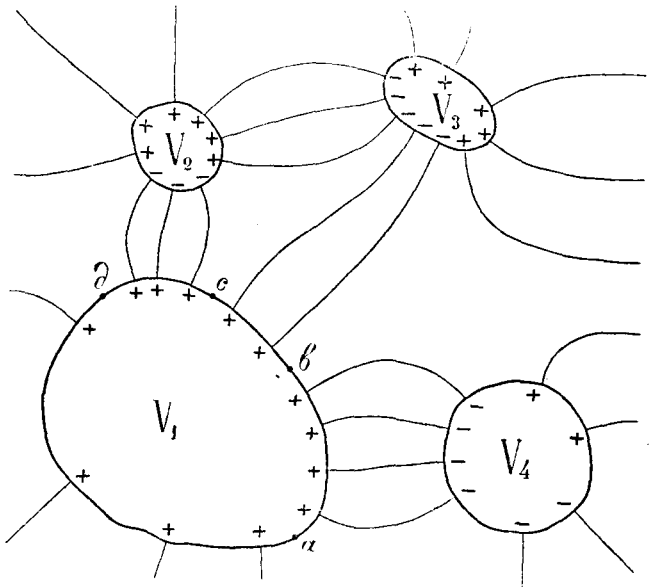


Рис. 80. Сложное электрическое поле.

отдельно помножить на соответственную разность потенциалов и затем все эти произведения сложить. Тогда получим на теле V_1 количество электричества

$$e = C_{ab}(V_1 - V_4) + C_{bc}(V_1 - V_3) + C_{cd}(V_1 - V_2) + C_{da}(V_1 - V_5),$$

где V_5 означает потенциал того тела, к которому идут линии сил с части da; если эти линии идут к земле (или в бесконечность), тогда $V_5 = 0$. Подобные же формулы можно написать и для других тел.

Практически важен следующий случай. Если нам дан конденсатор с наружными и внутренними обкладками, — например лейденская банка,— то при той же разности потенциалов на нем будет различное количество электричества, и следовательно у нас получится различная кажущаяся емкость, соединим ли мы наружные или внутренние его обкладки с землею. Действительно в последнем случае эта емкость будет зависеть от близости посторонних проводников, в особенности тех, которые соединены с землею. Такой случай бывает между прочим при последователь-

ном соединении банок; здесь непременно одна или некоторые из наружных обкладок уже не будут соединены с землею.

Во всех подобных случаях необходимо указанное обстоятельство иметь в виду и либо принять его во внимание при расчетах, либо по возможности уменьшить его влияние на результат, удаляя от наружных обкладок проводники, соединенные с землею.

Точно так же легко видеть, почему важно соединять наружные оболочки электроскопов и электрометров с землею. В противном случае при малой емкости этих приборов мы можем получить совсем неверные результаты.

97. Единица емкости. — Формула емкости плоского конденсатора

$$C=\frac{\varepsilon S}{4\pi d}$$

содержит в себе, кроме отвлеченных величин 4π и ε, в числителе площадь S, а в знаменателе длину d. Отсюда мы заключаем, что электрическая емкость имеет в абсолютных электростатических единицах измерение длины, а потому должна выражаться в *сантиметрах*.

В практических единицах мы должны принять за единицу емкости такую емкость, при которой заряд в один *кулон* повышает потенциал проводника на один *вольт*.

Такая емкость называется *фарад*, так что

$$\text{фарад}=\frac{\text{кулон}}{\text{вольт}}=\frac{3\cdot 10^9}{1/300}\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E}=9\cdot 10^{11}\ см.$$

Часто употребляется более мелкая единица — *микрофарад*, равная одной миллионной фарада:

$$\text{микрофарад}=10^{-6}\ \text{фарад}=9\cdot 10^5\ см=9\ км.$$

98. Энергия заряженного конденсатора. — Заряжение конденсатора требует затраты определенного количества энергии, и мы знаем, что эта энергия вообще выражается формулою (78, 85):

$$U=\frac{eV}{2}.$$

Применяя это к конденсатору и положив в этой формуле $e=CV$, или $V=\frac{e}{C}$, мы можем легко получить величину энергии конденсатора, выраженную через его емкость C. Вообще для энергии конденсатора получаем три формулы:

$$U=\frac{eV}{2}=\frac{CV^2}{2}=\frac{e^2}{2C}.$$

Конечно для вычисления энергии плоского конденсатора можно пользоваться и формулою (78, 85).

Возьмем например конденсатор в 10 микрофарад, который часто встречается в лабораториях, и зарядим его до 120 вольт.

Тогда получим заряд каждой его обкладки:

$$e = CV = 10 \cdot 10^{-6} \cdot 120 = 0{,}0012 \text{ кулона},$$

а энергия, накопленная в нем,

$$U = \frac{CV^2}{2} = \frac{10 \cdot 10^{-6}}{2} (120)^2 = 0{,}072 \text{ джоуля}.$$

В абсолютных единицах получим:

$$10 \cdot 10^{-6} \text{ фарад} = 9\,000\,000 \text{ } см,$$

$$120 \text{ вольт} = \frac{120}{300} = 0{,}4 \text{ } \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E},$$

откуда

$$e = 0{,}4 \cdot 9 \cdot 10^6 = 3\,600\,000 \text{ } \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E},$$

$$U = \frac{eV}{2} = 720\,000 \text{ эргов}.$$

99. Электрическая энергия шарового заряда и емкость шара. — Разберем следующий пример. Представим себе шар радиуса a заряженным электричеством e и удаленным от всех других проводников настолько, чтобы они не влияли на распределение его зарядов. Вычислим энергию образованного зарядом e электрического поля.

Мы знаем, что в каждом $см^3$ электрического поля заключается энергия:

$$U_e = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi},$$

или, так как на расстоянии r от центра шара

$$\varepsilon E = \frac{e}{r^2},$$

а ε мы примем равным единице, то

$$U_e = \frac{e^2}{8\pi r^4}.$$

Опишем около заряда e два концентрических шара радиусами r_1 и r_2 так, чтобы r_1 было немного меньше r, а r_2 — немного больше r. Объем вырезанного нами тонкого шарового слоя будет $4\pi r^2 (r_2 - r_1)$, и энергия в нем:

$$U_1 = \frac{e^2}{8\pi r^4} 4\pi r^2 (r_2 - r_1) = \frac{e^2}{2} \cdot \frac{r_2 - r_1}{r^2}.$$

Так как r очень мало отличается от r_1 и r_2, то мы можем положить $r^2 = r_1 r_2$, и тогда электрическая энергия, заключенная в шаровом слое, будет:

$$U_1 = \frac{e^2}{2} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Все наше поле мы можем расслоить такими шаровыми поверхностями и затем все заключенные в них энергии сложить. При этом легко видеть, что сумма

$$\Sigma\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right)=\left(\frac{1}{a}-\frac{1}{r_1}\right)+\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right)+\ldots+\left(\frac{1}{r_n}-\frac{1}{\infty}\right)=\frac{1}{a},$$

а потому электрическая энергия всего поля будет:

$$U=\frac{e^2}{2a}.$$

Далее, мы знаем (90, **98**), что энергия проводника, имеющего емкость C и заряженного до потенциала V, выражается так:

$$U=\frac{eV}{2}=\frac{e^2}{2C}.$$

Сопоставляя эти формулы, мы видим, во-первых, что емкость шара, удаленного от всех других проводников, равна его радиусу:

$$C=a,$$

и, во-вторых, что разность потенциалов между заряженным шаром и бесконечно удаленными от него точками пространства равна

$$V_a=\frac{e}{a}.$$

Предлагаем читателю самому доказать, что разность потенциалов между любою точкою поля шарового заряда и бесконечностью равна

$$V_r=\frac{e}{r}$$

и что следовательно потенциалы в различных точках этого поля обратно пропорциональны расстоянию их от центра заряда.

VIII. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ И ИЗМЕРЕНИЯ.

100. Электрические машины. — Мы познакомились с двумя основными способами электризации тел, а именно: с электризацией посредством трения и посредством влияния.

Сообразно с двумя основными способами электризации существуют и два различных типа электрических машин, а именно: машины с трением и машины с влиянием. Так как конструкция машин различных изобретателей весьма различна, но основной принцип действия их все же одинаков, то мы ограничимся описанием лишь двух машин, по одному экземпляру каждого типа. Для описания нами выбраны наиболее употребительные типы.

Стеклянный круг S (рис. 81) может быть приведен во вращение вокруг горизонтальной оси при помощи рукоятки. Две кожаных подушки R, покрытые каким-нибудь проводящим веществом, обыкновенно цинковою амальгамою, обжимают стеклянный диск с обеих сторон, и, вследст-

вие трения о стекло, амальгама и подушки электризуются отрицательным электричеством, которое они передают проводнику (кондуктору) *M*; положительное же электричество стекла переносится по направлению вращения диска и подходит к проводнику *C*, снабженному кольцом с остреями. Так как с остреев электричество очень легко переходит в воздух, а затем и на вращающийся диск, то в результате положительное электричество стекла нейтрализуется отрицательным электричеством, стекающим с остреев проводника, сам же проводник *C* электризуется при этом положительно. Итак при вращении диска на двух его кондукторах, или полюсах *M* и *C*, накопляются разноименные электричества, которые могут быть употреблены для опытов.

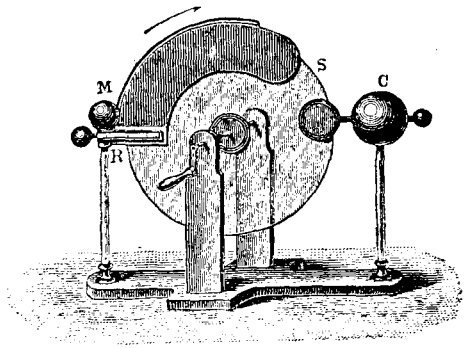


Рис. 81. Электрическая машина с трением.

Одновременно с накоплением зарядов на кондукторах увеличивается и их разность потенциалов. До каких пределов может повышаться эта разность, зависит от степени изоляции машины. Машины с трением теперь редко употребляются, так как на трение тратится непроизводительно работа, причем стеклянный диск и подушки нагреваются.

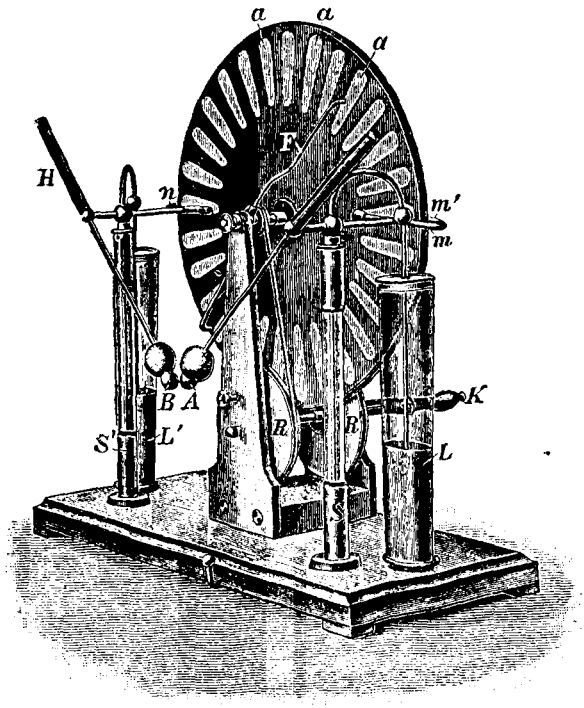


Рис. 82. Электрическая машина Вимшёрста.

Другой класс машин, машины с влиянием, свободен от только что указанных недостатков и потому чаще встречается. Мы опишем машину Вимшёрста. Она состоит из двух эбонитовых дисков (рис. 82), свободно насаженных на горизонтальную ось. Посредством рукоятки *K* с двумя шкивами *R*, один из которых соединен прямым ремнем с осью одного диска, тогда как другой соединен с осью второго диска посредством перекрещенного ремня, оба диска приводятся во вращение одновременно, но в противоположные стороны.

На наружной поверхности каждого диска наклеены в небольшом расстоянии от краев металлические пластинки a. Эти пластинки при вращении дисков приходят в соприкосновение с мишурными щеточками, помещенными на концах кондукторов m, n и F. Кондукторы m и n имеют щеточки, соприкасающиеся как с тем, так и с другим диском машины, щеточки же кондукторов F соединены вместе проводником и соприкасаются только с передним диском, тогда как щеточки другого такого же проводника F, помещенного за машиной и не видного на чертеже, соприкасаются только с пластинками заднего диска.

Чтобы яснее представить себе действие машины Вимшёрста, разберем следующую схему (рис. 83). Здесь каждый из дисков изображается заштрихованным кругом; оперенные стрелки показывают направление вращения кругов, тогда как неоперенные стрелки показывают направление движения положительного электричества.

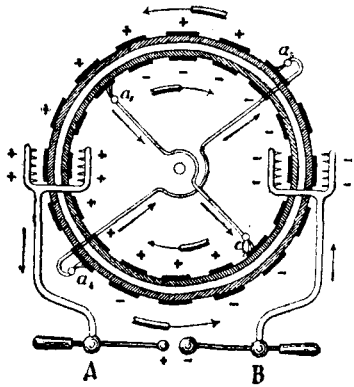


Рис. 83. Схема машины Вимшёрста.

Предположим сначала, что наружный круг неподвижен и что его пластинки заряжены положительным электричеством (рис. 83, наверху). При движении внутреннего круга его пластинки будут поочередно соприкасаться с щеточкой a_1, соединенной с землей, а потому под влиянием положительного заряда наружного круга все пластинки внутреннего круга зарядятся отрицательно. Дойдя до остреев, они отдадут свой отрицательный заряд кондуктору B.

Между a_1 и B пластинки внутреннего круга будут в свою очередь влиять на пластинки наружного круга, и если привести этот последний во вращение, то щеточка a_3 будет отводить к земле отрицательный заряд, сами же наружные пластинки зарядятся положительно и при дальнейшем своем движении отнесут этот заряд кондуктору A.

На нижней половине рис. 83 будет происходить то же самое, с тою лишь разницей, что пластинки внутреннего круга здесь будут заряжены положительным электричеством, пластинки же наружного круга — отрицательным.

Таким образом при движении оба круга, вследствие взаимного электрического влияния, будут накоплять и переносить на себе все новые и новые количества электричества; при этом — перенос электричества противоположных знаков будет происходить в противоположные стороны, и кондукторы A и B будут заряжаться все сильнее и сильнее.

Конечно для этого необходимо, чтобы в самом начале движения пластинкам обоих кругов уже сообщены были хотя бы и очень малые электрические заряды.

На деле же оказывается, что для этого достаточно уже той ничтожной разности потенциалов, которая всегда существует между двумя изолированными друг от друга проводниками, и пластинкам совсем не приходится сообщать заряды от какого-нибудь постороннего источника.

Электрические машины, обладающие этим свойством, называются *самовозбуждающимися*.

Не нужно думать, что возникающие во всех подобных машинах разности потенциалов и электричество получались бы без соответственной затраты энергии. Каково бы ни было устройство машин, нам всегда приходится отдалять в них положительное электричество от отрицательного, т. е. затрачивать работу. Эта работа и обращается в электрическую энергию полученного поля. Машину нужно считать тем совершеннее, чем меньшая часть этой работы тратится на побочные явления, как например на неизбежное во всякой машине трение и т. п., и чем бо́льшая часть обращается в энергию электрическую.

Другими словами, машина тем лучше, чем коэфициент ее полезного действия больше.

Что касается длины искр, даваемых какой-нибудь машиной, то длина эта зависит от той разности потенциалов, которая может быть получена в машине данной конструкции. С теоретической точки зрения, изложенной выше при объяснении действия машины, величина этой разности ничем не ограничена, но на практике достигаемая разность потенциалов ограничивается степенью изолировки машины. Впрочем материалы, которые употребляются в подобных машинах для изоляции, выдерживают большею частью очень значительные разности потенциалов; гораздо труднее избежать недостатков изоляции на поверхности этих изоляторов. Так например поверхность стекла, будучи гигроскопична, покрывается тонким слоем влаги, который хорошо проводит электричество.

Чтобы избавиться от этого, помещают электрические машины в закрытых ящиках, внутренность которых поддерживают сухою, ставя в них сосуды с серною кислотою или с хлористым кальцием, которые имеют свойство поглощать влагу из окружающего их воздуха. Стеклянные диски электрических машин покрывают слоем шеллака, который не так гигроскопичен, как стекло, и потому изоляция его более надежна.

В последнее время обкладки машин стали помещать не на поверхности, а внутри эбонитовых дисков, вследствие чего изоляция получилась еще более совершенная, и кроме того емкость этих пластинок, заключенных в эбонит, тоже увеличилась. Подобные машины (так называемые конденсаторные машины) были построены Версеном и Воммелсдорфом, и опыты показали, что они способны давать почти в 10 раз большее количество электричества ежесекундно, чем обыкновенные машины Вимшёрста.

Так например одна из машин Воммелсдорфа с двумя кругами диаметром в 50 *см* может дать искру в 25 *см* длины, что соответствует разности потенциалов около 130 000 вольт; при этом количество ежесекундно даваемого электричества было около 0,0005 кулонов.

101. Устройство конденсаторов. — Желая устроить конденсатор по возможности большей емкости, мы должны поместить его обкладки как можно ближе друг к другу. Но вместе со сближением обкладок увеличивается опасность, что диэлектрик конденсатора при высоких потенциалах будет пробит электрическою искрою. Поэтому устройство конденсаторов значительной емкости, способных в то же время выдерживать

высокие разности потенциалов между обкладками, представляет значительные затруднения.

Плоские конденсаторы до 300 вольт напряжения устраивают обыкновенно из парафинированной бумаги, переложенной листовым оловом (станиолем). Листовое олово соединяют через один лист (рис. 84) между собою так, что все нечетные листы, соединенные вместе, представляют собою одну обкладку конденсатора, тогда как четные листы составляют другую обкладку. Такие конденсаторы могут иметь емкость до 100 микрофарад и выдерживать несколько сот вольт, не будучи особенно громоздкими. Иногда, для большей безопасности, парафинированную бумагу заменяют слюдою или миканитом (смесь слюдяных листочков с шеллаком), которые при меньшей толщине выдерживают большие разности потенциалов.

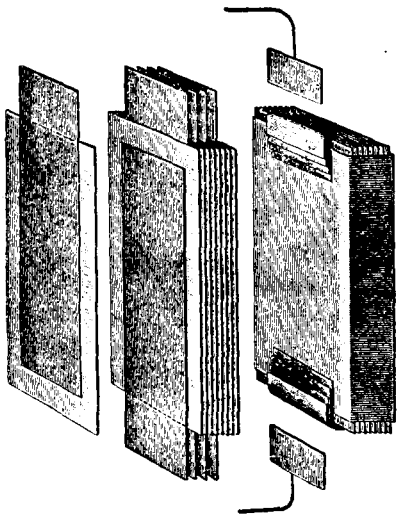


Рис. 84. Устройство конденсатора.

На рис. 85a показана схема конденсатора с переменною емкостью. Посредством соединительных штепселей s к медным полосам A и B можно присоединить 1, 2, 3, 4 или все 5 обкладок, соединенных параллельно. На рис. 85b показан внешний вид такого конденсатора, применяемого при лабораторных измерениях.

102. Пример. — Требуется построить конденсатор емкостью в 2 микрофарада для небольших напряжений около 100 вольт.

Для таких небольших напряжений диэлектриком может служить парафинированная бумага толщиною в 0,02 *мм*, диэлектрическую постоянную которой можно принять равной $\varepsilon = 1{,}8$. Обе обкладки можно сделать из станиоля (по схеме рис. 84).

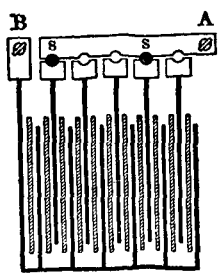


Рис. 85a. Разрез конденсатора.

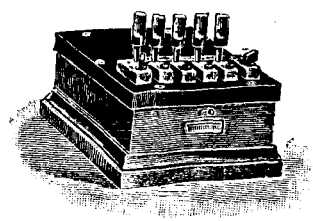


Рис. 85b. Конденсатор.

Итак для данного случая у нас в формуле

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}$$

будет:

$$C = 2 \cdot 10^{-6} \text{ фарад} = 2 \cdot 10^{-6} \cdot 9 \cdot 10^{11} \text{ см} = 1{,}8 \cdot 10^{6} \text{ см};$$

$$d = 0{,}002 \text{ см}; \quad \varepsilon = 1{,}8.$$

Площадь каждой обкладки получится поэтому в

$$S = \frac{4\pi dC}{\varepsilon} = 14\,000 \text{ см}^2,$$

а так как каждый листик станиоля (кроме крайних) заряжается с обеих сторон, то площадь каждого листа станиоля должна быть в 7 000 $см^2$. Если считать толщину станиоля в 0,001 $см$, то объем всего конденсатора получится приблизительно в 50 $см^3$, и его можно поместить в небольшую коробочку.

Такие конденсаторы имеются в продаже и употребляются в телефонных установках. Они имеют внешний размер $3 \times 5 \times 5 = 75$ $см^3$ и вес с металлической оболочкой около 200 $г$.

Конечно для напряжений бо́льших, чем 100 вольт потребовалось бы увеличить толщину d. Положим, что мы увеличили толщину d в n раз; от этого площадь S, при той же емкости, увеличилась бы тоже в n раз, а объем и вес конденсатора увеличились бы приблизительно в n^2 раз.

103. Лейденские банки. — Для опытов с высокими напряжениями до 100 000 вольт употребляются всем известные лейденские банки (рис. 86a и 86b).

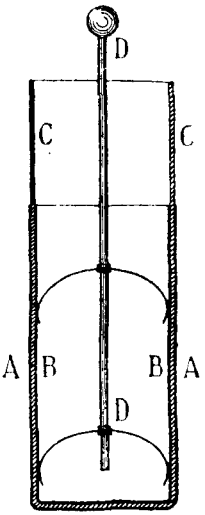


Рис. 86a. Разрез лейденской банки.

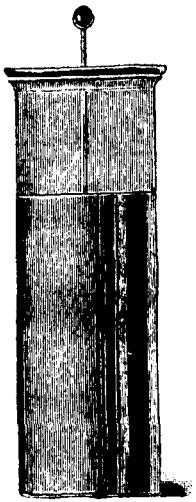


Рис. 86b. Лейденская банка.

Это — стеклянные банки C, обклеенные изнутри и снаружи станиолем B и A. Внутренняя обкладка банки B соединяется со стержнем DD, выходящим наружу и снабженным на конце своем шариком.

Лейденские банки могут выдерживать несколько десятков тысяч вольт, но зато емкость их обыкновенно незначительна.

Пусть банка имеет толщину 5 $мм$ и площадь каждой ее обкладки $45 \times 25 = 1\,125$ $см^2$. Это уже довольно большая банка; она будет иметь высоту стекла около 40 $см$ и диаметр около 15 $см$. Принимая диэлектрическую постоянную стекла $\varepsilon = 5$ и рассчитывая (приблизительно) по формуле плоского конденсатора, получим:

$$C = \frac{1125}{4\pi \cdot 0{,}5} \cdot 5 = 900 \text{ см} = 10^{-9} \text{ фарад} = 0{,}001 \text{ микрофарад}.$$

Для получения больших емкостей лейденские банки соединяют параллельно в батареи (рис. 87). Но даже для получения одного микрофарада потребовалась бы 1 000 таких банок.

Положим, что мы зарядили одну такую банку до разности потенциалов в 3 000 вольт; количество электричества на каждой обкладке банки было бы равно

$$e = 10^{-9} \cdot 3 \cdot 10^3 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ кулонов},$$

а количество энергии

$$U = \frac{1}{2} eV = \frac{1}{2} 3 \cdot 10^{-6} \cdot 3 \cdot 10^{3} = 4{,}5 \cdot 10^{-3} \text{ джоулей} = 10^{-3} \text{ кал}.$$

Энергия эта невелика, но она может оказать значительные действия, если ее сконцентрировать в небольшом объеме в весьма короткое время. Положим например, что мы разрядили банку, получив искру в 1 *мм* длины и в 1 *мм*^{2} поперечного сечения. Объем воздуха в 1 *куб. мм* весил бы $1{,}3 \cdot 10^{-6}$ *г* и обладал бы теплоемкостью в $0{,}24 \cdot 1{,}3 \cdot 10^{-6}$; поэтому количество теплоты в 10^{-3} *кал* может нагреть этот объем воздуха до нескольких тысяч градусов; в действительности воздух в искре раскаляется добела.

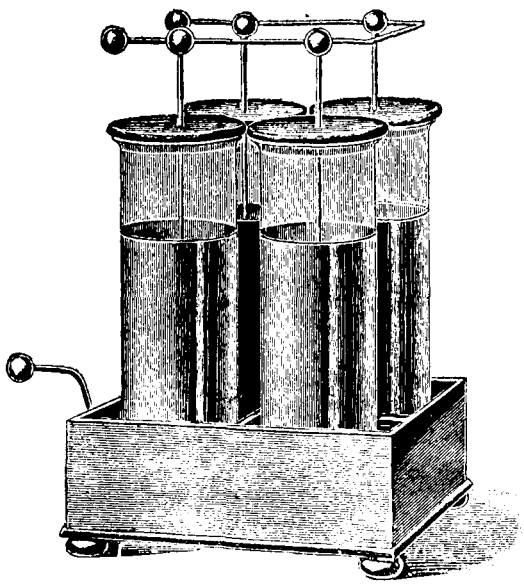


Рис. 87. Батарея лейденских банок.

Физиологические действия электрических разрядов большею частью очень неприятны. Если мы соединим обе обкладки лейденской банки рукою, то, так как человеческое тело — хороший проводник, оба разноименных

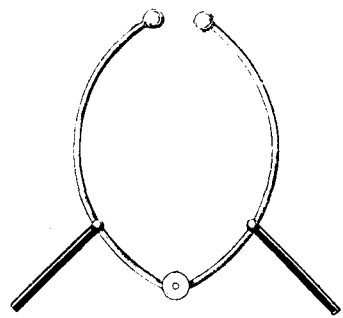


Рис. 88. Разрядник.

электричества, находящиеся на обкладках банки, тотчас же соединятся друг с другом через руку, и банка разрядится. В то же самое время мы почувствуем в нашей руке толчок, или сотрясение, или, как его иногда называют, — электрический удар Ощущение это происходит от свойства наших мускулов сокращаться под влиянием электрического разряда. При больших емкостях и больших разностях потенциалов в батарее лейденских банок разряды могут быть опасны для человеческой жизни, и с подобными батареями нужно обращаться с некоторыми предосторожностями.

104. Разрядник. Искромер. — Чтобы не подвергать себя действию электрических разрядов, гораздо удобнее пользоваться при разряде конденсаторов так называемым разрядником.

Разрядник (рис. 88) состоит обыкновенно из двух медных проволок, с шариками на концах, соединенных шарниром и снабженных эбонитовыми

ручками. Шарнир устроен для того, чтобы можно было устанавливать концы разрядника на различных друг от друга расстояниях.

Держа разрядник за ручки и прикасаясь одним концом его к наружной обкладке лейденской банки, а другим концом к шарику, который соединен с внутренней ее обкладкой, мы заметим, что еще раньше, чем мы успеем коснуться шарика, между ним и разрядником появится искра, а конденсатор разрядится.

Искра эта будет тем длиннее, чем разность потенциалов между обкладками больше, и она будет тем шире и ярче, чем емкость банки больше.

Если мы хотим быть уверенными, что конденсатор действительно разрядился полностью, то полезно не ограничиваться появлением искры, а привести шарики разрядника в соприкосновение с полюсом конденсатора.

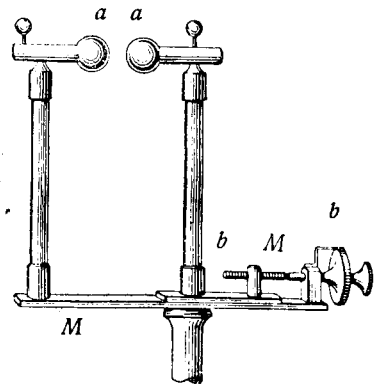


Рис. 89. Искромер.

Иногда бывает необходимо смерить длину искры, получающейся при разряде (по этой длине можно судить о разности потенциалов); тогда устраивают шарики *aa* разряда на изолированных подставках *bb* (рис. 89), которые можно передвигать друг относительно друга при помощи микрометренного винта *M*. Расстояние между шариками во время разряда измеряется масштабом, прикрепленным у основания подставок *bb*, а точнее — микрометром *M*.

105. Разрядный потенциал и электрическая прочность. — Длина искры, как мы уже сказали, зависит от разности потенциалов тех проводников, между которыми она проскакивает. Однако зависимость эта довольно сложная, потому что появление искры обусловлено, кроме разности потенциала, еще целым рядом других причин, как то: материалом диэлектрика, формой проводников и т. п. Но для общей ориентировки полезно себе заметить следующие *разрядные*, или *искровые, потенциалы.*

Между двумя шариками диаметром в 2,5 *см*, помещенными на расстоянии одного миллиметра друг от друга в воздухе при атмосферном давлении и температуре около 20°, разряд происходит при разности потенциалов в 5 000 вольт. Если раздвинуть эти шарики на расстояние в 5 *мм*, то для разряда необходимо 18 000 вольт. Для искры в 1 *см* необходимо 30 000 вольт. Троубридж (Trowbridge) получал искры длиною в 2 *м*, на что потребовалось около 3 миллионов вольт.

Для шариков большего диаметра или для плоскостей искровые потенциалы при тех же условиях оказываются больше; наоборот, при острых концах проводников разряд происходит с особенной легкостью.

То обстоятельство, что появление искры зависит от формы проводников, указывает, что разряд обусловлен распределением линий сил в поле и их густотою, т. е. *напряжением* электрического поля, а не непосредственно разностью потенциалов. Это предположение вполне оправдывается на опыте, и в электротехнике при расчете изоляторов для

высоких напряжений проектируют расположение и форму проводников таким образом, чтобы получающиеся при этом напряжения электрического поля не превосходили известных пределов. Этот предел называется *электрической прочностью* данного изолирующего материала. Подобные расчеты очень напоминают собою расчеты обыкновенной механической прочности.

Для воздуха, при нормальных условиях, можно считать электрическую прочность в 30 000 вольт на сантиметр длины. Для водорода прочность вдвое меньше.

Очищенное минеральное (трансформаторное) масло раза в три прочнее воздуха. Парафин, фарфор, эбонит — в 5 раз, стекло — в 6 раз; парафинированная бумага — почти в 10 раз, а слюда — почти в 100 раз прочнее воздуха.

Впрочем для всех этих материалов большое значение имеет их чистота и однородность. При технических расчетах в сооружениях допускают напряжения не более одной трети, а иногда даже только одну десятую вышеуказанной предельной прочности для того, чтобы иметь запас прочности на случай непредвиденных обстоятельств.

В особенности изменчива электрическая прочность газов. При повышении температуры на 3° прочность воздуха уменьшается приблизительно на 1%. То же самое происходит при понижении давления воздуха примерно на 8 *мм*. Однако при очень низких давлениях, ниже 0,0001 атмосферы, электрическая прочность быстро растет, и в пустоте разряд совсем происходить не может.

Герц открыл, что искровые потенциалы понижаются под действием света, особенно под действием ультрафиолетовых лучей.

Еще сильнее действуют лучи, открытые Рентгеном (см. ниже).

106. Остреё. — Мы уже сказали выше, что острые проводники не выдерживают сколько-нибудь значительных потенциалов. Остреё в воздухе при нормальных условиях еще может выдерживать потенциал в 1 500 вольт, но уже при 1 600 вольтах с него начинает стекать отрицательное электричество, а при 2 200 вольтах — и положительное. В этом опыте мы впервые встречаемся с различием в свойствах отрицательного и положительного электричества. В дальнейшем это различие будет нам встречаться все чаще и чаще. Сейчас мы укажем еще на следующие явления.

Истечение электричества из острея сопровождается световыми явлениями, которые для положительного и отрицательного электричества различны. Положительное электричество при истечении дает видимую в темноте светящуюся кисть фиолетового цвета, тогда как отрицательный разряд происходит в виде небольшой светлой звездочки.

При истечении электричества из острея прилегающие к острею частички воздуха образуют так называемый электрический ветер. Этот ветер легко демонстрировать, приблизив к заряженному острею пламя обыкновенной свечи. Пламя отклонится ветром, а при сильном истечении свеча даже потухнет.

Если поместить остреё на подвижном проводнике, то он придет в движение. Франклин устроил из острых проволок подобие сегнерова колеса, которое при электризации приходит в движение так, как будто бы

из острея вытекала действительно жидкость. На самом же деле причиною этого явления нужно считать отчасти реакционное действие электрического ветра, отчасти различное действие электрического поля на острый и тупой конец проволоки.

Остреем часто пользуются для того, чтобы снять заряд с какого-нибудь диэлектрика. Простое соприкосновение диэлектрика с проводником, соединенным с землею, недостаточно для снятия всего заряда, потому что проводник трудно привести в соприкосновение с каждой наэлектризованной точкой диэлектрика. Если же приблизить к заряженному диэлектрику остреё, то оно само заряжается через влияние, и стекающее с него электричество, будучи по знаку противоположно электричеству диэлектрика, нейтрализует это последнее.

Еще лучше можно удалить электричество с заряженного диэлектрика, если провести по нем каким-нибудь пламенем, например пламенем спиртовой или газовой бунзеновской горелки.

Остреем можно воспользоваться также и для того, чтобы зарядить какой-нибудь диэлектрик электричеством посредством влияния, не прикасаясь к диэлектрику непосредственно. С этой целью приближаем с одной стороны к данному диэлектрику заряженное тело, а с другой — остреё. Под влиянием заряженного тела диэлектрик поляризуется, и поверхности его покроются фиктивными зарядами; одновременно с ним зарядится через влияние и остреё, но заряд последнего стечет на ближайшую поверхность диэлектрика, которая и окажется заряженною уже не фиктивными, а действительными зарядами. Этим пользуются в электростатических машинах, как было описано выше.

Свойство электричества так легко стекать с острея нужно всегда иметь в виду в тех случаях, когда мы желаем удержать заряд на каком-нибудь проводнике. Для этого недостаточно окружить этот проводник изоляторами, но необходимо еще самым тщательным образом удалить с его поверхности все острея или зазубрины, так чтобы поверхность проводника была совершенно гладкою.

По этой же причине все проводники, служащие для электростатических опытов и имеющие вид проволок или палочек, снабжаются на концах своих гладкими шариками.

Конечно при низких потенциалах (менее 1 000 вольт) эти предосторожности излишни.

107. Абсолютный электрометр Томсона. — Мы уже говорили, каким образом посредством крутильных весов К у л о н а можно делать абсолютные измерения количества электричества. Такие измерения очень затруднительны, и их приходится делать сравнительно редко, и это тем более, что всякое определение количества электричества можно свести на определение разности потенциалов, если известна емкость проводника, так как

$$e = CV.$$

Даже и в том случае, если емкость проводника неизвестна, но остается во время опытов постоянною, мы можем сравнить два количества электричества, сравнивая те потенциалы, до которых данные заряды доводят данную емкость.

Впрочем всегда можно изготовить конденсатор такой формы, что емкость его может быть определена с достаточной точностью из его размеров. Так например, если взять два гладко отполированных диска A и B (рис. 90), поместить их горизонтально и параллельно друг к другу так, чтобы они образовали конденсатор, и вырезать в верхнем диске небольшую часть C, то емкость этой средней части, где поле можно считать однородным (стр. 76, рис. 69), может быть вычислена по формуле (82, 90):

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}.$$

Такая форма *конденсатора с охранительным кругом* была предложена В. Томсоном и применена в его абсолютном электрометре, который устроен следующим образом.

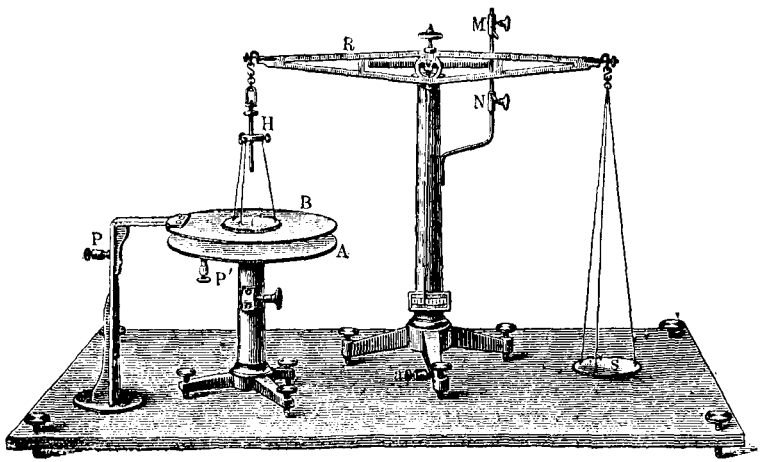


Рис. 90. Абсолютный электрометр.

Представим себе, что в обыкновенных весах (рис. 90) одна из чашек удалена и заменена среднею частью конденсатора Томсона C с охранительным кругом B. Если верхнюю обкладку этого конденсатора вместе с охранительным кругом и весь корпус весов соединить с землею, а нижнюю обкладку A конденсатора зарядить до некоторого потенциала V, то средняя часть верхней обкладки притянется нижнею, и для сохранения равновесия весов придется на другую чашку S положить некоторый груз. Пусть этот груз равен q грамм, что составляет qg дин.

С другой стороны, сила притяжения между обкладками плоского конденсатора была вычислена (47, 49):

$$F = \frac{E}{2}\sigma S = \frac{Ve}{2d} = \frac{CV^2}{2d} = \frac{\varepsilon V^2}{8\pi d^2} S \text{ дин.}$$

Следовательно, если ε для воздуха принять равным единице, то

$$\frac{V^2}{8\pi d^2} S = qg,$$

откуда

$$V = d\sqrt{\frac{8\pi qg}{S}}.$$

Таким образом электростатические весы Томсона могут служить для абсолютных измерений потенциалов.

Некоторое затруднение представляет то обстоятельство, что весы эти, уравновешенные с одной стороны гирьками, а с другой — электрическим притяжением обкладок, не находятся в устойчивом равновесии. Каждая, хотя бы и незначительная, прибавка груза на чашку отдаляет обкладки друг от друга, вследствие чего сила их взаимного притяжения уменьшается, и разновески еще более перевешивают. Наоборот, если вес гирек

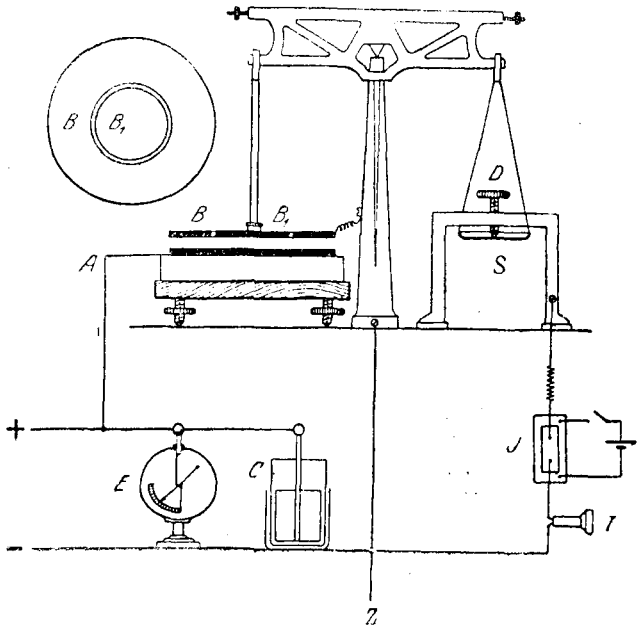


Рис. 91. Расположение приборов при градуировании электрометра.

недостаточен для уравновешивания электрических притяжений, то обкладки конденсатора приближаются друг к другу, сила притяжения между ними увеличивается, и разновески и подавно не в состоянии ее уравновесить. При таком положении дела взвешивание становится невозможным.

Чтобы избавиться от этого неудобства, помещают у коромысла две задержки M и N (рис. 90) или поступают следующим образом. Над чашкой S (рис. 91) помещают на неподвижной гайке винт D, который ввинчивают так, чтобы чашка S удерживалась им как раз на такой высоте, которая соответствует равновесию весов. Затем или, зарядив конденсатор, увеличивают постепенно груз q до тех пор, пока он не перевесит, или, что гораздо точнее, положив на чашку определенный груз q, уменьшают постепенно заряд конденсатора и наблюдают момент, когда

чашка отойдет от винта. Разность потенциалов конденсатора в этот момент и будет соответствовать данному грузу q. Поступая таким образом с различными грузами q, можем получить в конденсаторе различные, вполне определенные потенциалы.

На рис. 91 схематически изображено расположение аппаратов при градуировании простого электрометра E при помощи абсолютного электрометра Томсона. Левая чашка весов заменена плоским конденсатором в виде дисков A и B, из которых верхний B снабжен охранительным кольцом (налево на верху чертежа верхняя обкладка конденсатора изображена в плане). Верхняя обкладка вместе с кольцом и весами соединена с землею Z; нижняя обкладка A изолирована, она лежит на парафиновой пластине и может быть заряжена электричеством, какой-нибудь небольшой электрической машинкой. Лейденская банка C служит как резервуар электричества; E — электрометр Брауна (см. ниже **108**). Для того чтобы точнее определить тот момент, когда правая чашка весов начинает перевешивать, винт D и чашка S образуют контакт цепи, в которой помещен телефон T и небольшая катушка Румкорфа I. Пока винт D соприкасается с чашкой весов, телефон издает громкий звук; но как только чашка отходит от винта, контакт нарушается, и телефон перестает звучать.

Замечая отклонения электрометра E при различных грузах q, мы можем проградуировать его, т. е. точно определить, каким разностям потенциалов соответствуют различные его деления.

Между диском C и охранным кольцом B по необходимости должен оставаться некоторый промежуток, который обыкновенно бывает не более одного миллиметра. Тем не менее это обстоятельство принимают во внимание и при вычислении площади S принимают за расчетный диаметр среднюю величину между диаметром диска C и внутренним диаметром охранного кольца B.

Пусть например диск имеет диаметр 8 *см*, а внутренний диаметр охранного кольца равен 8,1 *см*. Тогда за расчетный диаметр принимаем 8,05 *см* и получаем площадь $S = 51$ *см*^{2}.

Если расстояние между дисками $d = 1$ *см*, то

$$V = \sqrt{\frac{8\pi qg}{S}} = 22 \cdot \sqrt{q}\,\mathrm{C \cdot G \cdot S \cdot E},$$

причем ускорение силы тяжести принято в $981\ \frac{см}{сек^2}$.

108. Электростатический вольтметр. — В большей части электростатических опытов необходимо бывает иметь электрометр такой конструкции, которая дозволяла бы делать непосредственные отчеты разностей потенциалов без каких бы то ни было дополнительных манипуляций вроде накладывания гирек и т. п. В таких случаях пользуются приборами, которые в принципе сходны с обыкновенными электроскопами, но снабжены шкалою, проградуированною на вольты. Градуировка может быть произведена при помощи абсолютного электрометра и им же может быть проверена; или, если потенциалы не очень велики (менее 2 000 вольт), градуировка делается определенным количеством гальванических элемен-

тов или аккумуляторов (см. ниже), разность потенциалов которых хорошо известна.

На рис. 92 показан один из таких вольтметров, построенный Брауном, который очень удобен для демонстраций во время лекций.

К медному стержню AM с шариком A наверху приделана шкала, градуированная на вольты. В середине стержень имеет ступеньку, в которую вделана горизонтальная ось алюминиевой стрелки Z. Стержень AM удерживается эбонитовой пробкой, вделанной в металлическую оболочку электрометра. Оболочка имеет вид короткого цилиндра с горизонтальною осью, основания которого закрыты стеклянными дисками. Когда опасаются побочных электростатических влияний на стрелку, то кроме этих стекол в цилиндр вставляют еще металлические крышки с узкими вырезами, позволяющими наблюдать положение стрелки на шкале.

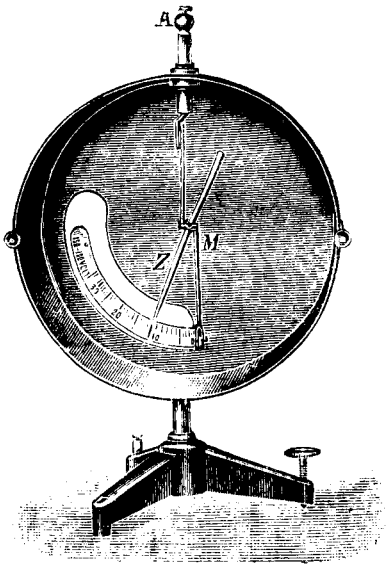


Рис. 92. Вольтметр Брауна.

Если зарядить шарик A, соединив наружную оболочку электрометра с землею, то вместе с шариком A зарядится стержень M и стрелка Z. Оттолкнувшись от стержня, стрелка укажет на шкале разность потенциалов между стержнем и оболочкой электрометра.

Подобными электрометрами можно измерять от 100 до 15 000 вольт. При бо́льших потенциалах трудно достичь надежной изоляции, при меньших — стрелка очень мало отклоняется.

109. Чувствительные электрометры. — Для наблюдения и измерения малых разностей потенциалов употребляются более чувствительные электрометры, основанные на следующем принципе. Во всех описанных выше электрометрах, где отдельные части сообщаемого электрометру заряда e отталкиваются друг от друга, эта сила отталкивания пропорциональна квадрату заряда e^2. Если же мы тот же заряд e введем в электрическое поле с напряжением E, то сила, действующая на него, будет пропорциональна произведению eE, которое при достаточно сильном вспомогательном поле E может быть сделано гораздо больше e^2. Мы дадим здесь краткое описание некоторых приборов, основанных на этом принципе.

Самый старый из подобных приборов — это электроскоп Боненбергер-Ганкеля (Bohnenberger-Hankel). Алюминиевый листок bc (рис. 93) висит между двумя пластинками, которые могут быть заряжены до некоторой разности потенциалов $V_2 - V_1$. Если сообщить системе abc небольшой заряд, то листочек отклоняется; отклонение может быть отсчитано на помещенной вблизи листочка шкале. Кроме чувствительности этот электроскоп имеет перед обыкновенным электроскопом еще и то преимущество, что отклонение листочка в ту или другую сторону дает возможность тотчас же определить и *знак* исследуемого заряда.

Другой электроскоп, основанный на том же принципе и обладающий большою чувствительностью, был построен сравнительно недавно Уильсоном (Wilson). В этом инструменте (рис. 94) очень тонкий алюминиевый листочек шириною в 2 *мм* и длиною в 3 *см* подвешен на металлическом стержне, вделанном в эбонитовую пробку коробки электроскопа. Металлическая коробка соединяется с землею, а изолированной пластинке P внутри коробки сообщается некоторый потенциал V_2 (около 100 вольт). Всему аппарату придается некоторый уклон, который еще регулируется особыми винтами, так чтобы листочек приблизился к пластинке и принял *почти* нормальное к пластинке положение; при таком положении листочек делается особенно чувствительным к зарядам и даже легко может оказаться в неустойчивом положении,

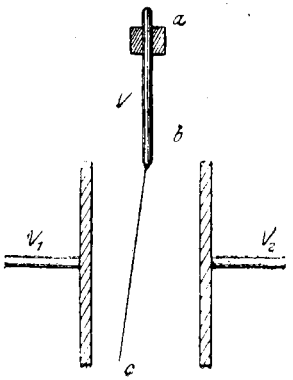


Рис. 93. Электрометр Боненбергера.

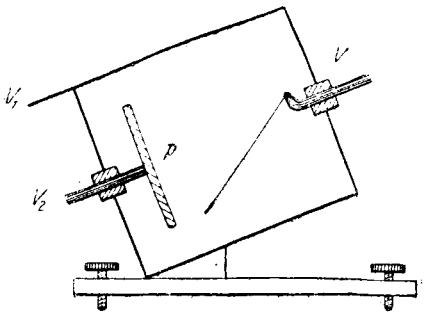


Рис. 94. Электрометр Уильсона.

отклоняясь при малейшем заряде в положение, нормальное к пластинке. Для измерений необходимо конечно подрегулировать винты так, чтобы листочек не доходил еще до своего неустойчивого положения. Наблюдая положение листочка в микроскоп с небольшим увеличением, в окуляре которого помещена шкала, можно измерять этим инструментом очень малые разности потенциалов, всего около одной сотой вольта. Аппарат требует предварительной градуировки, которую можно сделать при помощи гальванических элементов (см. потенциометр).

В электрометрах Эдельмана, Лутца и Энтговена подвижною частью прибора вместо алюминиевого листочка служит чрезвычайно тонкая волластонова проволочка [1] натянутая между двумя вертикальными метал-

[1] Волластон придумал способ изготовлять платиновые проволочки толщиною около одной тысячной миллиметра. Для этой цели покрывают платиновую проволочку небольшой толщины слоем меди или серебра и протягивают ее сквозь все более узкие отверстия, сделанные в стальной пластинке (волочильня). Когда проволочка утонится настолько, что дальнейшее протягивание уже ведет к разрыву, погружают ее в слабый раствор азотной кислоты. Кислота растворяет в себе наружный слой (медь, серебро) проволочки, а платиновая центральная часть остается нерастворенной: получается тонкий платиновый волосок, который едва виден невооруженным глазом. Само собою разумеется, что такие волоски легко разрываются, а потому для прикрепления их в приборе (электрометр, гальванометр и т. п.) необходимо применять специальные приспособления.

лическими призмами A (рис. 95). Призмы изолированы и могут быть заряжены до некоторой разности потенциалов (около 100 вольт), а стержни ab с натянутой между ними проволочкой соединяются с исследуемым источником электричества. При заряде проволочка выгибается по направлению к заряженным призмам в ту или другую сторону, смотря по знаку заряда; при прочих равных условиях изгиб получается тем больше, чем слабее проволочка натянута. Для регулирования этого натяжения и получения желаемой чувствительности стержень ab, к которому прикреплена проволочка, может быть передвигаем по своей длине при помощи особого винта. При этом однако надо иметь в виду, что при слишком слабом натяжении проволочка, отклонившись, легко может прилипнуть к одной из боковых призм и таким образом подвергнуться опасности быть разорванной.

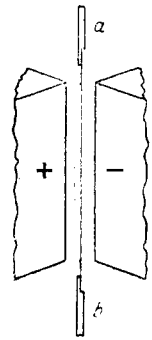


Рис. 95. Струнный электрометр.

Чувствительность подобных *струнных* электрометров бывает около 0,01 вольт. Главное их преимущество состоит в том, что их подвижная часть обладает малой массой и потому быстро устанавливается в равновесии. Благодаря этому струнные электрометры (и гальванометры) очень полезны при наблюдении и регистрации (записывании) быстропеременных электрических зарядов (или электрических токов). Устройство подобных регистрирующих приборов мы опишем в главе о переменных токах.

110. Квадрантный электрометр Томсона. — Для наблюдения очень малых разностей потенциалов В. Томсон построил следующий прибор. Металлический ящик (на рис. 96 показана внутренность этого ящика в плане и разрезе) цилиндрической формы разрезан по радиусам на четыре квадранта, которые тщательно изолированы друг от друга. Внутри этого ящика подвешена на тонкой проволоке бисквитообразная стрелка V. Проволока проходит через отверстие между квадрантами. Если поставить ось стрелки по направлению одного из разрезов, разделяющих квадранты, и зарядить ее до некоторого потенциала V_0, соединив все квадранты с землею, то, несмотря на заряд, стрелка должна остаться в этом положении, потому что, благодаря симметрии всех квадрантов, электрические силы, действующие между стрелкой и квадрантами, не будут стремиться повертывать стрелки. Так как достичь такой точной симметрии в квадрантах очень трудно, то один из них делают подвижным и, зарядив стрелку, передвигают квадрант до тех пор, пока равновесие ее не будет достигнуто с желаемой точностью. После этого соединяют два противо-

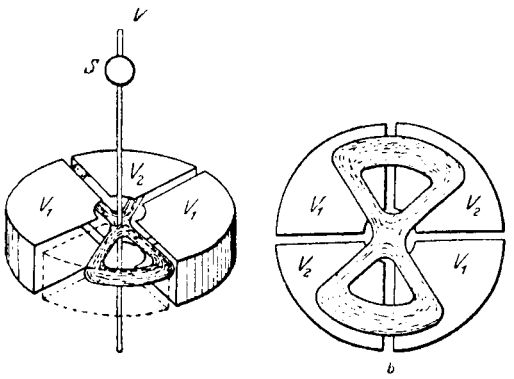


Рис. 96. Стрелка квадрантного электрометра.

положных квадранта с одним из проводников, а другие два — с другим проводником, и малейшая разность потенциалов между этими двумя проводниками тотчас обнаружит себя в отклонении стрелки от положения равновесия. К стрелке прикреплено зеркальце, позволяющее наблюдать отклонения оптическим способом Поггендорфа и Гаусса, как в гальванометрах (см. ниже).

Этот прибор обладает очень большой чувствительностью, и им можно измерять разности потенциалов в 1 вольт с точностью до 0,001 вольта. Но кроме чувствительности прибор этот обладает еще тем преимуществом, что показания его с большой точностью пропорциональны разности потенциалов между смежными парами квадрантов.

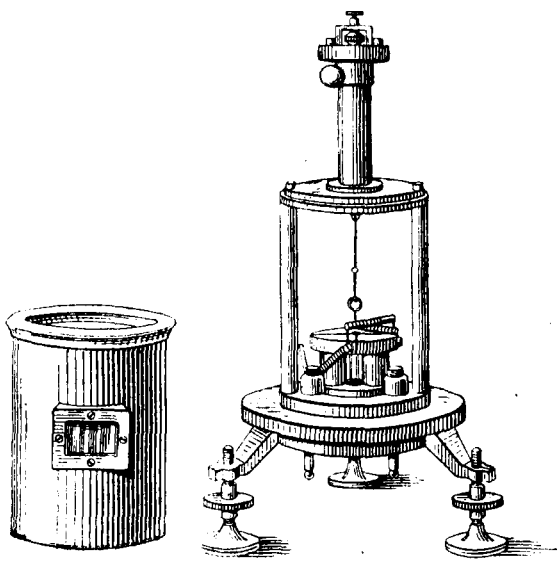


Рис. 97. Квадрантный электрометр Долезалека.

На рис. 97 показано видоизменение томсоновского электрометра, предложенное Долезалеком. Здесь бисквитообразная стрелка сделана из золоченой бумаги, чтобы быть как можно легче. Кроме того вместо проволоки для подвеса употреблена чрезвычайно тонкая нить из горного хрусталя. Для того чтобы сообщать стрелке заряд или покрывают нить проводящим слоем едкого кали, или устраивают дополнительные проводники, которыми можно прикасаться к стрелке и таким образом сообщать ей заряд. Конечно для того чтобы быть уверенным, что этот заряд остается на стрелке, необходимо изредка проверять ее отклонения, прилагая к квадрантам известные разности потенциалов.

Все квадранты этого электрометра укреплены на янтарных ножках для изоляции. На рис. 97 два квадранта отодвинуты в сторону; рядом стоит металлический чехол с окошечком для наблюдения.

111. Сравнение емкостей. — При помощи электрометра легко сравнить между собою емкости двух данных конденсаторов C_1 и C_2. Для этого заряжаем их до двух разных потенциалов V_1 и V_2 и соединяем оба конденсатора параллельно. Пусть при соединении конденсаторов их общая емкость C, а разность потенциалов оказалась V; тогда имеем $C = C_1 + C_2$ и кроме того, вследствие равенства всего количества электричества, заключающегося в конденсаторах до и после соединения, имеем $e_1 + e_2 = e$; таким образом:

$$C_1 V_1 + C_2 V_2 = CV = (C_1 + C_2)\, V.$$

Следовательно, если емкость C_1 одного конденсатора известна, то емкость другого C_2 определится из равенства:

$$C_2 = -C_1 \frac{V_1 - V}{V_2 - V}.$$

112. Сравнение диэлектрических постоянных. — Так как емкость конденсатора при прочих равных условиях пропорциональна диэлектрической постоянной изолятора, помещающегося между его обкладками, то измерение диэлектрической постоянной можно свести на измерение емкостей.

Диэлектрическую постоянную газов и жидкостей можно определить следующим образом. В закрытом стеклянном сосуде помещается тщательно изолированный конденсатор любой формы. Заряжают этот конденсатор до такой разности потенциалов, которую удобно можно было бы отсчитать электрометром, и оставляют этот заряд неизменным. Если при наполнении сосуда воздухом (при определенном давлении и температуре) и каким-либо другим газом наблюденные разности потенциалов, при неизменном количестве электричества, оказались равными соответственно V_0 и V_1, то очевидно для диэлектрических постоянных мы имеем соотношение, обратное потенциалам:

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} = \frac{V_0}{V_1}.$$

Таким же образом можно определить диэлектрические постоянные жидкостей.

Для определения диэлектрической постоянной твердого тела удобнее всего применить *плоский* конденсатор при возможно малом расстоянии между обкладками для того, чтобы не приходилось принимать во внимание неоднородность поля у краев.

IX. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕЛ

113. Величины диэлектрических постоянных. — Мы приводим здесь величины диэлектрических постоянных некоторых чаще встречающихся тел, причем диэлектрическую постоянную пустого пространства (мировой эфир) мы принимаем равной единице.

Для всех газов диэлектрическая постоянная ε очень близка к единице:

Гелий	1,00007
Водород	1,00026
Воздух	1,00059
Углекислота	1,00097.

Эти данные относятся к газам при атмосферном давлении и при температуре 0°. Величина $\varepsilon - 1$ растет вместе с увеличением давления газа и убывает с температурой; в общем можно сказать, что $(\varepsilon - 1)$ пропорционально плотности газа.

Диэлектрическая постоянная нижеприведенных жидкостей при температуре 15° равна:

Керосин	2,0
Бензол	2,3
Касторовое масло	4,6

Анилин	7,2
Алкоголь	26,3
Вода	81

С увеличением температуры диэлектрическая постоянная, жидкостей немного уменьшается.

Твердые изоляторы имеют диэлектрическую постоянную сильно зависящую от их молекулярного состава:

Эбонит, сургуч, янтарь	от 2 до 3
Парафин	около 2
Слюда	от 6 до 8
Стекло обыкновенное	от 4 до 6
Стекло оптическое (флинт)	до 10

В кристаллах диэлектрическая постоянная, так же как и другие их свойства, зависит от направления поля. Вообще кристаллы по трем взаимно-перпендикулярным направлениям (по трем кристаллографическим осям) имеют три различной величины диэлектрические постоянные.

Так например кварц имеет по своей главной оси $\varepsilon = 4{,}9$, а по направлениям, перпендикулярным к главной оси, $\varepsilon_2 = 4{,}3$. Ромбические кристаллы серы имеют по трем осям три различные диэлектрические постоянные:

$$\varepsilon_1 = 3{,}6; \qquad \varepsilon_2 = 3{,}8; \qquad \varepsilon_3 = 4{,}6.$$

Для того чтобы при данном напряжении поля E определить индукцию D в кристалле, необходимо предварительно разложить данное напряжение по трем главным осям кристалла: E_1, E_2, E_3, а затем каждую составляющую напряж ния умножить на соответствующую диэлектрическую постоянную. Получаем:

$$D_1 = \varepsilon_1 E_1; \qquad D_2 = \varepsilon_2 E_2; \qquad D_3 = \varepsilon_3 E_3.$$

Полученные таким образом составляющие индукции можно сложить в одну результирующую индукцию D. Предоставляем читателю доказать (при помощи чертежа), что в кристаллах результирующая индукция D, вообще говоря, не совпадает с направлением напряжения поля.

114. Электрическое последействие. — К этому необходимо еще прибавить, что в газах и жидкостях, где молекулы могут свободно перемещаться и поворачиваться, электрическая поляризация устанавливается под действием поля тотчас же, тогда как в твердых телах для окончательной поляризации требуется некоторое время.

Можно при этом различить две стадии поляризации твердых тел: при внесении твердого тела в электрическое поле оно тотчас же поляризуется, и к этой именно поляризации и относятся данные выше величины диэлектрических постоянных. Но процесс поляризации продолжается еще и далее, и после более или менее продолжительного времени (иногда даже нескольких минут) получается значительно бо́льшая поляризация и следовательно большая диэлектрическая постоянная, чем в первый момент. При удалении тела из поля наблюдаются аналогичные явления: поляризация сперва сразу уменьшается на некоторую величину, а потом только постепенно уничтожается. Этим объясняется отчасти явление, наблюдаемое при разряде лейденских банок: через некоторое время после первого

разряда можно получить второй разряд, без нового заряжения банки. Дело в том, что оставшаяся после первого разряда поляризация в стекле при своем последующем постепенном уничтожении освобождает новые количества электричества на обкладках, которые и проявляются при вторичном разряде.

Явления остаточных зарядов напоминают собою явление *упругого последействия* в упругих телах при сильной нагрузке и разгрузке, отчего они и получили название *электрических последействий*.

Кроме того каждый диэлектрик обладает и некоторого рода *проводимостью*, и одновременно с поляризацией (ориентировка заряженных электричеством молекул) получается еще перемещение действительных зарядов вдоль действующего поля; это обстоятельство значительно осложняет электрические явления в твердых телах.

115. Пироэлектричество и пьезоэлектричество.— Некоторые кристаллы при нагревании и при механическом изменении своей формы (деформации) обнаруживают на своих поверхностях электрические заряды. Первое явление называется пироэлектричеством (пир — по-гречески означает огонь), а второе — пьезоэлектричеством (пьез — давление). По всей вероятности оба эти явления имеют одну и ту же причину, а именно — изменение ориентировки молекул кристалла; ведь при нагревании форма кристалла тоже может измениться.

Пироэлектричество обнаруживается например в кристаллах турмалина. На рис. 98 изображен нагретый кристалл турмалина, причем обозначены знаки зарядов, получившихся на его различных плоскостях. Обнаружить эти заряды можно, погрузив кристалл в смесь порошков сурика и серы, предварительно наэлектризованные трением друг о друга. Сурик при трении электризуется положительно, а сера — отрицательно. Поэтому красный сурик прилипнет к тем плоскостям турмалина, которые при нагревании зарядились отрицательно, а сера — к тем плоскостям, где появилось положительное электричество. Для объяснения этого явления мы предположим, что молекулы турмалина и до нагревания были заряжены парными взаимно-противоположными зарядами (30, 30), а после нагревания, вследствие неравномерного расширения кристалла, ориентировка молекул изменилась и плоскости кристалла оказались с избытком отрицательного или положительного электричества. Впрочем турмалин и при обыкновенной температуре поляризован, что можно обнаружить, разломив кристалл: плоскости излома всегда окажутся наэлектризованными. Если это так, то отсутствие зарядов на поверхности кристалла при обыкновенной температуре нужно объяснить его поверхностной электропроводностью; вследствие электропроводности на поверхности образуются действительные заряды, которые компенсируют наружное поле поляризованного турмалина, и оно делается незаметным. Это объяснение подтверждается еще тем, что в нагретом турмалине электризация обнаруживается только в первые моменты, а затем даже при поддержании высокой температуры неизменной заряды турмалина понемногу пропадают.

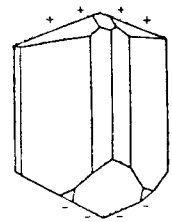


Рис. 98. Пироэлектричество турмалина.

Как пример пьезоэлектрического кристалла мы приведем *кварц*. Этот кристалл отличается своими прекрасными изолирующими свойствами, а

потому к нему гипотеза поверхностной электропроводности не применима. Так как в обыкновенном, не деформированном состоянии кварц не обнаруживает на своей поверхности зарядов, то мы должны принять, что парные заряды молекул расположены в кристалле так, что поля их в наружном пространстве взаимно уничтожаются. Однако при деформации молекулы изменяют свою ориентировку неодинаково, вследствие чего и появляются поверхностные заряды (рис. 99, *а*); по прекращении деформации заряды тотчас же пропадают.

Кюри (Curie), открывший пьезоэлектричество кварца, воспользовался этим для сообщения квадрантам электрометра определенной разности потенциалов; этот способ употребляется и сейчас. С этой целью берут пластинку кварца, вырезанную перпендикулярно к оптической оси (рис. 99, *b*), и разрезают ее на тонкие пластиночки плоскостями, перпендикулярными к побочной оси *YY*; эти плоскости покрывают затем тонким слоем серебра. Концы полученных таким образом тонких пластиночек кварца вкладывают в металлические зажимы; один из зажимов служит для вертикального прикрепления пластиночки, а другой — для подвешивания грузов, растягивающих ее по направлению *TT* (рис. 100). При таком растягивании оба серебряных слоя (не доходящих до металлических зажимов) заряжаются противоположными электричествами, как это показано на рис. 100, *а* и 100, *b*. Кюри нашел, что заряд пластинки, при длине ее l и при толщине ее d, можно выразить формулой:

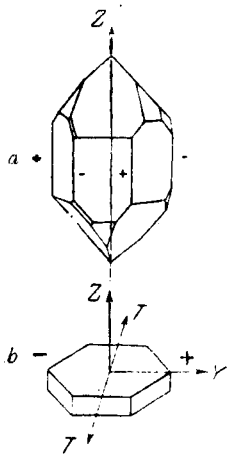


Рис. 99. Пьезоэлектричество кварца.

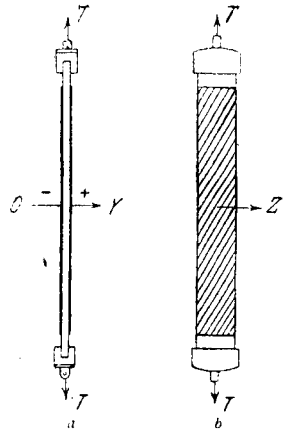


Рис. 100. Пластинка Кюри.

$$e = 6{,}9 \cdot 10^{-8} \frac{l}{d} q \ \text{C·G·S·E.}$$

Обычно длина пластинок Кюри бывает равна $l = 10$ *см*, а толщина $d = 0{,}5$ *мм*.

Нагрузка q в один килограмм ($= 10^6$ дин) дает $e = 12$ C·G·S·E; одним граммом можно зарядить квадратный электрометр обычной емкости приблизительно на один вольт.

ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

I. ОСНОВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Движение электричества. — В предыдущей главе, в электростатике, мы изучали условия равновесия электричества на проводнике и видели, что для такого равновесия необходимо, чтобы рассматриваемый проводник имел везде один и тот же потенциал или, что то же самое, чтобы внутри проводника не проходили линии сил. Если это условие каким-либо образом будет нарушено, тотчас же начнется движение электричества, причем положительное электричество потечет вдоль по линии сил, т. е. от высшего потенциала к низшему (76, **83**), отрицательное же электричество потечет в обратную сторону. Это явление называется электрическим током.

Правда, такое движение электричества, или электрический ток, непосредственно нами не наблюдается, но он сопровождается целым рядом других явлений, которые мы можем наблюдать и по которым можем судить о величине электрического тока. Таким показателем электрического тока может служить прежде всего изменение расположения зарядов и изменение потенциалов; кроме того электрический ток производит еще и другие действия, например нагревание проводника, отклонение магнитной стрелки, химические действия и т. п.

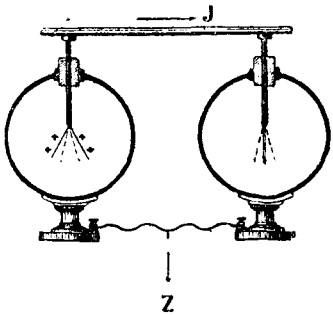


Рис. 101. Направление электрического тока.

В опыте с двумя электроскопами (стр. 10) мы видели, что если один из электроскопов зарядить положительным электричеством и соединить его с другим электроскопом каким-нибудь проводником, то по этому проводнику электричество переходит, или перетекает, на второй электроскоп. Мы можем следовательно сказать, что по соединительному проводнику прошел *электрический ток.*

117. Направление и величина электрического тока. — Однако при исследовании электризации через влияние (26, **25**) мы выяснили, что явление передачи заряда от одного проводника другому или от одной части проводника другой его части, — одним словом явление электрического тока, на самом деле гораздо сложнее, чем это кажется с первого взгляда. Действительно ведь передаваемое нами электричество $+e_1$ прежде всего возбуждает в соседних точках проводника два новых заряда $-e_2$ и $+e_2$, по величине своей равные $+e_1$; затем электричества $+e_1$ и $-e_2$ взаимно уничтожаются, нейтрализуются, оставляя в соседней точке проводника заряд $+e_2$. Между тем все это явление имеет вид, как будто само $+e_1$ перешло из данного места в соседнее.

В соседнем месте проводника произойдет конечно то же самое, и таким путем из целого ряда последовательных явлений влияния и нейтра-

лизации составится наблюдаемый нами переход электричества от одного электроскопа к другому.

Но это еще не все. Не надо забывать, что видимый переход положительного электричества от первого электроскопа ко второму на самом деле может быть обусловлен движением отрицательного электричества от второго электроскопа к первому. Действительно, если на первом электроскопе сперва было количество электричества $+e$, а на втором электричества совсем не было, а затем, когда мы соединили оба электроскопа металлической палочкой, на каждом из них оказалось по заряду, равному $+\frac{e}{2}$, то относительно перехода электричества мы можем сделать целый ряд предположений.

Мы можем считать, что от первого электроскопа ко второму перешло $+\frac{e}{2}$ электричества; или мы можем предположить, что от второго электроскопа к первому перешло $-\frac{e}{2}$, после чего на первом стало $+e-\frac{e}{2}=$ $=+\frac{e}{2}$, а на втором, за уходом $-\frac{e}{2}$, осталось $+\frac{e}{2}$; или наконец можно сделать предположение об одновременном движении $+\frac{e}{4}$ от первого ко второму и $-\frac{e}{4}$ от второго электроскопа к первому и т. д.

Очевидно, что все эти предположения одинаково возможны, потому что все они приводят к одному и тому же видимому результату, а именно: на обоих электроскопах после их соединения оказалось по заряду, равному $+\frac{e}{2}$.

Для устранения такой неопределенности условимся за направление электрического тока считать *направление движения положительного электричества*, а под силою тока подразумевать *количество положительного электричества*, которое должно было протекать сквозь данное поперечное [1] сечение проводника *в каждую секунду* для того, чтобы произвести наблюдаемое нами явление.

Таким образом отрицательное электричество, идущее против направления тока, мы считаем эквивалентным положительному электричеству, идущему вдоль тока.

Заметим, что при равновесии электричество располагается лишь на поверхности проводника, и притом на той поверхности, которая обращена к полю; но при нарушении равновесия движение электричества может происходить и внутри проводника, т. е. именно там, где проходят линии сил.

Итак, если сквозь некоторое сечение проводника за некоторое время t прошло количество положительного электричества e, то сила тока будет:

$$J=\frac{e}{t}.$$

[1] Поперечным сечением проводника мы будем называть сечение, перпендикулярное к току.

Впоследствии, когда мы перейдем к изучению *электролиза*, у нас выяснится, что в проводящих жидкостях несомненно двигаются оба электричества в противоположных направлениях и притом с различными скоростями. В металлах же электрический ток обусловливается движением одного отрицательного электричества (электронов). Это, однако нисколько не мешает нам рассчитывать силу тока, как мы выше условились, потому что движение отрицательного электричества в какую-либо сторону мы считаем эквивалентным движению положительного электричества в сторону противоположную. Таким образом наше определение направления тока охватывает все возможные случаи одновременно.

Плотностью тока называется сила тока, приходящаяся на каждый квадратный сантиметр поперечного сечения проводника. Если сила тока J, а поперечное сечение имеет S *см*^{2}, то плотность тока

$$i = \frac{J}{S}.$$

118. Единица силы тока. — Силу тока, при котором сквозь данное поперечное сечение проводника проходит один кулон в секунду, принято называть *ампером*, так что

$$\text{ампер} = \frac{\text{кулон}}{\text{секунда}}.$$

Конечно одно и то же число кулонов, одно и то же количество электричества может дать токи различной силы, смотря по времени, в которое это электричество проходит сквозь данное сечение проводника. Так например один кулон, проходя через данное сечение в течение часа, образует ток силою $\frac{1}{3\,600}$ ампера.

119. Определение силы тока электростатической машиной. — Для определения силы электрического тока, даваемого какой-либо электростатической машиной, можно поступить следующим образом. Соединив полюсы этой машины с обкладками лейденской банки известной емкости C, поместим на тех же полюсах электрометр и искровой промежуток. Если равномерно вращать диск машины, то банка будет постепенно заряжаться, и электрометр покажет повышение разности потенциалов на ее обкладках. Достигнув той разности, при которой проскакивает искра, противоположные электричества банки соединятся, и разность потенциалов ее обкладок упадет до нуля. При дальнейшем вращении диска машины все эти явления будут снова и снова повторяться.

Пусть емкость банки C и разрядный потенциал, показываемый электрометром, V; тогда количество электричества, накопляемое в банке перед каждым разрядом, будет:

$$e = CV.$$

Поэтому если при известной быстроте вращения мы замечаем n разрядов в секунду, то средняя сила тока будет:

$$J = ne = nCV.$$

Пусть данная лейденская банка (97, 103) имеет емкость $C = 1 \cdot 10^{-9}$ фарад и пусть наибольшая разность потенциалов, указываемая электро-

метром при каждом разряде, была 10 000 вольт, а разряды происходили 5 раз в секунду; тогда заряд банки определится в

$$e = CV = 10^{-9} \cdot 10^4 = 0{,}00001 \text{ кулона},$$

а средняя сила тока в

$$J = ne = 5 \cdot 0{,}00001 = 0{,}00005 \text{ ампера}.$$

Мы говорим здесь *средняя сила тока*, потому что при расчете предполагаем, что ток идет равномерно. На самом же деле разряд происходит чрезвычайно быстро, и количество электричества $e = 0{,}00001$ кулона успевает в этом опыте разряжаться менее чем в одну миллионную долю секунды. За этот промежуток следовательно течет ток более чем

$$J = \frac{e}{t} = 0{,}00001 \cdot 10^6 = 10 \text{ ампер}.$$

120. Постоянный электрический ток. — В приведенном выше опыте с двумя электроскопами явление электрического тока быстро прекращается, электрический ток здесь непостоянен; точно так же и ток, дающий 5 разрядов в секунду, тоже нельзя назвать постоянным; это — ток прерывистый. Между тем нам желательно прежде всего изучить законы постоянного электрического тока, так как они гораздо проще законов токов непостоянных. Для получения постоянного электрического тока нам очевидно необходимо найти способ поддерживать внутри проводника постоянное электрическое поле, а для этого необходимо между отдельными точками проводника поддерживать постоянную разность потенциалов. Это можно было бы сделать, соединив оба конца данного проводника непосредственно без искрового промежутка с полюсами электростатической машины. Вращая диск машины по возможности равномерно, мы получим на полюсах ее постоянную разность потенциалов, причем в каждую единицу времени в машине будет возникать одно и то же количество электричества, а в проводнике потечет постоянный электрический ток.

Однако сила тока при подобных опытах будет очень незначительна, потому что, хотя современные электрические машины и могут давать бол шую разность потенциалов, измеряемую миллионами вольт, но количество электричества даже в самых больших машинах не превосходит 0,001 кулона в секунду. Поэтому при помощи электростатических машин можно получить электрический ток не более 0,001 ампера.

Гораздо практичнее при изучении явления постоянного электрического тока пользоваться другими источниками, а именно так называемыми гальваническими элементами, которые сравнительно с электростатическими машинами дают, правда, лишь небольшие разности потенциалов, зато большие количества электричества в единицу времени.

Познакомимся вкратце с этими приборами.

II. ПОЛУЧЕНИЕ И НАБЛЮДЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

121. Явление Гальвани. — Поводом к изобретению гальванических элементов послужило открытие, сделанное болонским физиологом Гальвани в 1789 году. Зацепив медным крючком поясничные нервы свеже-

препарированной лягушки (рис. 102) и повесив ее на железные перила своего балкона, Гальвани заметил, что каждый раз, как перила приходят в соприкосновение с мускулами лягушки, эти последние сильно сокращаются. Зная, что подобные же сокращения мускулов происходят при разряде лейденской банки, Гальвани приписал это явление особой жизненной силе, находящейся в организме лягушки, благодаря которой нервы и мускулы лягушки заряжаются электричеством подобно лейденской банке; при посредстве проводников, а именно медного крючка и железных перил, происходит электрический разряд, который и производит наблюдаемое сокращение мускулов.

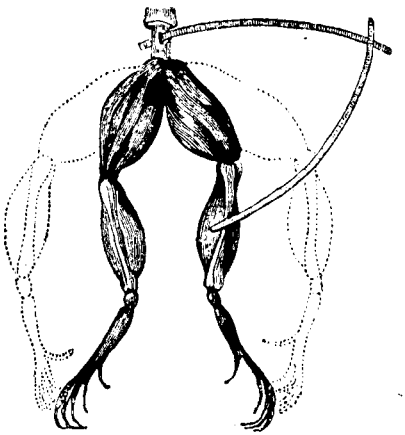


Рис. 102. Опыт Гальвани.

122. Опыт Вольты. — Однако физик Вольта в Павии, повторяя опыты Гальвани, показал, что воззрения Гальвани на причину этих явлений неправильны, что явление это имеет не физиологическую, а чисто физическую причину. Вольта нашел, что явление Гальвани имеет место только тогда, когда проводник, соединяющий нервы лягушки с ее мускулами состоит из двух *различных* металлов, как это случайно и было в большинстве опытов Гальвани. Поэтому Вольта утверждал, что именно в том месте, где соприкасаются два разнородных металла, и возникает электризация. Лягушка же в опытах Гальвани служила, по мнению Вольты, лишь чувствительным электроскопом.

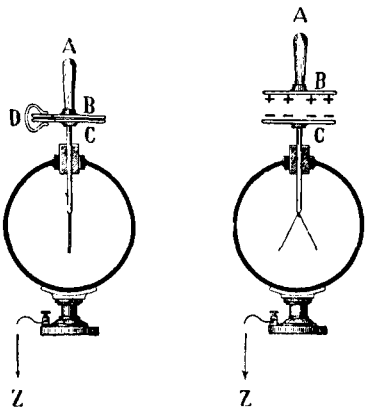


Рис. 103a—103b. Опыт Вольты.

Из многочисленных опытов Вольты приведем лишь следующий.

Привинтим к головке электроскопа (рис. 103a) медную пластинку *C*, покрытую тонким изолирующим слоем шеллака, и положим на нее вторую такую же пластинку *B*, сделанную из цинка и снабженную изолирующей ручкой *A*. Таким образом образуется конденсатор *BC* с довольно большою емкостью, потому что слой шеллака чрезвычайно тонок.

Соединим на некоторое время нижнюю пластинку с верхней медною проволокою *D*; тогда, по гипотезе Вольты, в месте соприкосновения меди с цинком появляется особая *электровозбудительная сила*, вследствие которой два различных проводника *B* и *C* заряжаются до некоторой определенной разности потенциалов. Эта разность потенциалов настолько мала, что листочки электроскопа после соприкосновения *B* с *C* не отклоняются заметным образом; тем не менее эта разность

существует, и если мы, отняв соединяющую проволоку D, удалим пластинку B от C (рис. 103b), то вследствие уменьшения емкости конденсатора CB потенциал на C возрастет, и листочки разойдутся.

123. Электродвижущая сила. — Повторяя подобные опыты с различными металлами, Вольта пришел к заключению, что всякие два различные металла при соприкосновении электризуются до определенной разности потенциалов и что величина этой разности не зависит от величины соприкасающихся поверхностей металлов, а исключительно от их физических и химических свойств.

Разность потенциалов, характерную для данных двух проводников, находящихся в соприкосновении, Вольта назвал *электродвижущей силой пары* проводников.

Электродвижущая сила, как и разность потенциалов, измеряется в вольтах.

Для пары проводников медь и цинк Вольта, а также и многие позднейшие исследователи нашли электродвижущую силу, близкую к одному вольту.

Впрочем в настоящее время этот результат нужно считать сомнительным. Как мы увидим ниже (см. явление Пельтье), разность потенциалов, образующаяся в месте соприкосновения двух металлов и измеренная другим, не электрометрическим методом, оказывается очень малой и может достигать лишь тысячных долей вольта. Гораздо значительнее электродвижущая сила, получающаяся при соприкосновении металлов с жидкостями и газами, и притом с такими жидкостями, которые химически действуют на данный металл.

На результаты опытов Вольты в значительной степени должна была влиять влажность самих пластинок и их химическое взаимодействие с окружающим их воздухом, и позднейшие исследования подтвердили это предположение.

124. Закон последовательных контактов. — Вольта доказал, что если электродвижущую силу между двумя какими-либо металлами A и B (рис. 104) обозначить через $\frac{A}{B}$, а между B и C обозначить через $\frac{B}{C}$ и т. д., то имеет место следующее равенство:

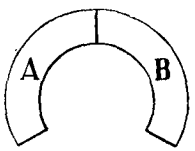


Рис. 104.

$$\frac{A}{B}+\frac{B}{C}=\frac{A}{C}.$$

Этим равенством, которое распространяется на любое число металлов, находящихся в соприкосновении, выражается закон последовательных контактов (соприкосновений). Закон этот означает, что разность потенциалов между двумя какими бы то ни было металлами A и C будет одна и та же, находятся ли они в непосредственном соприкосновении, образуя пару $\frac{A}{C}$, или они соединены каким-либо промежуточным проводником B. Так например, если мы раскроем цепь проводников A, B, C (рис. 105) в месте ab, то получим разность потенциалов $\frac{A}{C}$, как будто B совсем

не было; если же мы раскроем цепь по dc, то разность потенциалов между двумя частями одного и того же металла C будет равна нулю, как будто вместо A и B в цепи помещен тот же металл C.

Далее, так как очевидно разность потенциалов между A и C равна и противоположна разности потенциалов между C и A, то

$$\frac{A}{C} = -\frac{C}{A}.$$

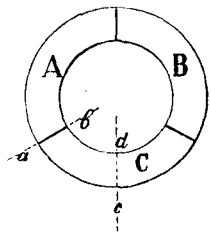


Рис. 105.

Поэтому закон Вольты можно переписать и так:

$$\frac{A}{B} + \frac{B}{C} + \frac{C}{A} = 0.$$

А это означает, что если мы имеем замкнутую цепь $ABCA$ из различных металлов, то, несмотря на электродвижущие силы $\frac{A}{B}$, $\frac{B}{C}$ и $\frac{C}{A}$ отдельных пар, общая электродвижущая сила замкнутой цепи $ABCA$ равна нулю, и тока в такой цепи не будет.

Впрочем все эти законы Вольты относятся к цепи, составленной из металлов. Если же один из этих проводников, например B, имеет свойство разлагаться током (электролит), то, как оказывается, он уже не подходит под закон последовательных контактов, а потому в замкнутой цепи $ABCA$ может получиться электрический ток.

125. Элемент Вольты. — Комбинация проводников, состоящая из металлов и электролита и способная давать электрический ток, называется *гальваническим элементом*. Вольта показал, что такой элемент получается, если опустить медную и цинковую пластинки в раствор серной кислоты (рис. 106). Пластинки в элементе называются *электродами* (пути для электричества), а наружные концы их — *полюсами*. Если припаять к каждой пластинке по медной проволоке, то по закону последовательных контактов концы этих проволок должны были бы иметь одинаковый потенциал. Между тем оказывается, что проволока, соединенная с *медной пластинкой*, имеет потенциал приблизительно на один вольт *выше*, чем проволока, припаянная к *цинковой* пластинке. При соединении этих проволок каким-нибудь проводником мы получим разность потенциалов на концах этого проводника, и по нему следовательно потечет электрический ток. Эта разность потенциалов образовалась сложением трех электродвижущих сил, а именно: цинк/серная кислота, серная кислота/медь и медь/цинк. Однако, как мы увидим ниже, только первая из них имеет решающее значение, остальные слишком незначительны. Электродвижущая сила цинк/серная кислота обусловлена химической реакцией, а именно растворением цинка в серной кислоте, причем кислота заряжается положительным электричеством, а цинк — отрицательным.

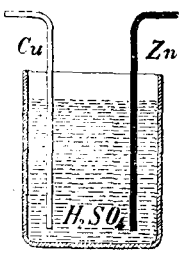


Рис. 106. Элемент Вольты.

126. Вольтов столб. — Мы уже сказали, что электродвижущая сила элемента Вольты равна одному вольту. Если этого недостаточно, то

можно соединить несколько элементов в батареи, подобно лейденским банкам.

Такую батарею элементов представляет собой известный вольтов столб (рис. 107). Каждый элемент вольтова столба состоит из медного и цинкового кружка, проложенных сукном, пропитанным слабым раствором серной кислоты. Это есть не что иное, как элемент Вольты. На цинковый кружок нижнего элемента кладется медный кружок второго элемента и т. д. Таким образом разности потенциалов всех элементов складываются, и на концах всей батареи можно получить несколько сот вольт.

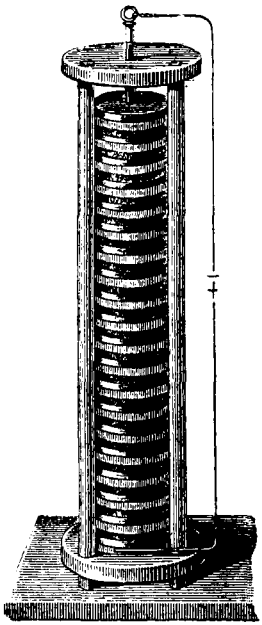


Рис. 107. Вольтов столб.

В настоящее время для некоторых целей употребляются более удобные столбы Замбони, составляемые из кружков так называемой золотой (медь) и серебряной (олово) бумаги (рис. 108).

Такие кружки изготовляются очень легко и могут быть в большом количестве сложены в удобные столбики.

Если оболочку электроскопа соединить с началом такого столбика, а от шарика провести проволоку к середине столбика (рис. 108), то по мере удаления проволоки от начала электроскоп будет заряжаться все от большего числа пар элементов и соответственно покажет все бóльшую и бóльшую разность потенциалов.

Столбики Замбони дают иногда до 500 вольт, но конечно продолжительного тока они дать не могут, вследствие быстрой поляризации (см. ниже).

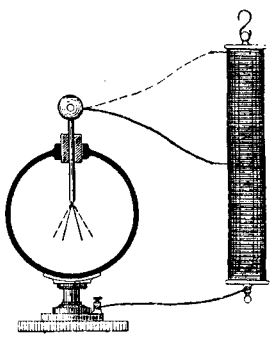


Рис. 108. Столб Замбони.

127. Элемент Даниэля. — Описанный нами элемент Вольты очень непостоянен, и после соединения его полюсов проводником электродвижущая сила его быстро падает. Это происходит оттого, что при растворении цинка в серной кислоте образуются пузырьки водорода, который покрывает пластинки и мешает действию элемента.

Это явление носит название *поляризации элемента.*

Гораздо постояннее в этом отношении комбинация, предложенная Даниэлем. Элемент Даниэля (рис 109) состоит из стеклянного сосуда с раствором медного купороса, в который погружена медная пластинка K, служащая положительным полюсом элемента. Установленный внутри стеклянного сосуда пористый сосуд T из слабо обожженной глины содержит в себе раствор серной кислоты, в который погружен стержень или цилиндр из цинка Z. Пластинки m и p служат для прикрепления проводов.

В этом элементе водород, образующийся при растворении цинка, проходит сквозь поры сосуда T в наружный сосуд, где вытесняет медь

из медного купороса, образуя серную кислоту; вытесненная медь оседает на медной пластинке. Таким путем избегается образование газов на пластинках, и элемент работает несравненно правильнее.

Устранение явления поляризации называется *деполяризацией.*

Прибавим еще одно практическое замечание. Продажный цинк содержит в себе всегда различные примеси, главным образом железо, вследствие чего на палочке цинка, погруженной в раствор серной кислоты, возникают местные так называемые „паразитные" токи, бесполезно разъедающие цинк. Пусть например в палочке цинка (рис. 110) где-нибудь вкраплен какой-нибудь посторонний металл *a*. Этот металл с цинком, погруженные вместе в раствор серной кислоты, образуют замкнутый гальванический элемент; около них образуется электрический ток, разлагающий воду на водород и кислород, из которых последний окисляет цинк. Для того чтобы избежать этих паразитных токов, цинк перед составлением элемента амальгамируют. Это делается таким образом. Сначала очищают поверхность цинка серной кислотой и тотчас же натирают его посредством жесткой щетки ртутью. При этом на поверхности образуется амальгама цинка, в которой железо не участвует. Амальгама эта в виде теста облекает всю палочку, поверхность которой делается таким образом однородною, и паразитных токов более не возникает.

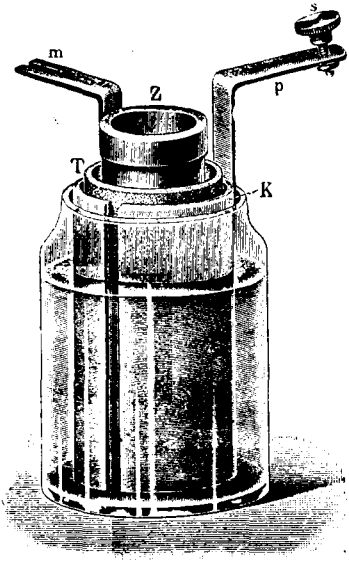


Рис. 109. Элемент Даниэля.

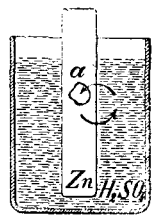


Рис. 110. Паразитные токи.

Разность потенциалов между медью и цинком на полюсах элемента Даниэля равна 1,1 вольта.

Благодаря своему постоянству и простоте конструкции элемент Даниэля и до сих пор употребляется в лабораторной практике.

128. Гальванометр. — Кроме *источников* электрического тока нам потребуется в дальнейших опытах прибор, дозволяющий измерять *силу* тока. Способ, примененный нами при исследовании тока электростатической машины (115, **119**) и основанный на определении количества электричества и времени его протекания, слишком неудобен и неточен: гораздо лучше воспользоваться для этого *магнитными действиями* тока. Магнитные действия тока мы будем во всех подробностях изучать позже, но пока нам достаточно будет некоторых самых элементарных сведений.

Представим себе небольшую магнитную стрелку (рис. 111), свободно вращающуюся на острее, как стрелка в компасе. Эта стрелка установится в магнитном меридиане, но если вблизи нее поместить проволоку,

по которой идет электрический ток, то стрелка отклонится, и тем сильнее, чем сильнее ток, идущий по проволоке. Таким образом мы можем сравнивать различные токи по силе их действия на стрелку.

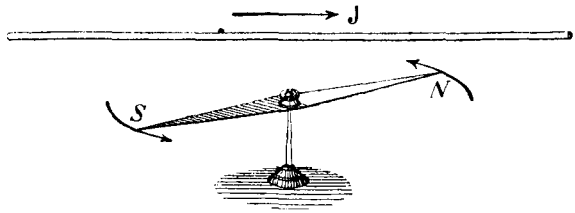


Рис. 111. Магнитное действие поля.

Описанный нами прибор носит название *гальваноскопа*, или *гальванометра*.

Если исследуемый электрический ток очень слабо отклоняет магнитную стрелку, то можно усилить его действие, обогнув проволоку (рис. 112) несколько раз и поместив полученную таким образом катушку как можно ближе к магнитной стрелке *ab*, причем и самую стрелку можно подвесить на тонкой коконовой или кварцевой нити. Такой прибор называется иногда мультипликатором.

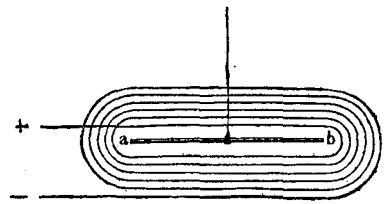


Рис. 112. Мультипликатор.

Можно проградуировать гальваноскоп, т. е. определить, какому току соответствует то или другое отклонение стрелки, и на помещенной вблизи стрелки шкале нанести эти данные.

Гальванометр, на шкале которого нанесены амперы, носит название *амперметра*; если нанесены тысячные доли ампера, то гальванометр называется *миллиамперметром*.

Более подробные сведения об этих приборах будут даны ниже.

III. ЗАКОНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА.

129. Цепь тока. — Познакомившись с простейшими приборами для получения и для наблюдения постоянного электрического тока, мы можем теперь приступить к изучению его законов.

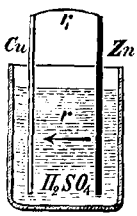


Рис. 113. Цепь тока.

Возьмем элемент и соединим его полюсы каким-либо проводником, например медною проволокою (рис. 113). Тотчас же положительное электричество потечет по проволоке от высшего потенциала к низшему, т. е. в нашем случае от медной пластинки к цинковой; но кроме того одновременно с этим будет происходить течение положительного электричества и внутри элемента, т. е. в растворе серной кислоты, от цинковой пластинки к медной. В этом легко убедиться, помещая магнитную стрелку вблизи соединительной проволоки и вблизи самого элемента. Легко видеть, что так оно и должно быть. Действительно, если бы этого не было, то у нас с течением времени получилось бы накопление положительного электричества у цинковой пластинки; между тем ничего подобного в действительности не наблюдается. Поэтому мы приходим к заключению, что при соединении полюсов элемента каким-

нибудь проводником у нас получается движение положительного электричества по замкнутому пути, или, как говорят, *электрический ток всегда образует собою замкнутую цепь*. Отсюда и произошел общеупотребительный термин: *замкнуть цепь тока* или просто *замкнуть ток*.

130. Закон Ома.— Изучая явления постоянного электрического тока в различных проводниках, Ом после многочисленных опытов пришел к заключению, что эти явления подчиняются следующему основному закону.

Сила тока, или количество электричества, протекающего по данному проводнику в единицу времени, пропорциональна разности потенциалов на концах его и обратно пропорциональна некоторой постоянной для данного проводника R, которую Ом назвал *сопротивлением* проводника:

$$J = \frac{V_1 - V_2}{R}.$$

Сопротивление же R, как показал Ом, зависит от длины проводника l, от площади его поперечного сечения S и наконец от того материала, из которого он изготовлен.

Эта зависимость выражается формулою:

$$R = \rho \frac{l}{S}.$$

Таким образом сопротивление проводника тем больше, чем он длиннее и чем площадь его сечения меньше.

Коэфициент ρ, зависящий от материала проводника, называется его *удельным сопротивлением*.

Вместо понятия о сопротивлении проводника R можно ввести понятие об его *электропроводности* K, подразумевая под этим величину, обратную величине сопротивления:

$$K = \frac{1}{R}.$$

Тогда закон Ома выразится так:

$$J = \frac{V_1 - V_2}{R} = K(V_1 - V_2).$$

Точно так же вместо коэфициента ρ можно ввести коэфициент *удельной электропроводности*, положив

$$k = \frac{1}{\rho}.$$

Тогда получим для сопротивления:

$$R = \rho \frac{l}{S} = \frac{l}{kS}.$$

Закон Ома был проверен на опытах многочисленными исследователями и оказался верным для всех случаев постоянного тока с точностью до 0,00001 измеряемой величины. Он оказался верным для всех твердых

и жидких проводников, независимо от того, разлагаются ли эти проводники током или нет. Исключение представляют лишь газы и некоторые плохие проводники, для которых закон Ома не имеет места.

Закон Ома легко демонстрировать следующим образом. Составим цепь тока из элемента, гальванометра и сосуда с раствором медного купороса, в который опущены две медные пластинки A и B. Наблюдая гальванометр, мы увидим, что электрический ток будет тем сильнее, чем глубже пластинки A и B опущены в раствор, т. е. чем поперечное сечение для прохода тока делается больше; точно так же, сближая между собою A и B, мы укорачиваем длину проводника и уменьшаем его сопротивление, а по гальванометру мы увидим, что сила тока увеличивается.

То же самое можно показать, вставляя в цепь тока вместо сосуда AB проволоки из одного и того же материала, но различной длины и различного поперечного сечения.

131. Закон Ома для плотности тока.— Мы можем придать закону Ома несколько иную форму, которая в применении к некоторым случаям очень удобна.

Написав формулу Ома в прежнем виде:

$$J = \frac{V_1 - V_2}{l\rho} \quad S = \frac{V_1 - V_2}{l} Sk,$$

мы можем разделить обе части равенства на S, тогда в левой части получим плотность тока $i = \frac{J}{S}$. В правой же части $\frac{V_1 - V_2}{l}$ означает падение потенциала на единицу длины, которое, как известно (75, 82), равно напряжению электрического поля E.

Подставляя эти величины, получаем новый вид для формулы Ома:

$$i = \frac{E}{\rho} = kE.$$

132. Единица сопротивления.— За практическую единицу сопротивления принимается сопротивление такого проводника, по которому, при разности потенциалов на его концах, равной одному вольту, проходит в секунду количество электричества в один кулон, т. е. проходит ток силою в один ампер.

Такое сопротивление называется *омом*.

Согласно закону Ома имеем:

$$\text{ампер} = \frac{\text{вольт}}{\text{ом}}.$$

Если сопротивление R выражено в омах, то удельное сопротивление ρ будет выражаться в *омо-сантиметрах*, т. е. в омах, помноженных на сантиметр. Действительно из формулы

$$R = \rho \frac{l}{S}$$

или

$$\rho = \frac{S}{l} R$$

мы видим, что омы R нужно помножить на площадь S, т. е. на 1 $см^2$, и разделить на длину l, т. е. на 1 $см$; в результате надо омы R умножить на 1 $см$, чтобы получить удельное сопротивление ρ. Итак величина удельного сопротивления ρ получается в *омо-сантиметрах*.

133. Удельное сопротивление тел.— В нижеследующей таблице мы помещаем удельные сопротивления главнейших проводников (при 0° С).

	Омо-сантиметры
Серебро (Ag)	$1{,}6 \cdot 10^{-6}$
Медь (Cu)	$1{,}7 \cdot 10^{-6}$
Алюминий (Al)	$3{,}0 \cdot 10^{-6}$
Цинк (Zn)	$6{,}2\ 10^{-6}$
Железо (Fe)	$8{,}6 \cdot 10^{-6}$
Платина (Pt)	$10{,}8 \cdot 10^{-6}$
Свинец (Pb)	$21{,}0 \cdot 10^{-6}$
Никелин (54 Cu, 26 Ni, 20 Zn)	$41{,}0 \cdot 10^{-6}$
Манганин (84 Cu, 4 Ni, 12 Mn)	$43{,}0 \cdot 10^{-6}$
Константан (58 Cu, 41 Ni, 1 Mn)	$50{,}0 \cdot 10^{-6}$
Ртуть (Hg)	$95{,}8 \cdot 10^{-6}$
Уголь	от 1 000 до $10\,000 \cdot 10^{-6}$

Затем гораздо бо́льшим удельным сопротивлением обладают растворы и наконец конечно изоляторы:

	Омо-сантиметры
10% раствор серной кислоты	2,6
„ „ поваренной соли	8,3
„ „ медного купороса	31,5
Химически чистая вода	около 10^8
Шифер, сухое дерево	порядка 10^8
Мрамор	„ 10^{10}
Парафинированное дерево	„ 10^{12}
Стекло, фарфор	„ 10^{14}
Сургуч, шеллак	„ 10^{16}
Эбонит, парафин	„ 10^{18}
Кварц, янтарь	„ 10^{20}

Вышеприведенные данные для металлов относятся к химически чистым телам. Незначительные посторонние примеси, которые всегда имеются в металлах, встречающихся в продаже, уже значительно влияют на их сопротивление. Большею частью примеси увеличивают сопротивление металлов. В воде же, наоборот, незначительное количество растворенного вещества уменьшает сопротивление (гл. IX).

134. Зависимость сопротивления от температуры.— Сопротивление металлов вообще увеличивается с температурой, и для обыкновенных температур можно пользоваться приблизительной формулой:

$$\rho_1 = \rho_0 (1 + \alpha t),$$

где ρ_1 — удельное сопротивление при температуре t, ρ_0 — удельное сопротивление при нуле градусов.

Коэфициент α почти для всех чистых металлов равен около 0,004, т. е. очень близок к коэфициенту расширения газов (= 0,00367).

Эта формула верна однако только в пределах обыкновенных температур; при повышении температуры коэфициент α увеличивается. При переходе металлов в жидкое состояние сопротивление их удваивается; сопротивление ртути в жидком состоянии в четыре раза больше, чем в твердом.

Каммерлинг-Оннес (Kammerlingh-Onnes) в своей знаменитой лаборатории низких температур сделал интересное открытие, что сопротивление некоторых металлов при температурах, близких к абсолютному нулю, делается ничтожным. Так например ртуть, заключенная в спиралевидную стеклянную трубку, имела при температуре 4,23° abs (считая от —273° C) сопротивление 0,158 ом, но уже при температуре 4,19° abs сопротивление понизилось до 0,000024 ома, а при 2,5° abs — до 0,0000000002 ома.

Для каждого металла можно установить так называемую критическую температуру, при которой его сопротивление сразу падает (для свинца 7,5°, для олова 3,5° abs), иногда до величины 10^{-11} сопротивления при нормальных температурах.

Это явление называется *сверхпроводимостью* металлов.

Для никелина $\alpha = 0{,}0002$, для константана $\alpha = -0{,}00003$, а для манганина $\alpha = 0{,}00001$.

Следовательно сопротивления никелина, а в особенности константана и манганина, очень мало изменяются от температуры; благодаря такому постоянству удельного сопротивления вышеуказанный сплав константан и получил свое название.

Сопротивление угля и растворов солей и кислот с нагреванием уменьшается.

Для угля $\alpha = -0{,}0005$; для растворов приблизительно $\alpha = -0{,}025$. В особенности сильно уменьшается сопротивление с температурой в окисях кальция (CaO), бария (BaO), магния (MgO) и др. При обыкновенной температуре их удельное сопротивление громадно — несколько миллионов омо-сантиметров, тогда как при нагревании до нескольких сот градусов удельное их сопротивление быстро падает до нескольких десятков омо-сантиметров.

Такие окиси применяются в лампочках накаливания Нернста. Так как при обыкновенной температуре материал лампочки Нернста почти не проводит электричества, то его приходится предварительно подогревать.

135. Примеры. — Мы приведем здесь несколько примеров вычислений сопротивления.

1. Пусть требуется вычислить сопротивление железной телеграфной проволоки длиною $l = 600$ *км* $= 6 \cdot 10^7$ *см* и диаметром $d = 2$ *мм*.

Поперечное сечение этой проволоки будет:

$$S = \frac{\pi d^2}{4} = 0{,}03 \text{ } см^2.$$

Сопротивление же определится по формуле:

$$R = \rho \frac{l}{S} = 12 \cdot 10^{-6} \frac{6 \cdot 10^7}{0{,}03} = 24\,000 \text{ омов}.$$

Если разницу температур зимой и летом принять в $t = 50\,^{\circ}\mathrm{C}$, то сопротивление проволоки летом будет больше, чем зимой, в $(1 + 0{,}004\,t) = 1{,}2$ раза. Это составляет разницу в сопротивлении в $20\,\%$, или 4 800 омов.

2. Какой длины l должна быть медная проволока поперечным сечением в один квадратный миллиметр ($= 0{,}01$ *см*^{2}) для того чтобы сопротивление ее было равно 1 ому?

Тогда

$$1 \text{ ом} = \rho \frac{l}{S} = 1{,}75 \cdot 10^{-6} \frac{l}{0{,}01},$$

откуда

$$l = \frac{0{,}01}{1{,}75 \cdot 10^{-6}} \approx 60 \text{ м}.$$

Один ом из константановой проволоки того же сечения имел бы длину всего в 2 *м*.

Желая сделать один ом из ртути, мы могли бы взять столб ртути в 106,3 *см* длиной, заключенный в стеклянную трубку поперечного сечения в 1 *мм*^{2}.

3. Дана лампочка накаливания Эдисона (16 свечей), по угольку которой, при разности потенциалов в 110 вольт, течет ток в 0,5 ампера.

По закону Ома получим сопротивление уголька

$$R = \frac{V}{J} = \frac{110}{0{,}5} = 220 \text{ омов}.$$

Если длина уголька 22 *см*, а его удельное сопротивление $4\,000 \cdot 10^{-6}$ омо-сантиметров, то поперечное сечение уголька определится из формулы:

$$R = \rho \frac{l}{S} = \frac{22 \cdot 4 \cdot 10^{-3}}{S} = 220 \text{ омов},$$

откуда площадь

$$S = 4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2,$$

а диаметр уголька

$$d = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см} = 0{,}2 \text{ мм}.$$

Впрочем в современных лампочках накаливания вместо угля употребляются тугоплавкие металлы: осмий, тантал, вольфрам, цирконий или сплавы их, например осрам (осмий и вольфрам). Так как их удельное сопротивление примерно в 100 раз меньше угля, то даже при диаметре 0,02 *мм* длина проволоки в лампочке выходит значительная, и ее приходится размещать зигзагообразно.

Заметим еще, что сопротивление угля от нагревания уменьшается, а металлов — увеличивается. Сопротивление угольной лампочки в раскаленном состоянии примерно вдвое меньше, чем в холодном, тогда как сопротивление металлической лампочки при накаливании увеличивается почти в 10 раз.

136. Падение потенциала вдоль цепи. — Если дана сила тока J в каком-нибудь проводнике и дано его сопротивление R, то по закону Ома

мы легко можем вычислить разность потенциалов на концах этого проводника:

$$V_1 - V_2 = JR.$$

Эту разность потенциалов на концах проводника называют иногда *падением потенциала* вдоль данного проводника.

Так как электрический ток J по всей длине цепи одинаков, то очевидно падение потенциала в различных частях цепи будет пропорционально сопротивлению рассматриваемой части.

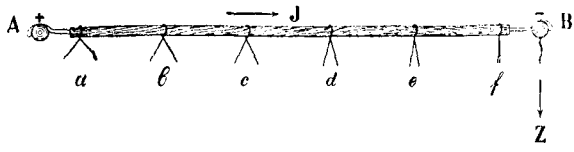


Рис. 114. Падение потенциала вдоль цепи.

Падение потенциала по длине проводника можно показать обыкновенным электроскопом, но только для этого необходимы ощутимые для данного электроскопа, т. е. большие, разности потенциалов.

Для демонстрации берут обыкновенно электростатическую машину и, имея в виду, что сила тока J здесь незначительна, соединяют ее полюсы очень большим сопротивлением, например деревянным стержнем (рис. 114) или влажным шнуром.

Если один полюс машины, например отрицательный, соединить с землею (потенциал равен нулю), то подвешенные в различных местах стержня парные соломинки или бумажки покажут наибольшее расхождение у положительного полюса; по мере удаления от положительного полюса к отрицательному потенциал постепенно падает, и в той точке стержня, которая соединена с землею, он равен нулю.

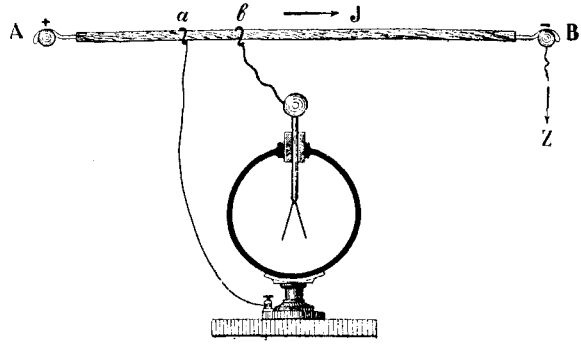


Рис. 115. Разность потенциалов между точками a и b цепи.

Если соединить стержень электроскопа (рис. 115) с точкою b деревянного стержня, а наружную оболочку его с точкою a (или наоборот — это безразлично), то во время вращения машины электроскоп покажет разность потенциалов между a и b. Эта разность будет тем больше, чем быстрее мы будем вращать диск машины, т. е. чем сильнее даваемый ею ток, чем больше расстояние между a и b, чем тоньше стержень и чем больше его удельное сопротивление.

Если соединить A с B один раз влажным, а другой раз сухим шнуром, то, при той же быстроте вращения машины, получим на влажном шнуре разность потенциалов между теми же точками a и b гораздо

меньше, чем в сухом, так как влажный шнур содержит в себе водяной раствор, т. е. хороший проводник.

Все эти и подобные им опыты демонстрируют падение потенциала вдоль цепи, а следовательно и закон Ома.

При очень чувствительном электроскопе для демонстрации падения потенциала можно воспользоваться и источником электрического освещения (постоянный ток 110 вольт). Взяв угольный стержень с сопротивлением около 11 омов, при длине в 2,2 метра получим силу тока в 10 ампер, а падение потенциала на каждый дециметр этого стержня будет 5 вольт.

Предлагаем читателю проверить эти данные вычислением.

137. Потеря напора в трубах.— Движение электричества в проводниках можно уподобить движению жидкости в какой-либо среде с трением, например в песке или грунте или в трубе с малым сечением. Законы этого движения вполне аналогичны закону Ома для электрического тока, только вместо силы электрического тока нужно здесь измерять силу водяного потока, т. е. количество воды q, протекающей сквозь данное поперечное сечение ежесекундно, а вместо разности потенциалов здесь будет разность давлений (напоров) или разность соответствующих барометрических или манометрических высот.

Ток жидкости

$$J = \frac{q}{t} = \frac{h_1 - h_2}{R}; \qquad R = \rho \frac{l}{S},$$

где коэфициент ρ зависит от трения воды о песок или о стенки трубы.

Падение потенциала, или, как говорят, потеря напора на трение вдоль трубы, в случае движения жидкости, можно наблюдать непосредственно, если на трубе AB (рис. 116), по которой течет жидкость, установить в разных местах манометры или манометрические трубки. Уровень воды в этих трубках будет, аналогично показаниям электроскопа, стоять тем ниже, чем ближе эта трубка к отверстию трубы; у отверстия трубы напор равен нулю.

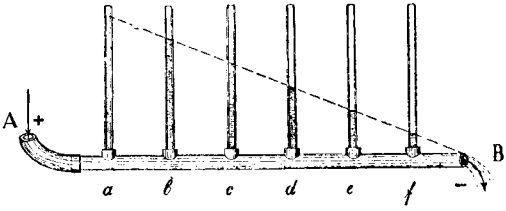


Рис. 116. Потеря напора в трубе.

Впрочем необходимо добавить, что для движения в трубах большого диаметра закон Ома уже не подходит вследствие образования там вихрей.

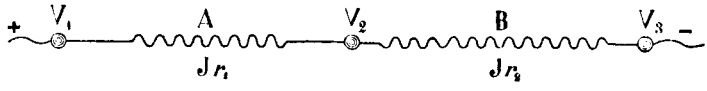


Рис. 117. Последовательное соединение проводников.

138. Последовательное соединение проводников.— Положим, что даны два проводника A и B, соединенные друг с другом таким образом, что электричество сперва проходит по первому проводнику (рис. 117), а

затем по второму. Такое соединение проводников называется *последовательным соединением*.

Имея в виду, что сила тока вдоль цепи постоянна, напишем для каждого из этих проводников, взятых в отдельности, закон Ома.

Если потенциалы в точке соединения проводников соответственно равны V_1, V_2 и V_3, то:

$$V_1 - V_2 = Jr_1,$$
$$V_2 - V_3 = Jr_2,$$

откуда, складывая оба равенства и называя через R общее сопротивление обоих проводников, получим:

$$V_1 - V_3 = J(r_1 + r_2) = JR,$$

и следовательно

$$R = r_1 + r_2,$$

т. е. сопротивление двух проводников, соединенных последовательно, равно сумме сопротивлений каждого из них в отдельности.

Легко видеть, что этот результат распространяется и на какое угодно число последовательно соединенных проводников, так что вообще

$$R = \Sigma r.$$

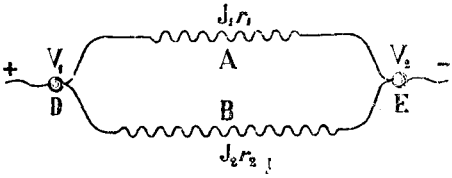


Рис. 118. Параллельное соединение проводников.

139. Параллельное соединение. — Пусть в какой-нибудь точке цепи D (рис. 118) электрический ток J разветвляется: одна часть его — J_1 — идет по одному проводнику A, а другая — J_2 — по проводнику B; затем оба эти проводника в точке E снова соединяются в один, по которому электричество продолжает двигаться дальше. Такое соединение проводников, как A и B, которые начинаются и кончаются в общих точках цепи, называется *параллельным* соединением проводников.

В точке разветвления D в каждую единицу времени столько же электричества проходит по проводнику D, сколько и уходит по двум проводникам DAE и DBE; следовательно сумма токов разветвления должна равняться силе главного тока J:

$$J = J_1 + J_2. \qquad (a)$$

То же самое имеет место и в точке E соединения проводников.

Далее, пусть потенциалы в точках D и E будут V_1 и V_2; тогда для каждого из проводников можно написать закон Ома:

$$\left.\begin{aligned} V_1 - V_2 &= J_1 r_1 \\ V_1 - V_2 &= J_2 r_2 \end{aligned}\right\}, \qquad (b)$$

откуда

$$r_1 J_1 = r_2 J_2.$$

Это уравнение показывает, что ток J распределяется по двум параллельно соединенным проводникам обратно пропорционально их сопротивлению.

Сопоставляя уравнения (a) и (b), имеем:

$$J = (V_1 - V_2)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) = (V_1 - V_2)\frac{1}{R},$$

где R есть общее сопротивление двух параллельно соединенных проводников. Из этого уравнения видно, что

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2},$$

или, вводя вместо сопротивлений R величины, им обратные, т. е. электропроводности K, получим:

$$K = K_1 + K_2.$$

Итак при параллельном соединении проводников общая их электропроводность равна сумме электропроводностей каждого из них в отдельности.

Очевидно, что результат, полученный нами для двух параллельных проводников, остается в силе и в случае какого угодно числа их; всегда будем иметь:

$$\frac{1}{R} = \sum \frac{1}{r},$$

или

$$K = \sum K_1.$$

Сравнивая этот результат с тем результатом, который был получен нами в предыдущем параграфе, мы видим, что при последовательном соединении сопротивления отдельных проводников складываются, при параллельном же соединении складываются обратные величины этих сопротивлений, т. е. электропроводности.

Легко видеть, что если одно из сопротивлений r_1 очень велико сравнительно с r_2, то при последовательном соединении общее их сопротивление R близко к r_1; наоборот, при параллельном соединении общее сопротивление R будет близко по величине к меньшему из соединенных сопротивлений, т. е. к r_2.

Когда к данному проводнику прибавляется параллельно с ним соединенный проводник, то такое ответвление тока носит назва ие *шунтирования*, а добавленный проводник называется *шунтом* [от английского слова shunt (шёнт) — ответвление].

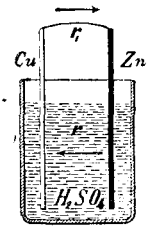


Рис. 119.

140. Вольтаж. — Положим, нам дан элеменг Даниэля (рис. 119) с сопротивлением r в 1 ом, и мы замкнули его проводником с сопротивлением r_1 в 9 омов. Так как элеменг и наш проводник соединены последовательно, то сила тока в нашей цепи будет:

$$J = \frac{\mathcal{E}}{r_1 + r} = \frac{1{,}1 \text{ вольт}}{10 \text{ ом}} = 0{,}11 \text{ ампера}.$$

Падение потенциала в наружном сопротивлении будет:

$$V = Jr_1 = 0{,}11 \cdot 9 = 0{,}99 \text{ вольта},$$

тогда как падение потенциала внутри элемента:

$$V_0 = Jr = 0{,}11 \cdot 1 = 0{,}11 \text{ вольта.}$$

Полное падение потенциалов во всей цепи очевидно равно электродвижущей силе данного элемента:

$$\mathcal{E} = V + V_0 = 0{,}99 + 0{,}11 = 1{,}10 \text{ вольта.}$$

Из этого примера мы видим, что разность потенциалов на полюсах разомкнутого элемента, которая равна его электродвижущей силе $\mathcal{E}$, не равна разности потенциалов на полюсах замкнутого элемента V, а всегда больше этой величины. Действительно, из предыдущих формул следует, что

$$V = \mathcal{E} - Jr.$$

Разность потенциалов, которая приходится на долю внешней цепи и которая находится как бы в нашем распоряжении, называется иногда *вольтажем*.

Вольтаж V будет тем больше, чем меньше сопротивление самого элемента r, но кроме того для данного элемента вольтаж уменьшается с увеличением силы тока.

Желательно, конечно, чтобы вольтаж оставался по возможности постоянным, поэтому желательно, чтобы элемент имел возможно малое сопротивление. Сопротивление же элемента будет тем меньше, чем больше его сечение, т. е. чем бо́льшую площадь имеют его пластины и чем ближе они помещены друг к другу.

В элементах с двумя жидкостями и с пористым сосудом сопротивление зависит конечно и от пористости сосуда; при закупоривании пор поверхность, проводящая ток, уменьшается, и сопротивление увеличивается.

141. Соединение элементов в батареи. — Соединение элементов в батареи может быть сделано *последовательно* и *параллельно* (88, **95**). Пример последовательного соединения мы уже имели в так называемом вольтовом столбе (119, **126**). В этом случае два с седних элемента примыкают друг к другу своими разноименными полюсами, и

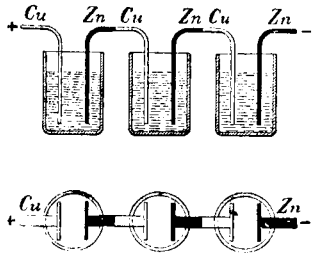


Рис. 120. Последовательное соединение элементов.

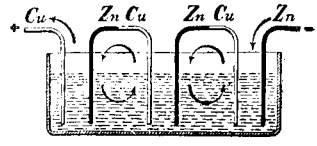


Рис. 121. Неправильное устройство батареи.

полная их электродвижущая сила равна сумме электродвижущих сил отдельных элементов. Заметим, что при таком соединении жидкости отдельных элементов должны быть изолированы друг от друга (рис. 120). Если же поместить все последовательно соединенные пластинки в один сосуд (рис. 121), то получатся местные токи́, показанные на чертеже стрелками, и мы не получим на концах батареи полной разности потенциалов.

На рис. 122 показано *параллельное* соединение двух элементов. Здесь элементы примыкают друг к другу одноименными полюсами. Разность потенциалов батареи равна разности потенциалов в каждом элементе.

Мы имеем здесь как бы один элемент, но с вдвое бо́льшими пластинками Cu и Zn. В этом случае пластинки могут быть помещены и в один общий сосуд (рис. 123).

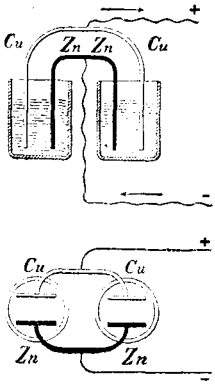


Рис. 122. Параллельное соединение элементов.

При соединении элементов в батареи нужно принимать во внимание их внутреннее сопротивление.

При последовательном соединении элементов все электродвижущие силы отдельных элементов складываются, но в то же время складываются и их сопротивления.

При параллельном соединении сопротивление батареи будет меньше, чем сопротивление одного элемента, потому что при параллельном соединении проводников вообще, а следовательно и элементов, складываются их электропроводности.

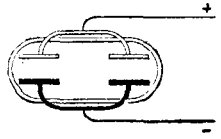


Рис. 123. Возможное устройство батареи.

Для примера возьмем два одинаковых элемента Даниэля, из которых каждый имеет разность потенциалов 1,1 вольта и сопротивление в 1 ом, и замкнем их проволокою с сопротивлением в 0,2 ома.

Тогда при *последовательном* соединении элементов мы получим сопротивление их $r_1 + r_2 = 2$ ома, что вместе с внешним сопротивлением в 0,2 ома дает ток:

$$J = \frac{2 \cdot 1{,}1}{2 + 0{,}2} = 1{,}0 \text{ ампер.}$$

Если же соединить эти элементы *параллельно*, то их общее сопротивление будет лишь 0,5 ома, а сила тока

$$J = \frac{1{,}1}{0{,}5 + 0{,}2} = 1{,}6 \text{ ампера,}$$

т. е. *больше*, чем в первом случае.

Если бы внешнее сопротивление было велико, например 20 омов, тогда мы получили бы противоположный результат, а именно при *последовательном* соединении элементов сила тока будет:

$$J = \frac{2 \cdot 1{,}1}{2 + 20} = 0{,}10 \text{ ампера,}$$

а при *параллельном*

$$J = \frac{1{,}1}{0{,}5 + 20} = 0{,}053 \text{ ампер},$$

т. е. *меньше*, в противоположность первому случаю.

Вообще при сравнительно малом внешнем сопротивлении выгодно делать и внутреннее сопротивление батареи малым, соединяя элементы

параллельно; наоборот при сравнительно большом внешнем сопротивлении выгодно увеличивать электродвижущую силу батареи, соединяя элементы последовательно.

Во всяком случае отдельные элементы батареи желательно иметь с малым сопротивлением.

142. Правила Кирхгофа. — Мы рассмотрели несколько частных случаев соединения проводников и показали, каким образом при данных разностях потенциалов, или электродвижущих силах, можно определить силу тока в каждом из проводников по формуле Ома. Для других, более сложных случаев можно также воспользоваться правилами расчета, данными Кирхгофом, которые состоят в следующем.

1. В каждой точке пересечения проводников (рис. 124) алгебраическая сумма сил токов равна нулю; при этом токи, идущие по направлению к точке пересечения и отходящие от этой точки, нужно считать разных знаков:

$$\sum J = 0$$

Это правило выражает, что в любой момент времени в данную точку

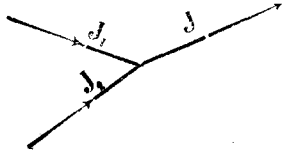


Рис. 124. Первое правило Кирхгофа.

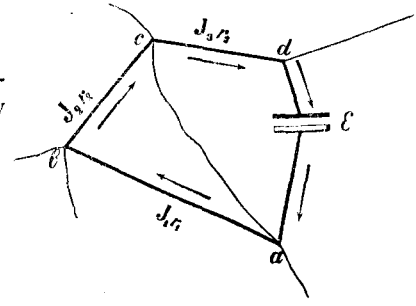


Рис. 125. Второе правило Кирхгофа.

столько же электричества притекает, сколько и утекает, так что в этой точке электричество не накопляется и не убывает.

2. В каждом замкнутом контуре *abcda*, выделенном мысленно в данной сети токов (рис. 125), сумма электродвижущих сил равна сумме из произведений сил токов на соответствующие сопротивления:

$$\sum Jr = \sum \mathcal{E}.$$

При этом для определения знаков слагающих необходимо представить себе, что обходишь выделенный контур в одном каком-нибудь направлении и, совершив полный обход контура, приходишь опять в ту же точку. Направление, совпадающее с обходом, нужно считать за положительное, а противоположное ему направление — за отрицательное.

Заметив, что Jr есть не что иное как падение потенциала на пути по сопротивлению r, мы можем второе правило Кирхгофа выразить и так:

Обходя мысленно какой-нибудь замкнутый контур в сети токов, мы увидим, что сумма всех попадающихся на пути электродвижущих сил $\mathcal{E}$ равна сумме всех падений потенциалов Jr в отдельных участках контура.

Это условие необходимо должно быть выполнено потому, что, придя снова в ту точку, из которой мы начали обход контура, мы должны

получить тот же самый потенциал, и следовательно сумма всех подъемов и падений потенциалов, которые мы встретим на пути, должна равняться нулю.

Мы уже не раз проводили аналогию между течением жидкости и электрическим током; эту аналогию можно провести и здесь. Представим себе водопроводную сеть из труб различного диаметра. Для движения жидкости по такой сети мы можем установить совершенно такие же правила Кирхгофа, как и для электрического тока. Действительно, в каждой точке сети сумма притекающего и утекающего количества жидкости в единицу времени равна нулю, потому что жидкость нигде не пропадает и нигде не нарождается; это будет соответствовать первому правилу Кирхгофа. Второе правило будет такое: обойдя любой замкнутый контур по трубам водопроводной сети, мы придем к исходной точке, причем сумма потерянных на нашем пути напоров будет равна сумме выигранных.

143. Пример.— Как пример применения правил Кирхгофа мы разберем систему проводников, изображенную на рис. 126. Впоследствии мы встретим эту комбинацию проводников под названием *„мостика Уитстона"*.

На рис. 126 на каждом из проводников обозначены неизвестные силы токов J и их направления. Заметим, что мы можем задаться направлениями токов произвольно; а если в результате расчета у нас окажется величина какого-либо тока отрицательной, то это и будет означать, что этот ток имеет направление, противоположное тому, какое мы предположили. Таким образом обозначенное нами априори направление тока не может повести к каким-либо ошибкам.

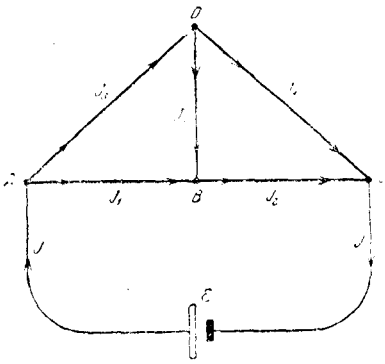


Рис. 126. Расположение проводников (мостик Уитстона).

Итак напишем уравнения первого правила Кирхгофа для точек пересечения A и C (рис. 126):

$$J = J_1 + J_3; \quad J_2 + J_4 = J.$$

Точно так же для точек B и D:

$$J_5 = J_2 - J_1; \quad J_3 \quad J_4 = J_5.$$

Второе правило Кирхгофа мы применим к контурам ADB, BDC и $ABCE$:

$$\begin{aligned} J_3 r_3 + J_5 r_5 - J_1 r_1 &= 0 \\ J_2 r_2 + J_5 r_5 - J_4 r_4 &= 0 \\ Jr - E + J_1 r_1 + J_2 r_2 &= 0. \end{aligned}$$

Мы могли бы написать еще большее число уравнений, выбрав еще другие контуры, но и без этого у нас имеются уже 7 уравнений для шести неизвестных токов. Однако легко видеть, что первые 4 уравнения не независимы друг от друга и что одно из них может рассматриваться

как следствие трех других. Предоставляем это доказать читателю, а также решить написанные уравнения.

Мы рассмотрим только тот случай, когда $J_5 = 0$. В этом случае у нас остаются следующие уравнения:

$$J_1 = J_2; \quad J_3 = J_4; \quad J_1 r_1 = J_3 r_3; \quad J_2 r_2 = J_4 r_4,$$

из которых следует, что

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{r_3}{r_4}.$$

Следовательно, если мы выберем четыре каких-нибудь сопротивления, величины которых составляют написанную пропорцию, то сила тока в соединительном проводнике (мостике) J_5 будет равна нулю, каков бы ни был состав проводников и элементов в проводе AEC.

IV. ПРИБОРЫ И ИЗМЕРЕНИЯ

144. Элемент Поггендорфа-Грене. — Кроме описанного нами раньше (120, **127**) элемента Даниеля, полезно будет ознакомиться и с другими элементами простой конструкции. Главнейшая задача конструкции какого-либо элемента состоит в устранении поляризации (120, **127**), обусловленной между прочим скоплением выделенного водорода. В элементе Поггендорфа-Грене (рис. 127) для этой цели к раствору серной кислоты прибавлен двухромокислый калий или натрий (15%), который окисляет образующийся водород в воду. Электродами здесь служат два угля K и палочка цинка Z. Для того чтобы во время бездействия элемента цинк не разъедался кислотой, он сделан подъемным. В этом элементе положительным полюсом служит уголь, тогда как в элементе Вольты мы имеем медь. Принципиальной разницы тут нет, потому что, как мы уже сказали, электродвижущая сила всех этих элементов возникает на границе между цинком и жидкостью. Медные же или угольные пластинки служат лишь проводниками, принимающими на себя положительный заряд жидкости и передающими его дальше.

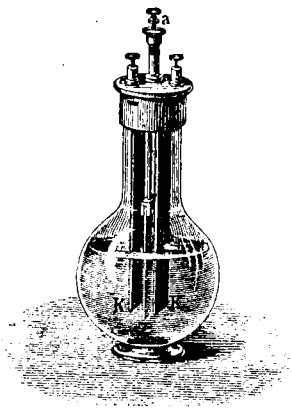


Рис. 127. Элемент Грене.

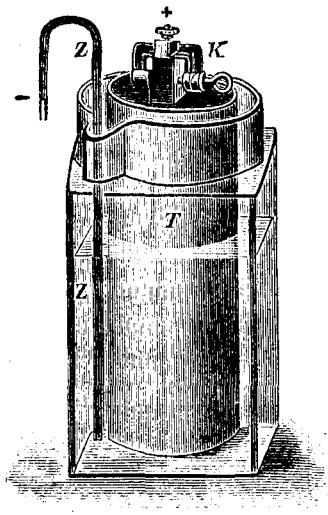


Рис. 128. Элемент Лекланше.

Элемент Грене, благодаря своей простоте, очень употребителен в медицинской практике.

Разность потенциалов между углем и цинком около двух вольт.

145. Элемент Лекланше. — Здесь (рис. 128) мы тоже имеем положительный полюс в виде угольной пластинки *K*, а отрицательным служит опять цинк *Z*. Обе пластинки погружены в 15 % раствор нашатыря (хлористого аммония). Для уничтожения поляризации служит перекись марганца *T*, облегающая угольную пластинку. Но так как перекись марганца — твердое тело, то здесь деполяризация происходит сравнительно медленно. Тем не менее этот элемент употребляется часто для домашних электрических звонков. В промежутках между звонками элемент успевает деполяризоваться. Его электродвижущая сила около 1,5 вольта.

В последнее время элементу Лекланше ради удобства придают вид так называемых „сухих элементов" (рис. 129). Тогда он тщательно закупорен и содержит в себе вместо раствора нашатыря особую массу (например древесные опилки), пропитанную этим раствором.

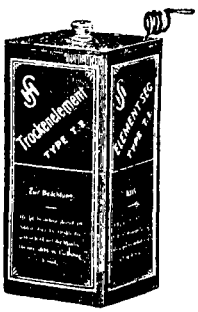


Рис. 129. Сухой элемент.

146. Аккумулятор Планте. — В технике очень употребителен элемент Планте, который отличается не только постоянством электродвижущей силы, но кроме того и простотою конструкции. Элемент Планте состоит из двух свинцовых пластинок (рис. 130), погруженных в раствор серной кислоты; одна из пластинок покрыта перекисью свинца, которая представляет собою хороший проводник электричества, другая оставлена голою. Пластинка с перекисью свинца служит положительным полюсом элемента, т. е. имеет более высокий потенциал, тогда как свинец служит отрицательным полюсом, т. е. обладает более низким потенциалом в сравнении с перекисью свинца. Разность потенциалов этих пластинок равна около двух вольт и остается постоянною, пока не израсходуется вся перекись свинца.

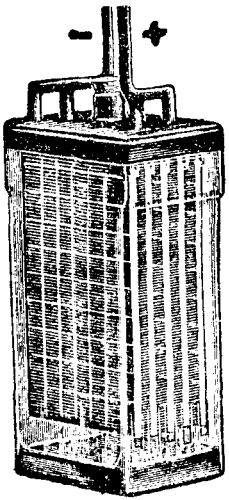


Рис. 130. Аккумулятор.

Во время действия этого элемента перекись свинца постепенно раскисляется в окись, а свинец окисляется в окись, поэтому элемент в конце концов перестает действовать; но, как показал Планте, мы можем снова восстановить его действие, если пропустим через него электрический ток от какого-нибудь постороннего источника. Под действием этого постороннего тока раствор серной кислоты химически разлагается, причем на одной из пластинок образуется опять перекись свинца, а другая снова раскисляется в чистый свинец, и элемент опять готов к действию.

Таким путем мы в элементе Планте можем накопить (аккумулировать) электрическую энергию, и притом в довольно большом количестве, а затем расходовать ее, когда в том встретится надобность. Благодаря этому свойству элементы Планте и другие им подобные элементы носят название *аккумуляторов.*

147. Кадмиевый элемент. — Электродвижущая сила каждого элемента зависит от многих причин, как например от большей или меньшей чистоты входящих в состав элемента металлов, от концентрации растворов

и наконец от температуры. Между тем иногда желательно бывает иметь возможность составить такой элемент, который давал бы определенную раз навсегда разность потенциалов; такой элемент мог бы служить образцом, или эталоном, для измерения других неизвестных или переменных электродвижущих сил. Таким образцовым, или *нормальным, элементом* следует признать кадмиевый элемент, предложенный компанией Вестон.

Кадмиевый элемент имеет следующее устройство.

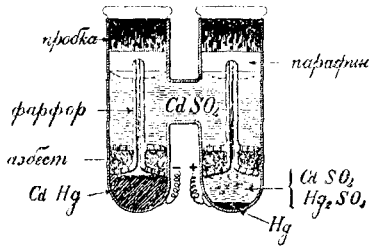


Рис. 131. Кадмиевый элемент.

Две пробирки (рис. 131) соединены между собою поперечной трубкой. На дне одной из пробирок помещают амальгаму кадмия, на дне другой — небольшое количество ртути, поверх которой положено тесто из меркуросульфата (Hg_2SO_4) и сернокислого кадмия ($CdSO_4$). В обе пробирки наливают насыщенный (при 4°) раствор сернокислого кадмия. В дно каждой пробирки впаяно по платиновой проволочке, которые служат полюсами элемента, причем положительным полюсом служит проволочка, соединенная при посредстве ртути с меркуросульфатом.

Само собою разумеется, что все материалы, входящие в состав этого элемента, должны быть взяты химически чистыми; при таких условиях разность потенциалов на полюсах его при $t = 20°$ оказывается равною:

$$V = 1{,}0187 \text{ вольт.}$$

Эта разность почти не зависит от температуры: при повышении температуры от 0 до 30° электродвижущая сила этого элемента уменьшается лишь на 0,001 вольта.

148. Провода. — Для соединения источников электрического тока с различными приборами и для соединения этих приборов между собою почти всегда употребляются медные проволоки, потому что медь из всех сравнительно дешевых металлов имеет наибольшую удельную электропроводность. Это обстоятельство в особенности важно при измерениях, когда обыкновенно сопротивлением соединительных проводов пренебрегают. Чтобы сделать сопротивление их возможно меньшим, употребляют провода короткие и большого поперечного сечения. Для того чтобы провода большого сечения были все же гибкие, — а это большею частью необходимо при различных опытах, — их составляют из пучков более тонких проволок, свернутых друг с другом.

Провода бывают или *голые* или же *изолированные*, т. е. покрытые снаружи изоляцией, в виде слоя эмалевой краски, гуттаперчи, шелка и т. п. Соответственно изолированные провода могут быть соединены в один пучок и образовать *кабели*.

Если нам желательно длинный провод иметь намотанным в виде катушки, то конечно он должен быть изолированный, иначе электричество не будет итти только вдоль по проводу, а будет переходить от одного оборота катушки непосредственно к соседнему.

Гибкие изолированные провода называются *шнурами*.

149. Сжимы.— Когда необходимо соединить друг с другом две проволоки, входящие в цепь электрического тока, то недостаточно бывает



Рис. 132. Клемма.

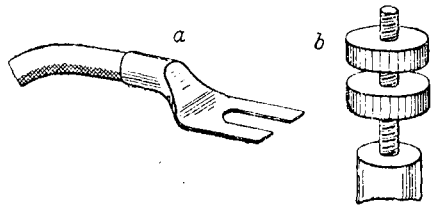


Рис. 133. Сжим.

одного соприкосновения этих проволок, потому что на поверхности обыкновенно имеется слой окиси, который дурно проводит электричество, вследствие чего место соприкосновения, или *контакт*, проволок будет иметь заметное, а иногда и непостоянное сопротивление. Поэтому всегда при соединении двух проволок необходимо предварительно очистить их концы наждачной бумагою и затем спаять их вместе или, если соединение только временное, сжать оба конца винтом или так называемою *клеммою* (рис. 132).

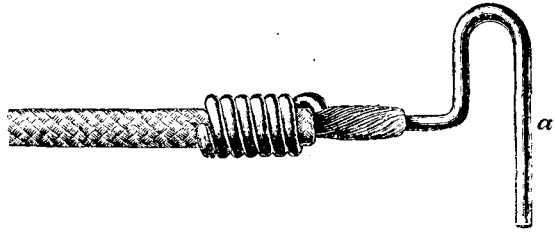


Рис. 134. Конец гибкого провода с крючком.

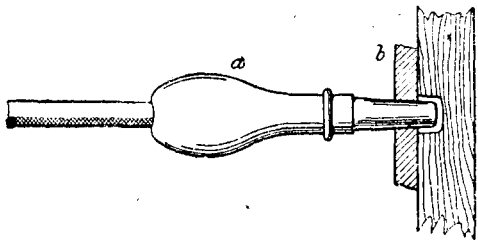


Рис. 135. Штепсель.

Клеммы могут быть различного устройства и могут иметь *сжимы* не только для соединения двух, но и большего числа проволок между собою.

Для того чтобы гибкий провод было удобно соединить с клеммою, к нему припаивают небольшую проволочку или пластинку (рис. 133, 134, 135).

150. Ключи, выключатели. Если необходимо часто соединять и разъединять проволоки, то употребляют *ключ*, или *выключатель*, состоящий из двух клемм, соединенных промежуточною пластинкою (рис. 136). Отодвигая пластинку, мы размыкаем цепь тока. Конечно ключ должен иметь по возможности малое сопротивление, и места соединения отдельных его частей

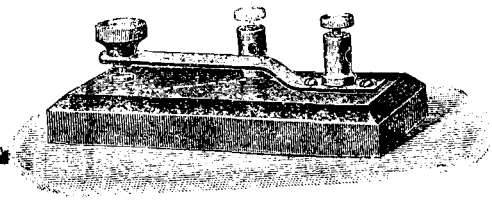


Рис. 136. Ключ.

должны содержаться в чистоте и плотно примыкать друг к другу для того, чтобы при измерениях сопротивление ключа не приходилось принимать во внимание. Подобный же ключ представляет собою известная всем *кнопка* электрического звонка (рис. 137).

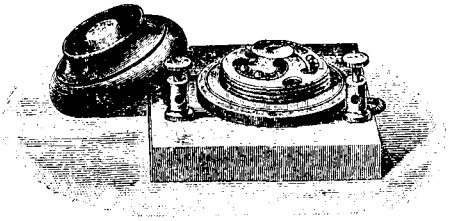


Рис. 137. Кнопка.

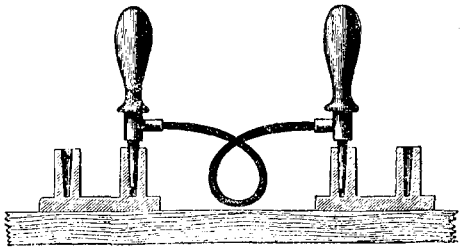


Рис. 138. Штепсель.

Иногда удобно бывает отдельные части проводников соединять *штепселями* (рис. 138), соединенными друг с другом гибким проводом.

Для различных целей выключателям придают различное устройство.

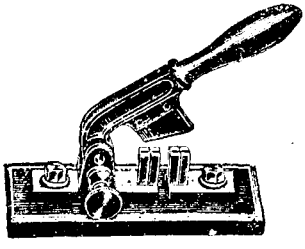


Рис. 139. Рубильник.

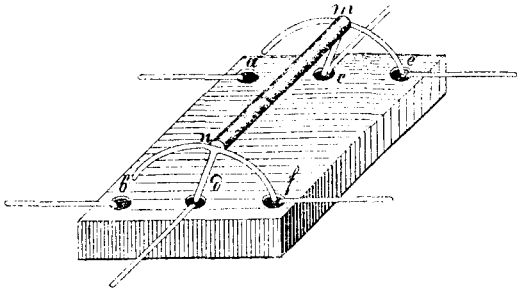


Рис. 140. Переключатель.

При сильных токах необходимо быстрое выключение, иначе в ключе образуется пламя, называемое вольтовой дугой, которое сжигает контакты.

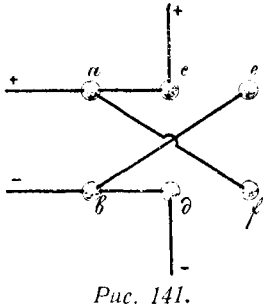


Рис. 141.

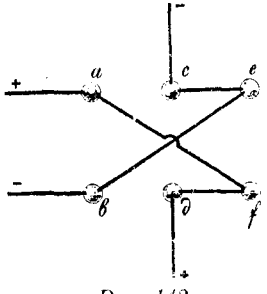


Рис. 142.

На рис. 139 показан ключ для токов в несколько десятков ампер; сообразно с своим видом он называется *рубильником*. Нож рубильника из меди; при замыкании он входит в медные пружины двух концов цепи

и таким образом их соединяет; при поднятии ножа происходит размыкание одновременно в двух местах, т. е. у обеих пружин.

151. Переключатели. Если требуется в данной цепи быстро заменить один прибор другим, то употребляются *переключатели*.

На рис. 140 изображен простейший переключатель, употребляемый в лабораториях. На деревянной доске (при больших потенциалах на парафине) расположены шесть чашечек с ртутью, из которых две средних *c* и *d* соединены с цепью, а правая и левая пара — с двумя разными приборами.

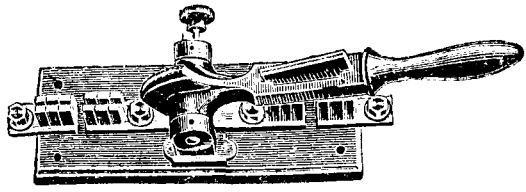


Рис. 143. Однополюсный переключатель.

В чашечки со ртутью вставляют медные проволоки в виде двух коромысел, соединенных друг с другом стеклянной палочкой *mn*. Смотря по тому, в какую сторону мы наклоним коромысла, у нас будет включен в цепь тот или другой прибор.

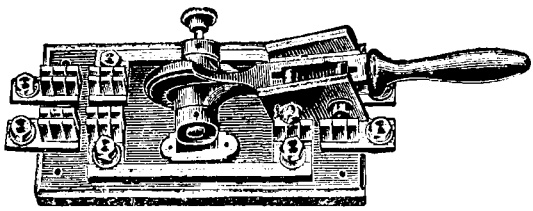


Рис. 144. Двухполюсный переключатель.

Переключатели могут служить и для быстрой перемены направления тока в цепь. Если например соединить крайние чашечки (рис. 142) друг с другом диагональными проводами *af* и *be*, причем *a* и *b* соединить с батареей элементов, а *c* и *d* — с гальванометром, то при перекладывании коромысла мы увидим, что направление тока в гальванометре меняется на противоположное. Это пояснено схематическими рисунками 141 и 142.

На рис. 143 и 144 показаны переключатели *однополюсный* и *двухполюсный*, употребляемые в технике для сильных токов; они имеют вид рубильников.

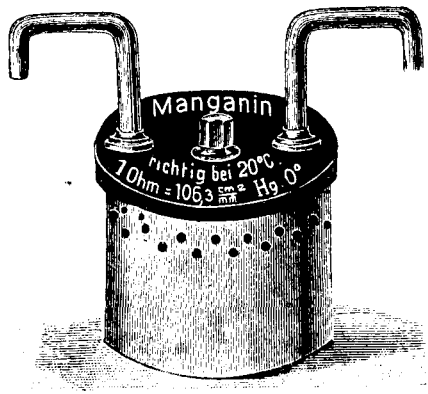


Рис. 145. Эталон Ома.

152. Эталоны сопротивления. — В прежнее время образцы, или эталоны сопротивления изготовлялись из ртути, потому что ртуть гораздо легче других металлов можно приготовить химически чистою. Но все же точное изготовление определенной длины и определенного поперечного сечения трубки с ртутью представляет значительные затруднения. Кроме того сопротивление ртути зависит от ее температуры. Поэтому в настоящее время чаще всего для эталонов сопротивления употребляют проволоки из манганина (рис. 145), сопротивление которого почти независимо

от температуры, причем изготовленные образцы сравниваются непосредственно, без измерений длин и поперечных сечений, а чисто электрическим и наиболее точным путем, с основным эталоном.

153. Реостаты. Магазины сопротивлений. — Очень часто бывает желательным иметь под рукою несколько эталонов сопротивления различной величины. Такие наборы сопротивлений вполне аналогичны наборам разновесок при весах; они называются *реостатами*, или *магазинами сопротивлений*.

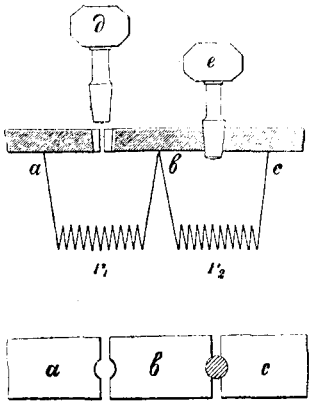


Рис. 146. Схема штепсельного реостата.

Реостаты состоят обыкновенно из деревянного ящика, к крышке которого привинчены короткие медные полосы (рис. 146, 147); между каждыми двумя соседними полосами помещено сопротивление, состоящее из манганиновой проволоки, намотанной на катушке.

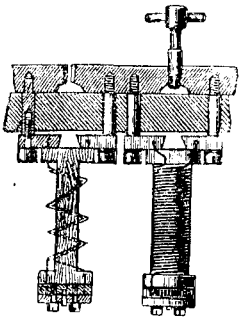


Рис. 147. Разрез штепсельного реостата.

Если вставить конусообразный штепсель *e* (рис. 146) в промежуток между двумя медными полосами *b* и *c*, то обе полосы оказываются соединенными друг с другом *коротко*, т. е. почти без сопротивления. Благодаря большому сечению и незначительной длине соединительных полос и штепселей их сопротивление *ничтожно; кроме того они соединены* с катушкой параллельно, поэтому и общее сопротивление всего соединения тоже ничтожно. Если же вынуть штепсель, например *d*, то электрический ток должен будет пройти через сопротивление r_1, которое таким образом окажется включенным в цепь.

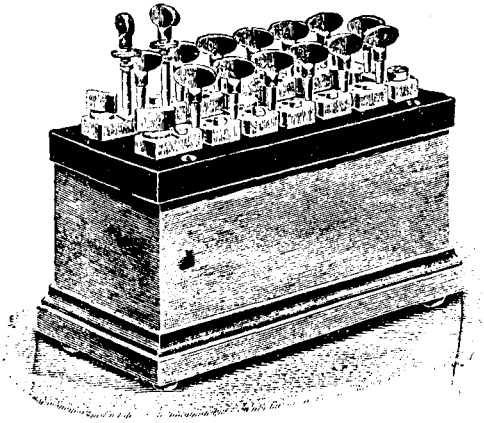


Рис. 148. Штепсельный реостат.

На рис. 148 показан общий вид такого магазина сопротивлений. Когда все штепселя вставлены, то сопротивление реостата ничтожно. Вынимая те или иные штепселя, можно включить в цепь по желанию любое сопротивление магазина; величина же этих сопротивлений определена заранее с большою точностью; у штепселей поставлены соответствующие цифры: 1, 2, 3, 4, 10, 20, 30, 40 омов и т. д.

Для того чтобы можно было положиться на данный магазин и быть уверенным в его показаниях, необходимо его содержать в чистоте, в особенности места соприкосновения штепселей с полосами должны быть чисты, иначе в этих местах могут получиться добавочные сопротивления, которыми уже нельзя будет пренебрегать. Для более совершенного соприкосновения штепселей с полосами полезно, вставляя штепсель, немного повертывать его на месте.

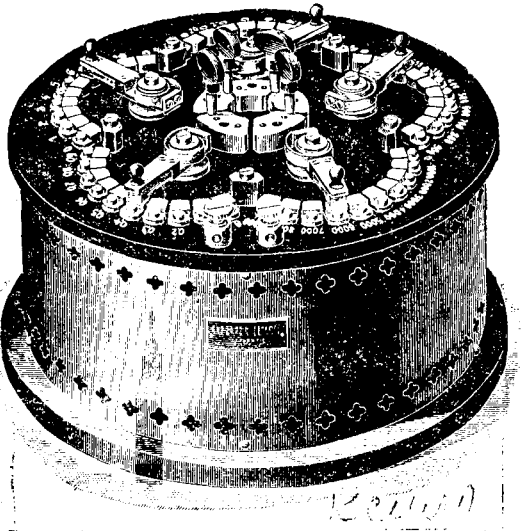


Рис. 149. Реостат с декадами сопротивлений.

Иногда отдельные сопротивления бывают соединены в магазине по десяткам (декады) (рис. 149). В каждом десятке сопротивления одинаковы и равны 1, или 10, или 100 омам и соединены друг с другом последовательно. При посредстве ручки с пружиною (рис. 150), скользящею по кнопкам, поставленным в местах соединения отдельных сопротивлений, можно отделить любое число их и включить в цепь.

154. Регулировочные реостаты. — Реостаты с передвижной ручкой (рис. 151) употребляются в особенности в тех случаях, когда не требуется знать точно величину включаемого сопротивления, но необходимо иметь возможность быстро менять его для регулировки тока в цепи. На рис. 150 показана схема такого регулирующего реостата, а на рис. 151 изображен его внешний вид. Конечно при таком способе включаемое сопротивление меняется скачками при переходе от одной кнопки к другой. Для получения более постепенных переходов устраивают реостат из голой проволоки, намотанный на фар-

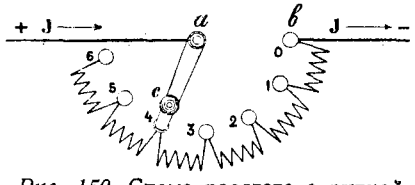


Рис. 150. Схема реостата с ручкой.

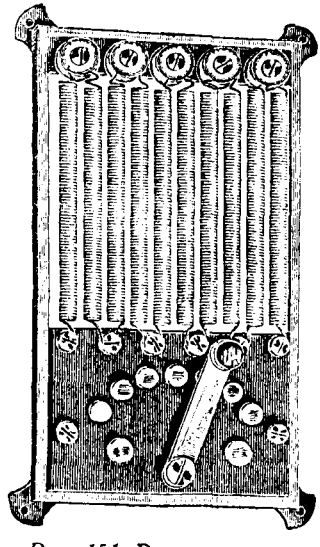


Рис. 151. Реостат с ручкой.

фор (рис. 152); контакт скользит здесь непосредственно по самой проволоке.

На рис. 153 показаны четыре наиболее часто употребляющиеся схемы соединения скользящих сопротивлений с приборами в лаборато-

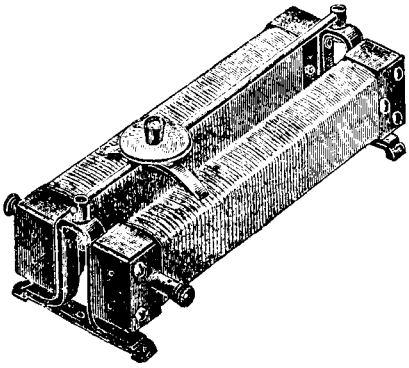


Рис. 152. Реостат со скользящим контактом.

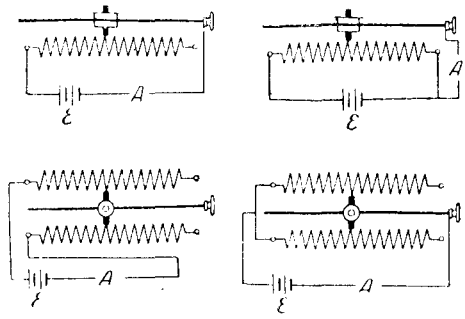


Рис. 153. Схемы включения реостатов.

рии. Во всех этих схемах $\mathcal{E}$ означает источник электрического тока, и A—аппарат, питаемый током, вместе с измерительными приборами. Мы очень советуем читателю разобрать эти схемы.

Часто бывает удобно устраивать реостаты из лампочек накаливания (рис. 154). Обыкновенно лампочки включаются все параллельно (рис. 155); поэтому, чем больше включено лампочек, тем меньше сопротивление реостата, и тем сильнее сила тока в цепи. Для получения больших сопротивлений употребляются тонкие угольные или графитовые полоски; например для этой цели может служить черта, проведенная карандашом по матовому стеклу. Наконец очень большие сопротивления делают из слабых и плохо проводящих растворов.

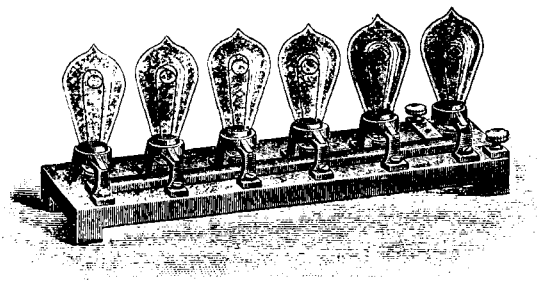


Рис. 154. Ламповый реостат.

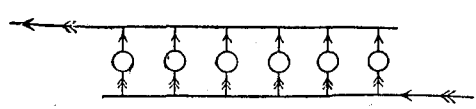


Рис. 155. Схема лампового реостата.

155. Измерение силы тока при помощи электролиза. Вольтаметры. Если пропускать электрический ток через какой-либо водяной раствор соли, или кислоты, то они большею частью претерпевают химическое разложение, причем продукты разложения появляются на тех проводниках, которые находятся в соприкосновении с раствором. Это явление мы уже встретили

при описании гальванических элементов (112, 126). Относящиеся сюда явления мы будем подробнее изучать во второй части. Сейчас нам достаточно следующих предварительных сведений.

Фарадей назвал это явление *электролизом*, а вещества, разлагающиеся током,— *электролитами*. Для электролиза Фарадей установил следующие три закона:

1. Продукты разложения появляются только на тех местах, где электричество входит (анод) или выходит (катод) из электролита.
2. Во время процесса электролиза водород и металлы идут внутри электролита вместе с положительным электричеством, тогда как кислород и кислоты идут по противоположному направлению.
3. Количество разложенного вещества q пропорционально его химическому эквиваленту Q и количеству прошедшего электричества e; а коэфициент пропорциональности равен 0,01036, если q выражено в миллиграммах, а e в кулонах. Итак:

$$q = 0{,}01036\, Qe.$$

Так например пусть ток $J = 1$ амперу проходил сквозь раствор медного купороса $CuSO_4$ в течение одной секунды. В этом случае $e = Jt$ равно одному кулону, и так как химический эквивалент меди в данном случае $Q = 31{,}8$, то $q = 0{,}3294$ *мг*. Значит один ампер в секунду выделяет около одной трети миллиграмма меди.

Итак, если мы пропустим электрический ток через раствор медного купороса, то место выделения меди, идущей в растворе по направлению тока, покажет нам направление тока, а количество выделившейся меди позволит определить количество прошедшего через раствор электричества. Разделив это количество на наблюдаемое время t, получим среднюю силу тока за время t.

Приборы, которыми можно таким образом измерить силу тока посредством электролиза, называются *вольтаметрами*. Иногда их называют и *кулонометрами*, что гораздо более рационально, потому что на самом деле они непосредственно указывают количество прошедшего через них электричества (а не разность потенциалов).

Наиболее употребительные вольтаметры: медный, серебряный и газовый.

156. Медный вольтаметр. — Медный вольтаметр состоит из двух тонких медных пластинок A и B (рис. 156), опущенных в сосуд с насыщенным раствором медного купороса $CuSO_4$. Через этот раствор пропускают измеряемый ток J некоторое время t.

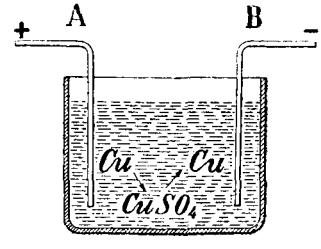


Рис. 156. Медный вольтаметр.

Количество отложившейся за это время на катоде меди q определяется взвешиванием катодной пластинки B до опыта и после него. Приняв во внимание, что медь в медном купоросе имеет химический эквивалент $Q = 31{,}8$, имеем по закону Фарадея

$$q = 0{,}01036 \cdot 31{,}8\, Jt,$$

откуда и определяем силу тока J. Если вес меди выразим в миллиграммах, а силу тока J — в амперах, то

$$J = \frac{q}{0{,}329\,t}.$$

Размеры медных пластинок в медном вольтаметре должны быть выбраны, сообразуясь с силою тока; дело в том, что при слишком большой плотности тока (силе тока, приходящейся на один квадратный сантиметр пластины), выделяющаяся на пластинках медь плохо держится и при взвешивании часть меди может отпасть. Плотность тока берут не более 1 ампера на 25 *см*^{2} пластины.

157. Серебряный вольтаметр. — При более точных измерениях и при слабых токах употребляется в лабораториях серебряный вольтаметр. В этом вольтаметре (рис. 157) анодом служит серебряная палочка A, а катодом — платиновый тигель B. В тигель наливается 20% раствор азотнокислого серебра ($AgNO_3$). При пропускании тока на внутренних стенках тигеля отлагается серебро. Под концом серебряной палочки подвешена стеклянная чашечка CC, чтобы случайно отпавшие кусочки серебра не попали в тигель. Плотность тока у катода не должна превосходить 1 ампера на 50 *см*^{2}. Тигель тщательно промывается и взвешивается до и после электролиза. Количество отложившегося в тигеле серебра позволяет вычислить количество прошедшего через раствор электричества. При этом принимается, что один кулон электричества выделяет при электролизе 1,11800 миллиграммов серебра.

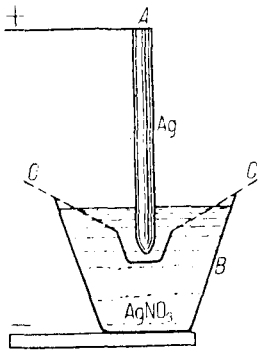


Рис. 157. Серебряный вольтаметр.

158. Газовый вольтаметр. — Иногда удобнее бывает пользоваться газовым вольтаметром (рис. 158). Последний состоит из U-образной трубки с запаянным концом $д$. В эту трубку впаяны два платиновых электрода, в нее наливают 20% раствор серной кислоты (H_2SO_4) и измеряют объем выделившегося водорода; с этой целью конец $д$ трубки обыкновенно градуируют на кубические сантиметры. Так как 1 *см*^{3} водорода, при 0° и 760 *мм* давления весит 0,093 *мг*, то объем q_0 водорода, выделяемого одним кулоном, будет равен:

$$q_0 = \frac{0{,}01036}{0{,}093}\ см^3 = 0{,}116\ см^3.$$

Если на самом деле выделилось Q_0 водорода в течение t секунд, то сила тока будет равна

$$J = \frac{Q_0}{0{,}116}\ \text{ампер}.$$

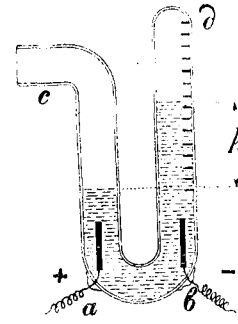


Рис. 158. Газовый вольтаметр.

Но на самом деле наблюдения производятся не при 0° и не при 760 *мм* давления, а следовательно наблюденный объем водорода Q необходимо пересчитать на $\vartheta = 0°$ и $p = 760$ *мм*. Тогда получаем:

$$J = \frac{Q}{(1 + 0{,}00367\,\vartheta)} \cdot \frac{p}{760} \cdot \frac{1}{t \cdot 0{,}116} \text{ ампер.}$$

В этой формуле необходимо ввести еще одну поправку. Мы принимали за p давление сухого водорода без паров воды, поэтому надо ввести соответственную поправку — на давление f водяных паров, насыщающих пространство при данной температуре ϑ. Так как пар находится над раствором H_2SO_4, а не над водой, то его давление в действительности будет меньше; поэтому вместо f берут обыкновенно 0,88 f. Пусть p_0 — показание барометра (столб ртути) и h—разность уровней воды в вольтаметре, тогда, принимая плотность ртути в 12 раз больше плотности раствора H_2SO_4, имеем:

$$p = p_0 - \frac{h}{12}.$$

Вводя поправку 0,88 f, получим:

$$p = p_0 - \frac{h}{12} - 0{,}88\,f.$$

Величина f обыкновенно берется из таблиц.

159. Измерение силы тока градуированными приборами.—Если у нас имеются какие-либо проградуированные приборы: амперметры, вольтметры и магазины сопротивления, то можно основать измерение силы тока на законе Ома.

Так например если у нас имеется вольтметр, или разность потенциалов V источника тока нам известна, то при включении известного сопротивления R мы должны получить силу тока

$$J = \frac{V}{R}.$$

Таким путем при различных сопротивлениях мы можем проградуировать наш гальванометр на амперы. Наоборот, при градуированных амперметре и вольтметре мы можем определить величину сопротивления.

160. Потенциометр.— Если данный нам источник тока с постоянною разностью потенциалов V мы замкнем на сопротивление R такой величины, чтобы оно не слишком нагревалось во время опытов, то на длине этого сопротивления мы можем получить любую разность потенциалов, меньшую V. Действительно сила тока в нашем сопротивлении будет равна:

$$J = \frac{V}{R},$$

а падение потенциала e на какой-либо части r этого сопротивления будет:

$$e = Jr = \frac{r}{R} V.$$

На рис. 159 падение потенциала на всем сопротивлении и на части его изображены графически. Если ток не разветвляется, то уклон линии VA должен быть всюду одинаков, так как он изображает силу тока. На этом основании из подобия треугольников прямо следует написанное выше соотношение.

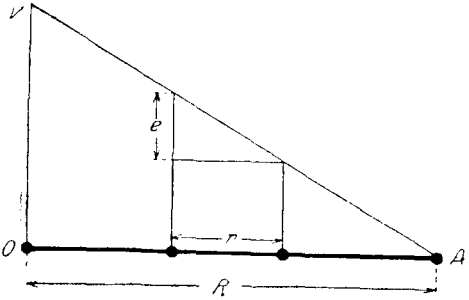


Рис. 159. Схема потенциометра.

Подобный прибор носит иногда название *потенциометра*, потому что он дозволяет воспроизводить, а следовательно и мерить различные разности потенциалов.

161. Измерение сопротивлений подстановкою. —Имея магазин сопротивлений, нетрудно определить сопротивление любого данного проводника в омах. Проще всего это делается следующим образом.

Данный проводник r (рис. 160) вводят в одну общую цепь с элементом E, гальванометром G и ключом K. Замкнув ключ K, замечаем показание гальванометра G. Если после этого на место проводника r поставить магазин и подобрать на нем такое сопротивление, чтобы отклонение гальванометра было то же, что и прежде, то очевидно это сопротивление и будет равно сопротивлению проводника r. Вместо неизвестного сопротивления r мы поставили известное, отчего и способ этот носит название способа подстановки.

Способ этот вполне аналогичен взвешиванию на весах посредством тарирования. Положим на какую-нибудь чашку весов груз Q и, уравновесив его приблизительно какою-либо тарою, например дробью, насыпанной на другую чашку весов, заметим отклонение стрелки по делениям. Затем заменим неизвестный груз Q разновесками и добьемся такого же отклонения стрелки, как и прежде. Очевидно тогда вес груза Q будет равен весу разновесок.

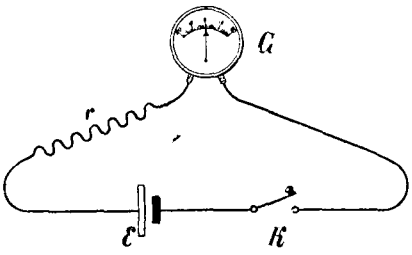


Рис. 160. Измерение сопротивлений подстановкой.

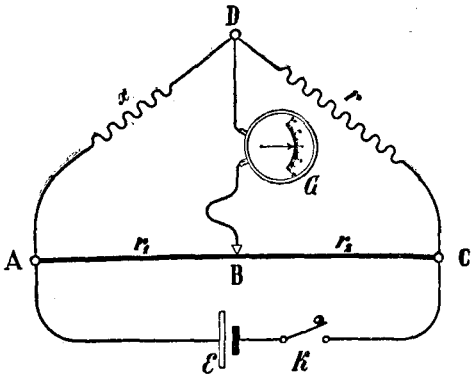


Рис. 161. Мостик Уитстона.

162. Мостик Уитстона. — Сопротивление проводника можно определить еще другим способом, позволяющим достичь в высшей степени точных результатов.

Представим себе (рис. 161) два проводника ABC и ADC, соединенных параллельно, и пусть некоторые точки их — B и D соединены между собою проводником BD („мостиком“) с гальванометром G. Спросим себя, как подобрать сопротивления r, r_1, r_2, x, чтобы в гальванометре не было никакого тока. Для того чтобы в проводнике BD не было электрического тока, он должен быть по всей своей длине при одном и том же потенциале, т. е. потенциалы точек B и D должны быть одинаковы; назовем этот потенциал через V.

В точках A и C потенциалы конечно будут разные; пусть они будут равны соответственно V_1 и V_2.

Далее, если в проводнике BD нет тока, то в точках B и D электрический ток не разветвляется, а все электричество, текущее по AB, продолжает течь и по BC, точно так же и весь ток, идущий по AD, идет и по DC. Назовем силу тока в проводниках AD и DC через J_1, а силу тока в AB и BC — через J_2 и напишем для каждого из четырех подобранных нами проводников формулу Ома. Тогда получим:

$$V_1 - V = xJ_1 = r_1J_2,$$
$$V - V_2 = rJ_1 = r_2J_2,$$

откуда

$$\frac{x}{r} = \frac{r_1}{r_2}.$$

Вот какое условие должно быть соблюдено для того, чтобы в проводнике BD не было электрического тока (133, **143**).

Этим соотношением можно воспользоваться для того, чтобы определить величину одного из сопротивлений x, когда известно r, и отношение r_1 к r_2.

Проводник ABC обыкновенно делается из цельной проволоки, длиною в один метр, однообразного по всей длине сечения; проволока натянута на деревянном масштабе, разделенном на миллиметры. По проволоке AC может скользить контакт B, положение которого отсчитывается по масштабу AC. Соединив клеммы A и C с элементом E и ключом K, клеммы B и D с гальванометром G и вставив между D и C какое-нибудь известное сопротивление r, а между A и D — то сопротивление x, величину которого необходимо определить, перемещают скользящий контакт B до тех пор, пока стрелка гальванометра в BD не будет оставаться неподвижною как при замыкании ключа K, так и при его размыкании. Так как проволока AC им ет везде одно и то же сечение, то сопротивления AB и BC пропорциональны их длинам; поэтому, отсчитав по масштабу положение скользящего контакта B и пользуясь выведенным выше соотношением, можно определить величину неизвестного сопротивления x.

Хотя это соотношение и справедливо для всякого значения выбранного нами известного сопротивления r, но гораздо выгоднее, сделав предварительные опыты, выбрать r так, чтобы оно не слишком отличалось от неизвестного сопротивления x, т. е. чтобы скользящий контакт B, при отсутствии тока в гальванометре, устанавливался около середины проволоки. При таком положении большому передвижению скользящего контакта вправо и влево соответствует лишь небольшое изменение отно-

шения r_1 к r_2, а потому установка этого контакта и определение величины сопротивления x могут быть сделаны с большею точностью, чем в том случае, когда скользящий контакт приходится около одного из концов проволоки AC.

Когда сопротивления x и r в мостике Уитстона велики в сравнении с сопротивлением проволоки ABC, то почти весь ток от элемента пойдет по этой проволоке. В этом случае выгодно бывает поставить элемент E и ключ K в ветвь BD, а гальванометр G поставить на место элемента.

За дальнейшими подробностями об измерении сопротивлений мы отсылаем читателя к специальным курсам по электрическим измерениям.

163. Сравнение электродвижущих сил. — Если даны два элемента и необходимо определить, во сколько раз электродвижущая сила $\mathcal{E}$ в одном элементе больше, чем e в другом, то мы могли бы поступить таким образом. Соединив полюсы каждого элемента порознь с электрометром, заметим показание этого последнего; отношение между этими показаниями равно отношению между разностями потенциалов на полюсах каждого элемента, а так как элементы при этом не замкнуты и тока нет, то оно же будет равно отношению между электродвижущими силами данных элементов. Но электростатические измерения с электрометрами всегда представляют некоторые затруднения; поэтому на практике их избегают и стараются свести сравнение электродвижущих сил к сравнению сопротивлений, тем более, что отношение между сопротивлениями легко определяется с большою точностью.

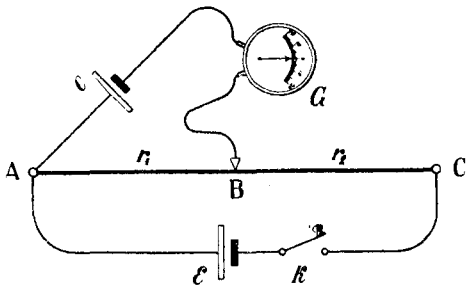


Рис. 162. Сравнение электродвижущих сил.

Это может быть сделано следующим образам (способ Поггендорфа). Пусть один из данных нам элементов имеет электродвижущую силу $\mathcal{E}$, другой — e. Замкнем элемент $\mathcal{E}$ (рис. 162) на сопротивление r_1 и r_2, величина которых пусть будет велика в сравнении с сопротивлением самого элемента. Тогда, при вычислении силы тока J в цепи сопротивлением элемента можно пренебречь и написать:

$$J = \frac{\mathcal{E}}{r_1 + r_2}.$$

Разность потенциалов между A и B будет:

$$Jr_1 = \mathcal{E}\frac{r_1}{r_1 + r_2}.$$

К точкам A и B приключим новую цепь, состоящую из элемента e и гальванометра G, причем полюсы этого элемента присоединим таким образом, чтобы электродвижущая сила e была направлена противоположно разности потенциалов между A и B. Так например, если потен-

циал A выше B, то соединим с A положительный полюс элемента $\mathcal{E}$, а с B — его отрицательный полюс. После этого подберем сопротивления r_1 и r_2 так, чтобы в гальванометре G не было тока. Если мы этого добились, то очевидно электродвижущая сила элемента $\mathcal{E}$ будет равна разности потенциалов между A и B:

$$e = \mathcal{E}\frac{r_1}{r_1 + r_2}.$$

Хотя элемент $\mathcal{E}$ в этом случае и замкнут, но так как в нем не течет электрического тока, то электродвижущая сила его равна вольтажу (130, **140**) (147, **160**: *потенциометр*).

Таким путем, зная сопротивления r_1 и r_2, можно сравнить друг с другом электродвижущие силы любых двух элементов $\mathcal{E}$ и e.

Заметим однако, что для того чтобы можно было добиться отсутствия тока в гальванометре G, необходимо в $\mathcal{E}$ поставить элемент с большею электродвижущею силою, чем в e, как это видно и из выведенной нами формулы. Ведь r_1 всегда меньше, чем $(r_1 + r_2)$.

Абсолютные величины сопротивлений здесь не играют роли, — важно знать лишь их отношение.

164. Измерение температуры и лучеиспускания. — Мы видели, что сопротивление металлов зависит от температуры, а так как сопротивление проводника может быть измерено с большою точностью, то часто бывает выгодно и удобно свести измерение температуры на измерение сопротивления.

Для этой цели большею частью применяют железную, или никелевую проволоку, потому что эти металлы сильнее других изменяют свое сопротивление с температурой. Тонкая железная проволочка, свернутая спиралью, или намотанная на плоскую слюдяную пластинку, включается в одну из ветвей мостика Уитстона и устанавливают мостик на равновесие (рис. 161). Затем помещают проволочку в то место, температура которого должна быть измерена, и наблюдают отклонение гальванометра, или снова приводят мостик к равновесию. Зная температурный коэфициент проволочки, легко вычислить изменение ее температуры по изменению ее сопротивления. Можно предварительно проградуировать весь прибор, поместив проволочку в тающий лед (0°) и в кипящую воду (100°), а между этими пределами считать изменение сопротивлений пропорциональным температуре. Еще удобнее привести гальванометр к нулю, например при 0°, а при других температурах просто отсчитывать показания гальванометра, шкала которого может быть даже проградуирована на градусы: тогда температура отсчитывается непосредственно по шкале гальванометра, как по термометру.

Для очень высоких температур, в калильных и плавильных печах, вместо железной проволочки употребляется более тугоплавкая проволочка из платины. Для градуирования помещают платиновую проволочку в какое-нибудь жидкое тело, температура которого точно известна, например жидкая сера 444,55° и в жидкое золото 1 063° во время перехода их из твердого в жидкое состояние.

Заметим, что сама проволочка может находиться вдали от измерительного прибора, с которым она может быть соединена более или менее

длинными проводами небольшого сопротивления. При таком устройстве получается возможность наблюдать за температурой нескольких печей, находящихся в разных местах завода, из одного и того же центрального места, где установлены гальванометры.

Для измерения энергии *лучеиспускания* употребляют так называемые *болометры*. Болометр представляет собою чрезвычайно тонкую (около 0,01 *мм*) платиновую полоску (рис. 163), зачерненную сажей, или лучше так называемой платиновой чернью, для того чтобы лучи, падающие на эту полоску, поглощались ею по возможности полностью, независимо от их цвета. Платиновая чернь получается на поверхности полоски путем электролиза; она поглощает 97 % падающих на нее белых лучей. Чем лучше полоска поглощает падающие на нее лучи, тем сильнее она нагревается этими лучами. О степени нагревания судят по методу мостика Уитстона.

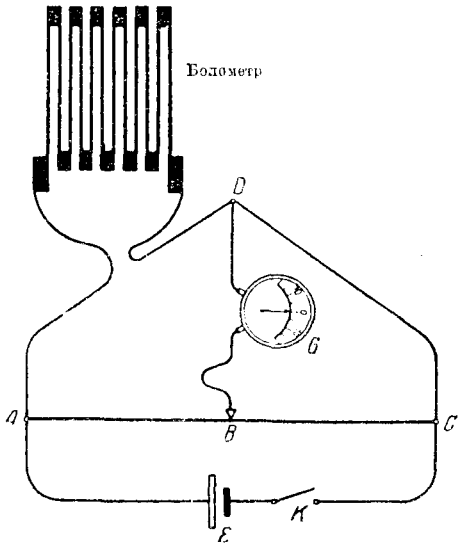


Рис. 163. Болометр, включенный в мостик Уитстона.

На рис. 163 изображена форма болометра, применяющаяся при измерении *полной* энергии лучей, направленных на платиновую полоску. Если же исследуемые лучи предварительно разлагаются спектральным аппаратом по различным длинам волн, то болометру придают форму одной прямой, узкой полоски (линейный болометр) так, чтобы на нее попадала только одна спектральная линия, или очень узкая часть спектра, энергию которой мы желаем измерить.

Во всяком случае платиновая полоска должна быть сделана насколько возможно тонкой для того, чтобы температура ее быстро устанавливалась при действии лучей; это обстоятельство при многих исследованиях бывает чрезвычайно важным.

При точных измерениях нужно принять во внимание, что болометр, а также и упомянутые выше проволочки, служащие для измерения температур, помещенные в ветви мостика Уитстона, подвержены нагреванию электрическим током самого мостика. Поэтому в мостике нужно применять по возможности слабые токи, насколько это вообще позволяет чувствительность гальванометра. При очень точных опытах нагревание током самого аппарата нужно принимать во внимание в виде дополнительных поправок к полученным результатам измерений.

V. ТЕПЛОВЫЕ ДЕЙСТВИЯ ТОКА

165. Работа и эффект тока. — Когда электричество e переходит от потенциала V_1 к потенциалу V_2, то при этом совершается работа:

$$U = e(V_1 - V_2) = eV,$$

где V — разность этих потенциалов.

Мы видели, что в электрическом токе происходит постоянное перемещение электричества от высшего потенциала к низшему, поэтому в электрическом поле непременно должна совершаться работа. Если сила тока равна J и ток проходил в течение t секунд, то количество прошедшего за это время электричества $e = Jt$, причем ток совершит работу:

$$U = JVt.$$

Работа, совершаемая в единицу времени, называется эффектом или мощностью, и следовательно эффект, или мощность тока

$$W = \frac{U}{t} = JV.$$

Основываясь на законе Ома, мы можем в этой формуле подставить

$$J = \frac{V}{r} \text{ или } V = Jr,$$

и получить таким образом три различных выражения для эффекта электрического тока:

$$W = JV = \frac{V^2}{r} = J^2 r.$$

166. Практические единицы работы и эффекта. — Если сила тока выражена в амперах, а разность потенциалов—в вольтах, то работа тока выражается в *джоулях* (72, **77**), а эффект—в *уаттах*.

Таким образом имеем:

$$\text{джоуль} = \text{кулон} \times \text{вольт} = 10^7 \text{ эрг} = \frac{10^7}{981} \, г \, см = \frac{1}{9{,}81} \, кгм.$$

$$\text{уатт} = \frac{\text{джоуль}}{\text{секунда}} = \frac{\text{кулон}}{\text{секунда}} \cdot \text{вольт} = \text{ампервольт}.$$

$$\text{уатт} = 10^7 \frac{\text{эрг}}{\text{секунда}} = \frac{1}{9{,}81} \frac{\text{килограммометр}}{\text{секунда}}.$$

Лошадиная сила представляет собою эффект, или мощность, в 75 килограммометров в секунду; поэтому можно сказать, что одна лошадиная сила равна $75 \cdot 9{,}81 = 736$ уатт.

Кроме того употребительны еще следующие наименования:

$$\text{гектоуатт} = 100 \text{ уатт},$$
$$\text{килоуатт} = 1\,000 \text{ уатт}.$$

Следовательно лошадиная сила равна 0,736 килоуатта.

Вместо единицы работы *джоуль* употребляются часто более крупные единицы — *гектоуаттчас* или *килоуаттчас*. Легко сообразить, почему

$$\text{гектоуаттчас} = 3{,}6 \cdot 10^5 \text{ джоулям},$$
$$\text{килоуаттчас} = 3{,}6 \cdot 10^6 \text{ джоулям}.$$

167. Джоулево тепло. — Спрашивается, куда же девается та работа, которая производится постоянным электрическим током? Джоуль до-

казал, что вся эта работа целиком превращается в теплоту внутри самого проводника, по которому идет постоянный электрический ток.

Что проводник, по которому идет электрический ток, нагревается, — было известно и раньше Джоуля, и в этом легко убедиться на любом опыте с электрическим током. При сильном токе проводник может быть доведен до степени каления, и этим обстоятельством пользуются в настоящее время в широкой степени для целей электрического освещения — так называемыми *лампочками накаливания*.

Но опыты Джоуля показали, что в проводнике, на концах которого разность потенциалов равна одному вольту и по которому течет один ампер, ежесекундно выделяется 0,24 *кал* (малых калорий) тепла.

С другой стороны, мы знаем, что в то же самое время эффект тока был равен одному уатту и что в течение одной секунды ток произвел работу в один джоуль, т. е. $\frac{1}{9{,}81}$ килограммометра.

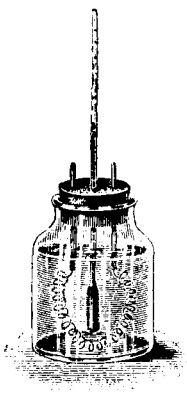


Рис. 164. Нагревание электрическим током.

Принимая во внимание, что малая калория равна 0,425 килограммометра, мы видим, что если действительно вся энергия электрического тока превращается в теплоту, то

$$\text{джоуль} = \frac{1}{9{,}81 \cdot 0{,}425} = 0{,}24 \ \textit{кал},$$

что и подтверждается опытами Джоуля.

Опыт Джоуля можно повторить в грубом виде при помощи следующего простого прибора (рис. 164). Небольшой стеклянный стакан (лучше взять термос) содержит в себе 200 $см^3$ воды. В пробке, закрывающей этот стакан, укреплены две проволоки, служащие концами спиралевидного проводника, погруженного в воду, и термометр. Если спираль (из манганина) имеет сопротивление в 1 ом и мы пустим в нее ток от двух аккумуляторов, т. е. от 4 вольт, то получим ток в 4 ампера. Это составляет эффект в 16 уатт и дает нам ежесекундно по 4 *кал* теплоты, вследствие чего температура воды в стакане будет подниматься приблизительно на 1 градус в минуту.

Предлагаем читателю самому проверить эти данные вычислением.

Конечно для получения точных результатов требуются все те предосторожности, которые обыкновенно принимаются при калориметрических опытах.

168. Нагревание проводника. — Представим себе, что в проводнике, *или в какой-нибудь мысленно выделенной нами части его*, идет электрический ток J; тогда проводник будет нагреваться, и его температура будет подниматься, причем в каждую секунду в нем будет выделяться $0{,}24J^2r$ малых калорий. Если длина проводника l, его поперечное сечение S и его удельное сопротивление ρ, то сопротивление проводника будет $r = \rho\frac{l}{S}$. Количество выделяемого тепла выразится через

$$W = 0{,}24J^2\rho\frac{l}{S}.$$

Так как объем проводника равен lS, то в каждом кубическом сантиметре каждую секунду будет выделяться

$$W_0 = 0{,}24\,\frac{J^2}{S^2}\rho = 0{,}24 i^2 \rho\ \frac{кал}{сек};$$

здесь i означает плотность электрического тока в амперах на 1 $см^2$.

Итак количество теплоты, выделяемой током в единицу времени и в единице объема проводника, пропорционально квадрату плотности тока и удельному сопротивлению проводника.

Этот результат мы можем получить и непосредственно. Разность потенциалов на длине 1 $см$ равна напряжению поля E, а эффект тока в $см^3$ будет iE. По закону Ома (124, **131**) $E = \rho i$; следовательно эффект

$$W = i^2\rho\ \frac{уатт}{см^3}.$$

Для того чтобы узнать, насколько повысится температура данного проводника, необходимо знать его теплоемкость. Пусть удельная теплота проводника равна c, а удельный вес, т. е. вес 1 $см^3$ его, — d; тогда теплоемкость одного кубического сантиметра его будет cd. Количество тепла, полученное проводником при повышении температуры его на ϑ градусов, будет $cd\vartheta$, и по закону Джоуля:

$$0{,}24 i^2 \rho t = cd\vartheta.$$

Но вычисление температуры проводника не может быть сделано по этой формуле, потому что, хотя вся энергия тока и превращается в теплоту, но не все тепло, доставляемое током, идет на нагревание проводника; часть этого тепла передается окружающему проводник пространству путем теплопроводности, другая часть — путем лучеиспускания. Температура проводника не будет расти все время, а достигнет некоторого предела. Действительно, чем выше будет температура проводника, тем больше будет он отдавать тепла окружающему пространству; поэтому через некоторое время прибыль тепла вследствие превращения электрической энергии и убыль его путем теплопроводности и лучеиспускания уравновесятся, и температура останется постоянною.

Вычисление окончательной температуры, принимаемой проводником при прохождении по нему электрического тока, в большинстве случаев довольно сложно. Поэтому на практике ограничиваются указанием той плотности тока, которую можно допустить в различных проводниках, не опасаясь их чрезмерного нагревания и порчи окружающего их изолирующего слоя. Эти данные устанавливаются непосредственным опытом. Так в технике принято допускать в изолированных проводниках плотность тока до 5 ампер на квадратный миллиметр.

В проводах, лишенных изолирующего покрова, или в проводах, хорошо вентилируемых или омываемых охлаждающею жидкостью, или наконец при кратковременных токах можно конечно допустить гораздо бо́льшую плотность электрического тока.

Влияние окружающей среды на температуру проводника можно легко заметить на следующем опыте. Если через платиновую прово-

лочку, помещенную в пустоте, пропускать электрический ток такой силы, чтобы проволочка накаливалась, и затем пустить в это пространство воздух, то мы тотчас же заметим уменьшение накаливания, т. е. понижение температуры проволочки, потому что в первом случае лишь незначительное количество тепла терялось лучеиспусканием, во втором же случае к лучеиспусканию прибавилась еще потеря тепла через теплопроводность и конвекцию в воздухе.

169. Энергия, выделяемая при последовательном и параллельном соединении. — Если проводники включены в цепь *последовательно*, то сила тока J в обоих проводниках одинакова, и энергия, выделяемая в том и другом проводнике ежесекундно, или эффект тока, будет:

$$W_1 = J^2 r_1; \quad W_2 = J^2 r_2.$$

Эти эффекты *прямо пропорциональны* сопротивлениям.

Вот почему угольная нить лампочки накаливания раскаляется, тогда как медные провода, ведущие к ней ток, остаются холодными. По той же причине плохое соединение двух проволок (плохой контакт) электрической сети должно преимущественно нагреваться током. Обыкновенно для предотвращения этого в электрических установках концы соединяемых проволок тщательно спаивают вместе.

При *параллельном* соединении сила тока в проводниках будет разная, зато все они имеют общую разность потенциалов V, и энергия, выделяемая ежесекундно, может быть выражена формулами:

$$W_1 = \frac{V^2}{r_1}; \quad W_2 = \frac{V^2}{r_2}.$$

В этом случае эффекты *обратно пропорциональны* сопротивлениям, т. е. как раз противоположно тому, что наблюдается при последовательном соединении проводников.

Отсюда следует, что если лампочки накаливания включены в цепь параллельно, как это и делается обыкновенно, то лампочка с меньшим сопротивлением будет брать на себя больше энергии, чем лампочка с бóльшим сопротивлением.

По той же причине, при включении в цепь какого-либо малого сопротивления, свет параллельно включенных лампочек тотчас же ослабляется.

170. Коэфициент полезного действия. — Всем хорошо известно, что энергия, добываемая тем или иным способом, не может быть целиком употреблена с пользою; часть этой энергии всегда теряется в различного родах механизмах или передатчиках энергии. Отношение полезной энергии ко всей добываемой энергии и называется *коэфициентом полезного действия* данного механизма или данного сооружения. Ясно, что коэфициент полезного действия всегда меньше единицы, но механизм нужно считать тем совершеннее, чем ближе его коэфициент полезного действия к единице. Часто коэфициент полезного действия выражают в процентах, и тогда желательно, чтобы он был близок к 100%.

В современных электромашинах коэфициент полезного действия очень велик и иногда доходит до 96%. Но сооружения, состоящие

из целого ряда связанных между собою механизмов, имеют коэфициент гораздо меньший. Так например обыкновенно считается, что в котлах и паровых машинах тратится около одного килограмма угля на лошадиную силу в час. Но один килограмм хорошего угля выделяет при горении 8 000 больших калорий тепла, что составляет 3 400 000 *кгм*. Между тем одна лошадиная сила в час составляет лишь $75 \cdot 60 \cdot 60 = 270\,000$ *кгм*, и коэфициент полезного действия получается 0,08, или около 10 %.

Рассмотрим сооружение, состоящее из парового котла, паровой машины и электромашины.

Если тепловую энергию топлива обозначим через U_0, а коэфициент полезного действия котла — через η_1, то получим энергию пара, подходящего к паровой машине, равную $U_1 = \eta_1 U_0$. Часть этой энергии пойдет на нагревание паровой машины и на трение; если коэфициент полезного действия паровой машины η_2, то механическая энергия, получаемая электромашиной, будет лишь

$$U_2 = \eta_2 U_1 = \eta_1 \eta_2 U_0.$$

Наконец если коэфициент электромашины η_3, то электрическая энергия во внешней цепи

$$U = \eta_1 \eta_2 \eta_3 U_0 = \eta U_0.$$

Здесь η будет очевидно коэфициентом полезного действия всего сооружения; мы видим, что он равен произведению из коэфициентов полезного действия отдельных частей этого сооружения. Так как все эти коэфициенты меньше единицы, то произведение их будет и подавно меньше единицы:

$$\eta = \eta_1 \eta_2 \eta_3.$$

Сказанное нами об *энергии* применимо конечно и к *мощности*.

В вышеприведенном примере наибольшая потеря энергии происходит в котлах, около 85 %, так что только $\eta_1 = 0{,}15$ энергии, выделяемой топливом при горении, доходит до паровой машины; если коэфициенты полезного действия машин равны соответственно $\eta_2 = 0{,}75$ и $\eta_3 = 0{,}85$, то $\eta = 0{,}15 \cdot 0{,}75 \cdot 0{,}85 = 0{,}1$. Это означает, что всего только 10 % тепловой энергии топлива мы получаем в виде электрической энергии в цепи. Подобным образом обыкновенно и рассчитывают количество полезной энергии.

Наоборот, если мы знаем, сколько полезной энергии нам необходимо получить, то, по известным коэфициентам полезного действия, можем определить, какой мощности нам нужны машины.

Коэфициент полезного действия какой-либо машины или какого-либо аппарата не есть величина постоянная, а зависит также от количества потребляемой энергии. Данные выше величины коэфициентов для машин соответствуют случаям, когда машины работают при тех именно условиях, для которых они рассчитаны; при большем или меньшем потреблении энергии или, как принято говорить, при большей или меньшей их *нагрузке* сравнительно с нормальной, их коэфициенты полезного действия будут уже меньше.

171. Наибольшее полезное действие. — Не нужно смешивать коэфициент полезного действия с самим полезным действием. Стремясь к наибольшему коэфициенту полезного действия, мы не всегда достигнем наибольшего полезного действия.

В особенности ясно видно это на примере гальванической батареи.

Пусть $\mathcal{E}$ — электродвижущая сила данной батареи, а J — сила даваемого ею тока; тогда полный эффект батареи

$$W_0 = \mathcal{E} J \text{ уатт.}$$

Мы знаем, что не весь этот эффект получается нами во внешней цепи, потому что часть его затрачивается бесполезно на внутреннее сопротивление, т. е. на нагревание самой батареи, и если V — вольтаж, то во внешней цепи мы получим лишь эффект

$$W = VJ \text{ уатт.}$$

Это и будет *полезный* эффект батареи, а коэфициент ее полезного действия будет следовательно:

$$\eta = \frac{W}{W_0} = \frac{V}{\mathcal{E}}.$$

Как видим, коэфициент η зависит от нагрузки, т. е. от силы тока J, так как вольтаж сам зависит от J (130, **122**):

$$V = \mathcal{E} - Jr.$$

Коэфициент полезного действия будет наибольший и будет равен единице, когда $V = \mathcal{E}$.

Но тогда сила тока J должна быть равна нулю, т. е. батарея совсем не должна работать, а вместе с тем и ее полезное действие тоже будет равно нулю.

Если же мы пожелаем извлечь из данной нам батареи наибольшее полезное действие, то должны брать от нее такой ток J, чтобы эффект U был наибольший. Эту величину мы можем представить так:

$$W = VJ = (\mathcal{E} - Jr)J = r\left(\frac{\mathcal{E}}{r} - J\right)J.$$

Внутреннее сопротивление данной батареи есть величина постоянная, поэтому для наибольшего W нам необходимо, чтобы произведение $\left(\frac{\mathcal{E}}{r} - J\right)$ и J было наибольшим. Так как сумма этих двух множителей равна $\frac{\mathcal{E}}{r}$ и есть величина постоянная, то произведение их будет наибольшим, когда они равны друг другу:

$$\frac{\mathcal{E}}{r} - J = J,$$

откуда

$$J = \frac{\mathcal{E}}{2r}.$$

Зная, что сила тока

$$J = \frac{\mathcal{E}}{r + r_1},$$

мы приходим к заключению, что *наибольшее полезное действие* данной батареи мы получим в том случае, если сделаем внешнее сопротивление r равным внутреннему сопротивлению r_1 батареи.

В этом случае вольтаж во внешней цепи будет:

$$V = \frac{\mathcal{E}}{2},$$

коэфициент полезного действия

$$\eta = \frac{V}{\mathcal{E}} = \frac{1}{2} = 50\,\%,$$

а само полезное действие

$$W = VJ = \frac{\mathcal{E}^2}{4r}$$

будет наибольшим.

Наибольшее полезное действие при данной электродвижущей силе будет тем больше, чем меньше внутреннее сопротивление батареи.

Выведенные нами соотношения имеют место не только для гальванической батареи, но и для других источников электрического тока.

172. Технические применения электрического нагревания. — Джоулевым теплом пользуются в технике при устройстве нагревательных приборов. Эти приборы, предназначенные большею частью для нагревания воды, имеют вид кастрюли, чайника и т. п.,

Дно, а иногда и бока подобных приборов делаются двойными, а внутри помещают проволоку, покрытую особою, выдерживающею высокую температуру эмалью, или вкладывают слюдяную пластинку с тонким проводящим слоем. При пропускании тока проволока или проводящий слой нагреваются и передают свое тепло прибору и находящейся в нем воде. Конечно, если воды еще нет в приборе, то его нельзя включить в сеть тока, потому что находящийся внутри проводник нагреется при этом слишком сильно, и прибор может испортиться.

Вычислим для примера, что стоит вскипятить 1 *л* (4 стакана) воды. Для нагревания одного литра на 100° нам необходимо затратить 100 000 *кал*. Прибавляя еще 20 % на потери лучеиспусканием и теплопроводностью нагревателя, можем написать по закону Джоуля:

$$0{,}24\,VJt = 120\,000 \text{ } кал,$$

откуда

$$VJt = 500\,000 \text{ джоулей} = 1{,}4 \text{ гектоваттчасов}.$$

Считая стоимость гектоваттчаса за 3 коп., получаем стоимость нагревания 4 стаканов воды до 100° в 4,2 коп.

Несмотря на такую кажущуюся дороговизну электрического способа нагревания, он тем не менее понемногу входит в употребление благодаря своему удобству и опрятности, а в некоторых случаях он оказывается даже более выгодным.

Во всех технических приборах нагревание вызывается либо сопротивлением металла, как например в разного рода нагревательных приборах и при электрическом плавлении, либо сопротивлением плохого контакта, как например при электрическом паянии, или наконец сопротивлением раскаленного воздуха в вольтовой дуге, как в печи Муассана.

В лабораториях теперь нередко употребляется электрическая печь Гереуса. Она состоит из фарфоровой трубки, окруженной спирально намотанной платиновой лентой толщиною в 0,007 *мм*. При прохождении тока лента накаливается, и внутри фарфоровой трубки можно получить температуру до 2 000°. Для предотвращения потери тепла наружу внутренняя фарфоровая трубка окружается снаружи второй трубкой большего диаметра, и промежуток между ними заполняется каким-нибудь веществом, плохо проводящим тепло, например магнезией.

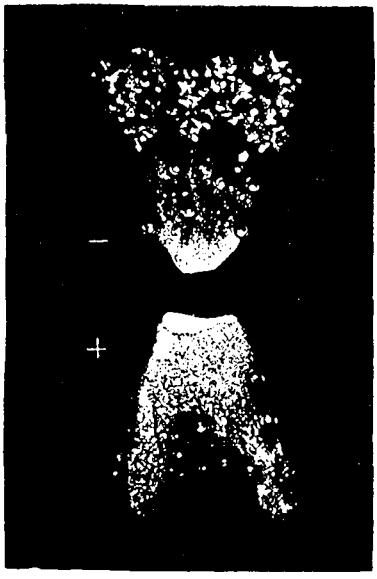


Рис. 165. Угли вольтовой дуги.

173. Вольтова дуга. — Еще более высокие температуры можно получить при помощи так называемой „вольтовой дуги".

Производя опыты с вольтовым столбом, химик Дэви в Англии и одновременно с ним Петров в России (1803 г.) заметили, что если соединить концы вольтова столба с двумя соприкасающимися угольками, то угольки загораются ослепительно белым пламенем. При горизонтально помещенных угольках пламя, образующееся между ними, изгибается кверху в виде дуги, почему это явление и получило название *вольтовой дуги*. В настоящее время вольтова дуга, как известно, употребляется для освещения.

Вольтова дуга образуется следующим образом. При соединении углей между ними получается плохой контакт, и это место быстро нагревается и накаливает окружающий воздух. Так как раскаленный воздух довольно хорошо проводит электричество, то можно раздвинуть концы углей на некоторое расстояние, причем ток поддерживает воздух в раскаленном состоянии и образует пламя вольтовой дуги. Конечно при этом не только воздух, но и сами угли сильно раскаливаются и отчасти сгорают, отчасти превращаются в пары (сублимируются). В особенности сильно сгорает положительный уголь, вследствие чего в нем образуется кратер (рис. 165). Положительный уголь главным образом и испускает из себя тот белый свет, которым пользуются для освещения.

Температура кратера равна около 4 000°. Луммер показал, что если поместить вольтову дугу в атмосферу азота под давлением 20 атмосфер, то температура кратера может повыситься до 6 000°.

174. Регуляторы вольтовой дуги. — По мере сгорания углей их приходится сближать друг с другом, иначе дуга потухнет. Это сближение делается либо рукой, либо при помощи особых автоматических *регуляторов*. На рис. 166 показана ручная регулировка вольтовой дуги.

Так как положительный уголь сгорает приблизительно вдвое быстрее отрицательного, то его делают вдвое большего сечения; тогда сближение обоих углей при сгорании может быть одинаковым.

При одинаковом сближении обоих углей источник света, несмотря на сгорание углей, остается все в одном и том же месте, а это для многих целей, например для проекционных фонарей, является необходимым.

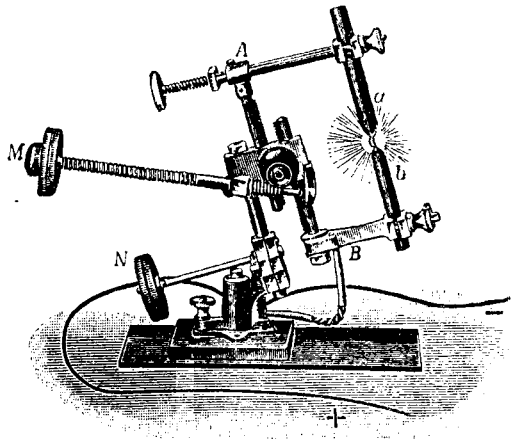


Рис. 166. Ручной регулятор.

Расстояние между углями бывает обыкновенно от 2 до 5 *мм* и при силе тока в 10—15 ампер разность потенциалов между углями достигает 40—50 вольт. При соответственном расстоянии между углями получается правильное и спокойное горение дуги: в противном случае вольтова дуга перескакивает от одного места угля к другому, свет получается неровный, и дуга шипит. Для более правильного образования кратера центральную часть положительного угля делают из более рыхлой угольной массы, чем его наружная часть, и такие угли называются тогда *фитильными углями*.

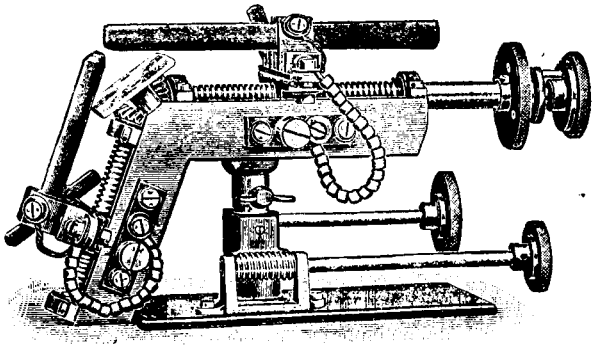


Рис. 167. Ручной регулятор.

Так как почти весь свет дуги исходит из кратера положительного угля, то при расположении углей, показанном на рис. 166, весь свет направился бы вниз, к отрицательному углю. Во избежание этого отрицательный уголь *b* ставят немного вперед, вследствие чего кратер образуется не по оси угля, а сбоку, со стороны *a*, и свет идет более горизонтально. Кроме того оба угля немного наклоняют назад, как это показано на рис. 166.

В самое последнее время ради получения горизонтального пучка света стали ставить уголь *a* горизонтально, оставляя *b* наклонным (рис. 167).

175. Печь Муассана. — Мы уже сказали, что в вольтовой дуге можно получить температуру около 4 000°. При такой высокой температуре плавятся почти все известные нам вещества. Этим обстоятельством воспользовался французский химик Муассан для устройства особой электрической печи, изображенной на рис. 168. Электрический ток проводится в печь двумя толстыми угольными стержнями. Материалом для печи служит известняк с примесью кремнезема, отличающийся своею тугоплавкостью и плохою теплопроводностью.

Благодаря сосредоточению энергии (100 вольт, 2 000 ампер) в небольшом сравнительно пространстве Муассану удалось достигнуть очень

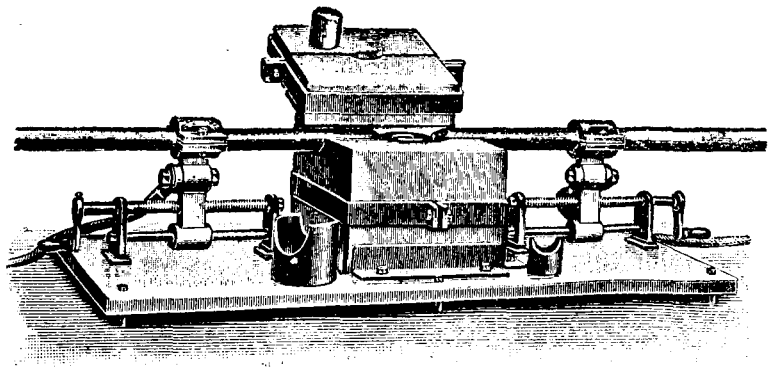


Рис. 168. Печь Муассана.

высоких температур и открыть целый ряд новых химических реакций. При восстановлении негашеной извести углем Муассаном был получен кальций-карбид, служащий для получения газа ацетилена (ярко светящегося при сгорании); им же открыт карборунд (кристаллическое соединение кремния и углерода), и наконец в той же печи Муассану впервые удалось получить искусственный алмаз.

176. Освещение накаливанием. — Кроме вольтовой дуги для освещения пользуются еще накаливанием проводников электрическим током. Как известно, нагретое тело испускает из себя целый спектр лучей, которые имеют различные длины волн. Когда длины волн этих лучей находятся между 0,76μ и 0,38μ ($\mu = 0{,}001$ миллиметра), то они становятся видимыми нашим глазом. Чем выше температура лучеиспускающего тела, тем больше лучеиспускаемая им энергия содержит в себе более коротких волн (закон Вина). Поэтому каление при низкой температуре представляется нам красным, затем при повышении температуры прибавляются лучи желтые и голубые, отчего и каление переходит в белое. Желая получить по возможности больше видимых лучей, мы должны повышать температуру светящегося тела, а так как при белом калении большинство тел уже близко к своей точке плавления, то очевидно необходимо выбирать для лампочек накаливания тела тугоплавкие.

На рис. 169 изображена лампочка, изобретенная Эдисоном. Она состоит из тонкой угольной нити, помещенной внутри стеклянного грушевидного сосуда; для того чтобы уголь при накаливании не сгорал, из сосуда удален воздух. Угольная нить присоединяется к двум платиновым проволочкам, впаянным в основание грушевидного сосуда. Платина выбрана для этой цели потому, что она имеет почти такой же коэфициент расширения от температуры, как и стекло, а потому при изменении температуры лампочка не лопается, и впайка остается прочной.

Одна из платиновых проволочек соединена с центральным медным стержнем *a*, тогда как другая припаяна к цилиндрической медной оправе *b*, снабженной винтовой нарезкой. Оба образованных таким образом полюса лампочки изолируются друг от друга гипсом.

Включение лампочек в сеть делается при помощи эдисоновского патрона (рис. 169, внизу), в котором центр *a* соединен с одним из проводов сети, тогда как цилиндрическая часть *bb*, снабженная тоже винтовой нарезкой, как и лампочка, соединена с другим проводом.

При ввинчивании лампочки в патрон получается соединение нарезки *b* лампы с нарезкой патрона, а стержня лампы *a* — с центральной частью патрона *a*, вследствие чего уголек лампочки оказывается включенным в сеть.

При температуре каления (около 1 800°) световая энергия, испускаемая угольком лампочки, составляет лишь около $^{1}/_{100}$ энергии тока, остальные $^{99}/_{100}$ представляют собою невидимое глазу лучеиспускание инфракрасных лучей.

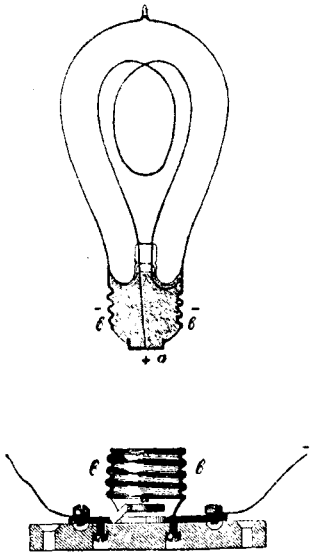


Рис. 169. Лампочка накаливания и патрон Эдисона.

При повышении температуры каления максимум лучеиспускания передвигается в сторону более коротких световых волн, причем количество даваемого раскаленным телом света быстро растет.

Так например в то время как лампочка накаливания при 1 500° испускает 0,1 свечи с каждого квадратного миллиметра своей поверхности, при 1 800° она дает уже 1 свечу, а раскаленный уголь в вольтовой дуге при вдвое более высокой температуре дает уже в 3 000 раз больше света.

Имея это в виду, в настоящее время стали для лампочек накаливания применять вместо угля тугоплавкие металлы — иридий, осмий, вольфрам или сплавы их, как например осрам (осмий и вольфрам) (рис. 170), и доводить температуру каления до 2 400° и выше.

Дальнейшему повышению температуры металлических нитей препятствовало их испарение (или распыление), отчего внутренняя поверхность стеклянной оболочки быстро покрывалась темным налетом. Но в самое последнее время удалось устранить это затруднение путем наполнения лампочки азотом (лампы „Нитра“ или „Азо“) (рис. 171) при давлении

около одной атмосферы. Конечно в атмосфере азота раскаленная нить теряет больше тепла, чем в пустоте; но эту потерю тепла можно значительно уменьшить, располагая вольфрамовую нить вблизи центра шарового сосуда и в виде очень мелко навитой спирали. Такими способами удалось повысить температуру нити без значительного распыления металла до 2 800 °.

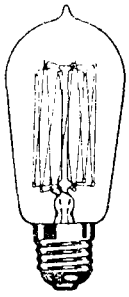


Рис. 170.

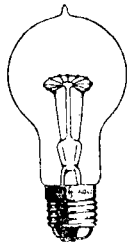


Рис. 171.

Все эти металлы гораздо лучше проводят ток, чем уголь, а потому для получения соответственного сопротивления приходится делать металлическую нить гораздо длиннее и тоньше, чем угольную (125, **133**). Это представляет некоторые технические затруднения; тем не менее благодаря 70% экономии в трате энергии лампочки с металлическою нитью все более и более входят в практику.

Приводим таблицу расхода электрической энергии в различных лампочках.

Источник света	W	λ	T
Угольная	около 3,5	1,4	2 000°
Лампа Нернста	„ 1,3	1,2	2 200°
Металлическая нить . . .	„ 1,0	1,1	2 400°
Лампа „Нитра“	„ 0,7	1,0	2 800°
Вольтова дуга	„ 0,5	0,7	4 000°

В этой таблице W означает ежесекундный расход энергии на одну свечу, λ — длина световой волны в микронах, соответствующая максимальной энергии в спектре данного источника света, а T — абсолютная температура источника.

177. Предохранитель. — Джоулевым теплом пользуются также для устройства „предохранителей“; это — небольшие свинцовые или серебряные проволочки, включаемые в разных местах цепи; размеры проволочек подобраны так, что они выдерживают только определенной силы токи, например 5, 10, 25 ампер. Если обе проволоки какой-либо электрической сети случайно или нарочно будут приведены в непосредственное соприкосновение или будут соединены очень малым сопротивлением, то произойдет так называемое „короткое замыкание“ — ток превзойдет максимальную допустимую для данной цепи силу, тогда серебряная проволочка переплавляется, и ток прекращается. Так как при таком переплавлении проволочки образуется пламя, то во избежание пожара проволочка помещается внутри фарфорового патрона (рис. 172) и окружена тальком.

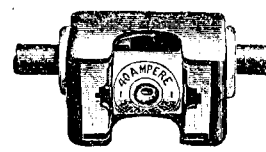


Рис. 172. Предохранитель.

178. Расчет реостата. — В заключение этого отдела полезно будет разобрать один простой пример, часто встречающийся в практике. Пусть нам дан постоянный источник электрического тока в 110 вольт, и нам желательно воспользоваться им для вольтовой дуги. Так как данный нам источник тока имеет электродвижущую силу бо́льшую, чем это требуется для правильного горения дуги, то нам придется включить в цепь добавочное сопротивление, или реостат. Из данных нам 110 вольт для дуги требуется только 45 вольт, поэтому в добавочном сопротивлении должно быть падение потенциала, или, как часто выражаются, потеря напряжения в 65 вольт. Если сила тока равна 12 ампер, то реостат должен иметь $R = \frac{65}{12} = 5{,}4$ ома. Такое сопротивление можно конечно сделать из любого материала, но имея в виду, что по этому реостату потечет ток в 12 ампер, нам нужно выбрать для него такую толщину проволоки, чтобы он не слишком сильно нагревался. Для 12 ампер достаточно взять голую проволоку сечением в 2 *мм*², т. е. $S = 0{,}02$ *см*²; а если проволоку сделать из никелина с удельным сопротивлением $\rho = 45 \cdot 10^{-6}$ омо-сантиметров, то длина ее будет $l = \frac{5{,}4 \cdot 0\,02}{45 \cdot 10^{-6}} = 2\,400$ *см*. Включив такой реостат последовательно с вольтовой дугой, мы получим следующее распределение мощности электрического тока: полный эффект тока будет равен $110 \cdot 12 = 1\,320$ уатт; эффект, потребляемый дугою: $45 \cdot 12 = 540$ уатт; эффект бесполезный, идущий на нагревание реостата: $65 \cdot 12 = 780$ уатт, и коэфициент полезного действия $\eta = 45 : 110 = 0{,}4$. Гораздо выгоднее, если это возможно и необходимо, включить две вольтовы дуги последовательно; тогда на них пойдет $2 \cdot 45 = 90$ вольт, а на реостат придется всего лишь 20 вольт; в этом случае коэфициент полезного действия будет вдвое больше предыдущего.

Добавочные реостаты имеют обыкновенно вид, показанный на рис. 151 и 152.

179. Пример. — Пусть для освещения какого-либо зала требуется 100 лампочек накаливания по 50 свечей каждая, т. е. всего требуется 5 000 свечей. Если применить для этого освещения так называемые „полуваттные“ („Азо“) лампы, которые при небольших лампочках расходуют около 0,7 уатта на свечу, то на все освещение потребуется:

$$5\,000 \cdot 0{,}7 = 3\,500 \text{ уатт} = 4{,}7 \text{ } л.\ с.$$

Если коэфициент полезного действия динамомашины 0,85, а потери в проводе мы допустим 10%, то на все 100 лампочек потребуется машина в

$$4{,}7 \cdot 1{,}15 \cdot 1{,}10 = 6 \text{ } л.\ с.$$

В прежнее время, когда еще не умели делать тонких металлических волосков для лампочек накаливания, а употребляли исключительно угольные нити, на те же 5 000 свечей требовалась мощность, почти в 7 раз большая.

VI. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСТВО

180. Явление Зеебека. — При рассмотрении явления Вольты (117, 132) мы пришли к заключению, что ряд металлов, соединенных последовательно в одну общую цепь, не может дать постоянного электрического

тока, потому что электродвижущие силы при этом взаимно уничтожаются. Но Зеебек (1823 г.) заметил, что если спаять концы двух металлических проволок, сделанных из висмута и меди, и нагреть один из спаев, оставляя другой холодным, то в цепи получается электрический ток.

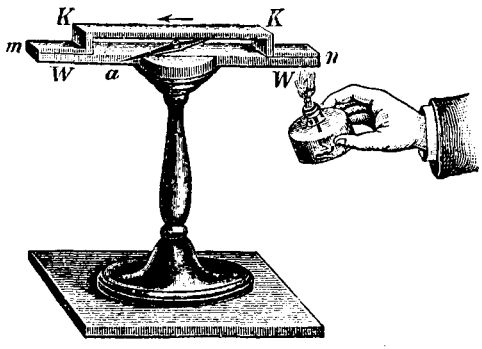


Рис. 173. Явление Зеебека.

Этот ток носит название *термоэлектрического тока*, а комбинация проводников, дающая такой ток, называется *термоэлементом*.

Термоэлектрический ток легко наблюдать на приборе рис. 173, где WW — пластинка из висмута, а KK — припаянная — из меди. Если нагреть один из спаев спиртовой лампочкой, то появляется электрический ток; магнитная стрелка a, помещенная между пластинками, отклоняется и показывает, что ток идет через нагретый спай от висмута к меди, а через более холодный спай — от меди к висмуту.

Дальнейшие исследования показали, что термоэлементы можно получить не только из висмута и меди, но и из других металлов.

В нижепомещенной таблице приведены электродвижущие силы некоторых термоэлементов, при температурах спаев 0 и 100°.

Знак + означает, что ток идет через нагретый спай от первого металла ко второму:

Металлы	Вольты
Висмут — сурьма	+ 0,011
Медь — железо	+ 0,001
Константан — железо	+ 0,0053
Медь — константан	0,0047
Платина — платин-родий	0,001

Электродвижущие силы других комбинаций тех же металлов можно вычислять по этим данным по закону Вольты (118, **124**); так например:

Медь — железо = медь — константан + константан — железо.

Электродвижущие силы различных термоэлементов в первом приближении пропорциональны разности температур нагретого и холодного спая. Однако это справедливо только для небольших разностей температур, так как сам коэфициент пропорциональности зависит от температуры. Беккерель нашел, что для комбинации медь — железо, при одной и той же *разности* температур обоих спаев, электродвижущая сила получается почти одна и та же до 140°, затем она падает до нуля, а при температуре выше 300° она даже меняет свой знак, т. е. ток идет через нагретый спай от железа к меди. Аналогичные результаты получены и для других термоэлементов, и явление это носит название *инверсии* термоэлектрического тока.

Авенариус нашел, что зависимость термоэлектричества от температуры можно выразить для всех металлов в виде параболы (рис. 174); вершина параболы соответствует температуре *инверсии*.

181. Явление Пельтье. — Пельтье открыл явление, в известном смысле противоположное явлению Зеебека. Он заметил, что если соединить два каких-нибудь металла последовательно и пропустить через них электрический ток, то кроме нагревания самих металлов появляются еще добавочные тепловые действия в месте соединения обоих металлов, т. е. в их спае. Кроме того он нашел, что если при одном каком-либо направлении тока получается повышение температуры спая, то при обратном направлении тока замечается его охлаждение. Так например пропуская электрический ток через сурьмяную палочку, к обоим концам которой припаяны палочки из висмута, мы заметим, что тот спай, где электрический ток идет от висмута к сурьме, охлаждается, тогда как другой спай нагревается. При перемене направления тока наблюдается обратное явление — роли обоих спаев меняются. Подобные же явления наблюдаются и с другими металлами.

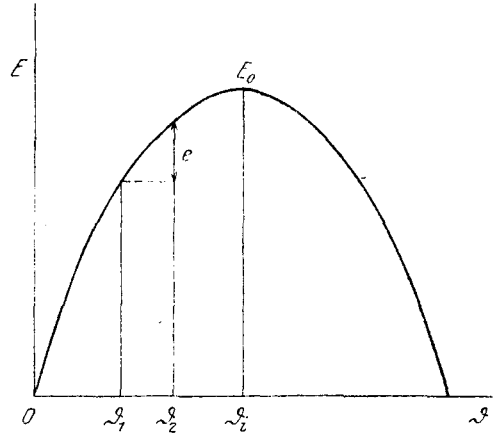


Рис. 174. Явление инверсии термоэлектричества.

Сам Пельтье придумал следующий изящный способ наблюдения этого явления. Две палочки (рис. 175), из которых одна AB сделана из сурьмы, а другая CD — из висмута, спаяны крест-накрест друг с другом (крест Пельтье). Если к концам A и C присоединить батарею E и пустить ток через спай m по направлению от сурьмы к висмуту, то спай будет нагреваться; если же затем, прекратив ток, соединить B и D с гальванометром G, то нагретый спай m будет действовать как термоэлемент, и мы получим отклонение гальванометра; положим, что стрелка гальванометра отклонилась при этом влево. При перемене направления тока в цепи ACE спай m охладится, и отклонение стрелки в гальванометре G последует в другую сторону.

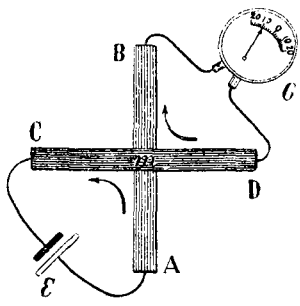


Рис. 175. Крест Пельтье.

Для объяснения явления Пельтье мы должны принять, что в месте соприкосновения двух разных тел, каковы например висмут и сурьма, имеется разность потенциалов, как это и следует из опытов Вольты, причем потенциал сурьмы всегда на некоторую величину V больше потенциала висмута. Вследствие этого, когда электрический ток J идет через спай от сурьмы к висмуту, он совершает ежесекундно работу VJ,

которая имеет положительное значение, и поэтому этот спай должен постепенно нагреваться; наоборот, в другом спае, при проходе тока от низшего потенциала висмута к высшему потенциалу сурьмы, требуется ежесекундно тратить работу $-VJ$; эта работа и производится за счет теплоты спая, и спай вследствие этого должен охлаждаться.

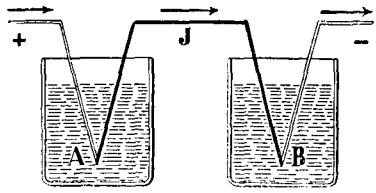


Рис. 176. Опыт Леру с явлением Пельтье.

Желая количественно исследовать этот вопрос на опыте, Леру припаял к двум концам висмутовой проволоки AB (рис. 176) медные провода и опустил оба спая в два калориметра. Пропуская через оба спая один и тот же электрический ток, Леру измерял то количество тепла, которое выделяется в калориметре в течение некоторого промежутка времени t. В каждом из этих калориметров будет выделяться тепло Джоуля J^2r и тепло Пельтье VJ. Но теплота Пельтье в том и другом калориметре будет разных знаков, потому что в одном спае A ток идет от меди к висмуту, — этот спай будет нагреваться, — тогда как в другом спае B — от висмута к меди — этот спай будет охлаждаться.

Вследствие этого мы получим количество теплоты, выделенное в одном из калориметров:

$$q_1 = (rJ^2 + VJ)t,$$

а в другом калориметре:

$$q_2 = (rJ^2 - VJ)t.$$

Если сопротивления r в обоих калориметрах одинаковы, то

$$q_1 - q_2 = 2VJt;$$

эта разность уже не содержит более теплоты Джоуля.

Зная теплоемкости калориметров и наблюдая повышение их температуры, мы можем определить по этой формуле разность потенциалов V спая.

Опыты Леру показали однако, что эта разность потенциалов не совпадает с тою разностью, которая наблюдается в опытах Вольты непосредственным электрометрическим способом. Так например для спая меди с цинком разность потенциалов, выведенная из опытов с явлением Пельтье, оказывается всего 0,000015 вольт, тогда как непосредственный электрометрический метод дает 0,768 вольт. Такое разногласие опытов, как это уже указывалось выше (118, **123**), можно объяснить тем, что в электрическом способе на наблюдаемую разность потенциалов влияют побочные причины.

Результаты опытов Леру показывают, что разность потенциалов, возникающая в месте соприкосновения двух разных металлов, если и существует, то очень мала и измеряется лишь тысячными долями вольта, а не целыми вольтами (118, **123**).

182. Явление Томсона. — В. Томсон (лорд Кельвин), исходя из теоретических соображений и основываясь на принципах термодинамики, доказал, что явления Зеебека и Пельтье связаны друг с другом и что существование одного из них обусловливает и существование другого. Если

какой-либо спай A/B при нагревании дает электрический ток по направлению от A к B (явление Зеебека), то, согласно выводам Томсона, при пропускании электрического тока от постороннего источника и в том же самом направлении спай этот должен охлаждаться (явление Пельтье); наоборот, спай B/A должен нагреваться. Это и подтверждается на опыте, и все термоэлементы дают явление Пельтье. Однако по этой теории Томсона электродвижущая сила термоэлементов должна быть пропорциональна разности температур двух спаев, между тем, как выше было сказано (166, **180**), этой пропорциональности, вообще говоря, не наблюдается; более того: наблюдается даже *инверсия*. Отсюда Томсон заключил, что кроме электродвижущей силы в спае двух металлов должна возникать еще электродвижущая сила и в *одном и том же* металле, различные части которого имеют различную температуру. Сам Томсон подтвердил свое умозаключение на опыте, а затем другие исследователи, в особенности Леру, производили над явлением Томсона более точные наблюдения. В различных телах эта тепловая электродвижущая сила бывает весьма различна. Так например в *висмуте* потенциал *нагретого* места *выше* потенциала *холодного* места, в сурьме же—наоборот.

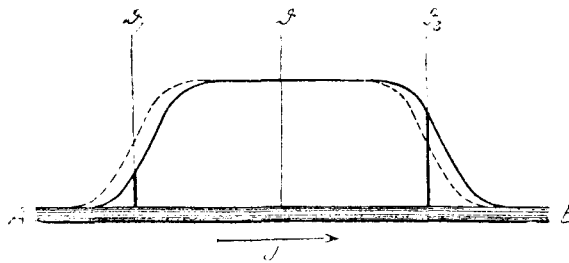


Рис. 177. Явление Томсона.

Соответственно с этим, если мы станем пропускать ток по металлу, различные части которого имеют различную температуру, то должны ожидать явления, обратного только-что описанному, а именно, в тех местах, где ток будет итти от высшего потенциала к низшему, там будем иметь добавочное (кроме джоулева) нагревание, тогда как при переходе электричества с низшего потенциала на высший получим охлаждение. Так например в висмуте (рис. 177), при переходе тока от холодного места к горячему (повышение потенциала), мы получим охлаждение, а при переходе от горячего места к холодному — нагревание.

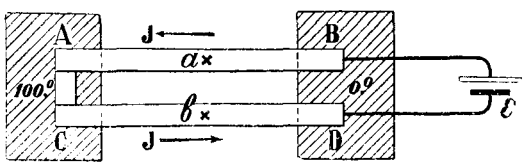


Рис. 178. Опыты Леру с явлением Томсона.

На рис. 177 пунктиром показано распределение температур ϑ до пропускания тока, а сплошной линией — распределение температур при токе J. Явление имеет такой вид, как будто теплота движется вместе с током. Однако в сурьме наблюдается обратное явление.

Впрочем все эти явления настолько слабы, что могут быть наблюдаемы только очень чувствительными методами.

Для измерения явления Томсона Леру употребил следующий способ. Он брал два насколько возможно одинаковых стержня AB и CD

(рис. 178) из испытуемого материала и, соединив концы A и C вместе, соединял B и D с батареей элементов E. Кроме того концы A и C поддерживались при температуре 100°, тогда как концы B и D—при температуре 0°.

Пока ток не замкнут, теплота двигается по обоим стержням одинаково, и термоэлементы, помещенные в точках a и b, показывают одинаковую температуру. Но если замкнуть ток, то в a, где ток идет против теплоты, наблюдается более низкая температура, чем в b, где ток идет по тому же направлению, что и теплота.

Сильнее всего явление Томсона можно наблюдать в висмуте и цинке; в железе и платине наблюдается то же явление, но лишь с обратным знаком, а именно в этих металлах при одинаковом направлении электрического тока и движении теплоты температура тела понижается; наконец в свинце явление Томсона совсем незаметно.

Из опытов с висмутом оказалось, что в нем, при разности температур в один градус, 1 ампер переносит $2{,}4 \cdot 10^{-6}$ малых калорий в секунду. Если обозначить разность потенциалов через V, то имеем:

$$JV \cdot 0{,}24 = 2{,}4 \cdot 10^{-6}.$$

Отсюда определяется разность потенциалов между нагретым и холодным местом при разности температур в один градус:

$$V = 10^{-5} \text{ вольт.}$$

183. Термоэлектрические батареи. — Как видно из приведенной выше таблицы (166, 180), электродвижущая сила термоэлектричества вообще очень слаба; поэтому, желая воспользоваться ею для каких-нибудь технических целей, приходится соединять несколько термоэлементов последовательно (рис. 179).

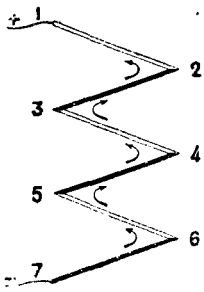


Рис. 179. Схема термобатареи.

При этом получается целый ряд следующих друг за другом спаев, и если нагревать через один спай,— например все четные спаи, — а остальные держать при более низкой температуре, то мы получим в цепи сумму электродвижущих сил всех последовательно соединенных термоэлементов.

Такие термоэлектрические батареи были предложены различными изобретателями.

В настоящее время часто употребляется термоэлектрическая батарея Гюльхера (рис. 180); она составлена из тонких трубок из никеля и стержней из сплава сурьмы и никеля. Никелевые трубки представляют собою газовые горелки, и верхняя нагреваемая часть этих трубок соединена при помощи медных или железных стержней со стержнями, состоящими из сплава сурьмы с цинком. Наружные медные пластины, представляющие собою ребристую поверхность, служат для более быстрого охлаждения наружных спаев. Батарея из 66 таких элементов, изображенная на рис. 180, дает электродвижущую силу в 4 вольта, имеет сопротивление 0,65 ома и расходует около 180 литров газа в час.

Подсчитаем, что дает такая термобатарея. Прежде всего заметим, что при токе в 3 ампера на внутреннее сопротивление батареи тратится

$0{,}65 \cdot 3 = 1{,}95$ вольта, и в нашем распоряжении остается только около 2 вольт. Коэфициент полезного действия таким образом окажется равным половине (159, **171**), а полезное действие батареи будет наибольшим.

Далее 2 вольта при 3 амперах образуют 6 уатт, так что на 1 уатт-час полезного действия требуется около 30 литров газа. С другой стороны, уатт-час $=3\,600$ джоулей $=864$ *кал* $=0{,}864$ *Кал*, между тем как 30 литров, или 0,03 $м^3$ газа при сгорании дают $5\,600 \cdot 0{,}03 = 168$ *Кал*. Мы видим, какая ничтожная доля тепловой энергии превращается в электрическую.

Положим, что 1 литр газа стоит 0,01 коп.; тогда эксплоатация этой батареи обойдется в 1,8 коп. в час, что составит 0,3 коп. на уатт-час, а 1 гектоуатт-час нам обойдется в 30 коп., тогда как центральная электрическая станция в Москве требует со своих абонентов около 2 коп. за гектоуатт-час.

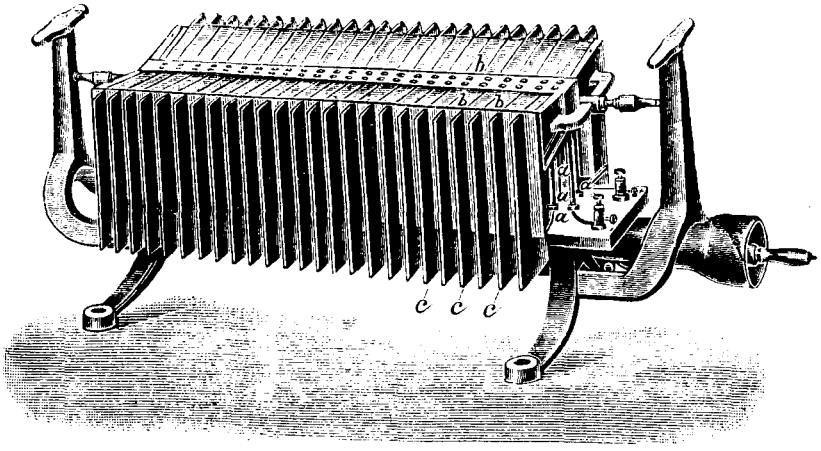


Рис. 180. Термобатареи Гюльхера.

184. Измерение температур термоэлементами. — Термоэлементами часто пользуются для измерения очень малых разностей температур. Такие термоэлементы употребляются, между прочим, при измерении лучеиспускания, и тогда их тоже соединяют с батареей. Известный столбик Меллони состоит из ряда таких термоэлементов из висмута и сурьмы, спаи которых расположены так, что нагреваются только четные спаи, на остальные же лучистая теплота не действует.

В настоящее время чаще употребляется столбик Рубенса из железных и константановых проволок. На рис. 181 показаны поперечный и продольный разрезы столбика Рубенса. На рамке F (181a) натянута зигзагообразно проволока, состоящая из железа и константана, спаянных друг с другом последовательно, причем нечетные спаи приходятся на рамке, а четные — в середине отверстия этой рамки. Клеммы G и G' (рис. 181b) служат для включения термоэлемента в цепь, а воронка J, закрывая рамку, позволяет лучам падать только на среднюю часть проволоки, т. е. только на ее четные спаи; нечетные же спаи остаются

таким образом холодными. Спай железо — константан дает 0,000053 вольта на 1°. Столбиком Рубенса при употреблении очень чувствительного гальванометра (10^{-10} ампера) с малым сопротивлением (5 омов) можно измерить до одной миллионной градуса.

Молль еще повысил чувствительность столбика Рубенса, применив вместо проволок ленточки толщиною всего в 0,007 *мм*.

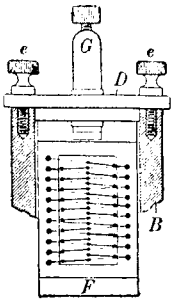


Рис. 181a.

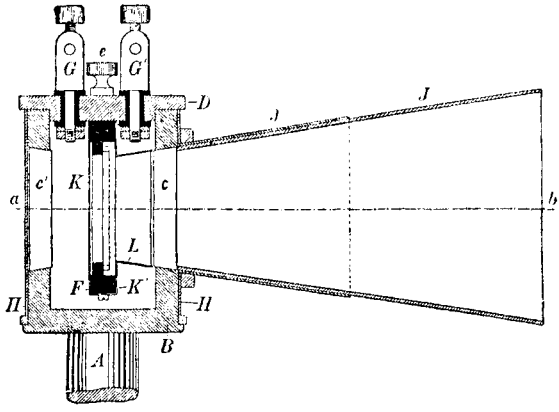


Рис. 181b. Термоэлемент Рубенса.

П. Н. Лебедев показал, что если поместить термоэлемент в стеклянную трубку, из которой выкачан воздух, то чувствительность термоэлемента повышается раз в 30. Это происходит оттого, что в безвоздушном пространстве теплота не теряется, как в воздухе, и следовательно термоэлемент сильнее нагревается.

Для измерения высоких температур Ле-Шателье (Le-Chatelier) предложил тугоплавкий термоэлемент из платины с платин-родием, электро-



Рис. 182. Термоэлемент Ле-Шателье.

движущая сила которого оказывается пропорциональной температуре до 1 600° с точностью до 10%. Каждые 100° дают электродвижущую силу около 0,001 вольт.

На рис. 182 показан термоэлемент Ле-Шателье, вделанный в трубку из огнеупорного материала. Конец *a*, где приходится спай обоих металлов, вставляют в печь, температуру которой желают измерить; клеммы *b* и *c* соединяют с гальванометром, проградуированным на градусы температуры.

Подобными же термоэлементами пользуются и при измерении очень низких температур, для которых обыкновенные термометры оказываются непригодными.

МАГНЕТИЗМ

I. ОСНОВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

185. Естественный магнит. — В некоторых местностях, между прочим у нас на Урале, встречается железная руда, которая обладает свойством притягивать к себе железные опилки. Эта руда представляет собою химическое соединение железа с кислородом Fe_3O_4 и называется магнитным [1] железняком.

На первый взгляд притяжение железных опилок магнитным железняком напоминает собою уже изученные нами ранее явления электрических притяжений, однако эти два явления существенно отличаются друг от друга. Различие между ними обнаруживается уже в том, что наэлектризованный янтарь притягивает к себе всевозможные легкие тела, независимо от их химического состава, почти с одинаковою силою, тогда как магнитный железняк притягивает сильнее всего железо, гораздо слабее он притягивает никель и кобальт; остальные же тела им почти совсем не притягиваются.

Будем называть наблюдаемые в магнитном железняке силы *магнитными* и будем приписывать эти силы особому деятелю — *магнетизму*.

186. Полюсы. — Поместим кусок магнитного железняка в железные опилки; вынув его оттуда, мы заметим, что опилки прилипли к магнитному железняку, но не везде одинаково: они скопились главным образом около двух мест (рис. 183), и это показывает, что в этих местах притяжение опилок магнитным железняком обнаруживается сильнее всего. Будем называть такие места — *полюсами магнита*.



Рис. 183. Полюсы магнитного железняка.

Большею частью в магните бывает два полюса.

Оба полюса магнита по своим притягательным действиям вполне сходны, и тем не менее мы можем доказать, что они неодинаковы. Заметив предварительно, где находятся полюсы в каком-нибудь куске магнитного железняка, повесим его на ниточке так, чтобы линия, соединяющая его полюсы, могла свободно вращаться в горизонтальной плоскости; тогда мы увидим, что после нескольких качаний вправо и влево ось магнита установится приблизительно по меридиану места (рис. 184); при этом один из полюсов будет показывать на север, а другой — на юг. Если мы повернем магнит на 180°, т. е. так, чтобы тот конец его, который прежде показывал на север, теперь стал показывать на юг, то магнит в этом новом положении

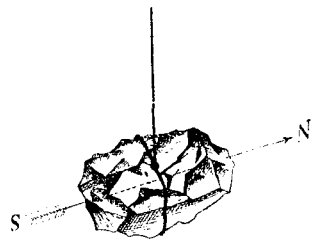


Рис. 184. Северный и южный полюсы.

[1] Это слово произошло от названия древнего города Магнезия в Малой Азии, вблизи которого находили магнитную руду.

не будет устойчивым, а снова повернется назад и установится опять попрежнему.

Итак два полюса магнита имеют разные свойства: один из них имеет свойство указывать на север, другой — на юг; первый мы будем называть *северным*, а второй — *южным*.

На том же основании будем говорить о северном и южном магнетизме.

187. Искусственный магнит. — Когда железо соприкасается с магнитным полюсом, то оно само становится магнитом и притягивает опилки. Можно например сделать следующий опыт.

К одному из полюсов магнитного железняка приближают небольшой железный гвоздь, который притягивается и прилипает к полюсу одним концом; другой, свободный конец гвоздя обнаруживает при этом тоже магнитные свойства, и им можно притянуть второй такой же железный гвоздь. В свободном конце второго гвоздя опять обнаруживаются магнитные свойства, и им можно притянуть еще третий гвоздь и т. д. Таким образом иногда удается приподнять одним полюсом магнитного железняка целую цепь железных гвоздей. Однако если мы удалим магнитный железняк, то гвозди тотчас же перестанут притягивать друг друга, откуда заключаем, что магнетизм, приобретенный ими, был только временный. Для того чтобы под влиянием магнитного железняка получить более постоянные магниты, необходимо употребить для опыта не железо, а сталь.

Желая намагнитить стальной стержень ABC (рис. 185), проводят по нем каким-нибудь полюсом магнита, например северным, от точки B к C и от B_1 к C; затем проводят южным полюсом от B к A и от B_1 к A; после этого опять северным полюсом проводят по BC и B_1C и т. д., повторяя эту операцию попеременно и одинаковое число раз над каждым из концов A и C стержня. В результате получится намагниченный стержень AC, причем тот конец его, по которому мы проводили северным полюсом, т. е. BC, окажется намагниченным южным магнетизмом, и, наоборот, конец AB приобретет магнетизм северный, в чем легко убедиться, подвесив стержень ABC на нитку, привязанную к B.

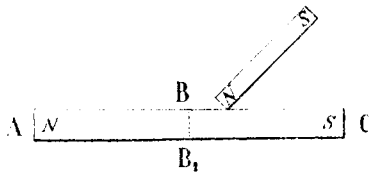


Рис. 185. Намагничивание стали.

Ниже мы познакомимся с другим, более удобным способом намагничивания, а именно посредством электрического тока.

Намагниченные стальные стержни сохраняют свой магнетизм неизменным в продолжение очень долгого времени, они носят название *постоянных*, или *искусственных магнитов*.

Искусственные магниты по своим свойствам вполне тождественны с магнитами естественными, а так как первые могут быть приготовлены гораздо более сильными, чем вторые, то мы при дальнейших наших опытах будем пользоваться исключительно искусственными магнитами.

188. Якорь магнита. — Искусственные магниты имеют форму или прямых стержней, или подковы (рис. 186). Последняя форма часто употребляется в особенности в тех случаях, когда магниты служат для притягивания куска железа; этот кусок железа называется *якорем*.

Оказывается, что сила магнита сохраняется гораздо лучше, когда его полюсы соединены якорем.

Так как тонкие магниты могут быть сделаны сравнительно более сильными, чем толстые, то для получения сильных магнитов соединяют несколько тонких магнитов вместе (рис. 187), снабжая их общими полюсными наконечниками *N* и *S*. На рис. 188 изображен сильный подковообразный магнит Жамена, составленный из нескольких стальных полос.

Как прямой (рис. 187), так и подковообразный (рис. 186) магниты замкнуты якорем для лучшего сохранения их магнетизма.

189. Магнитная стрелка. — Для многих опытов оказывается очень удобной следующая форма магнита (рис. 189). Из тонкой стальной полоски вырезается стрелка *NS* с острыми концами и с уширением посредине; в это уширение вделывается медная шапочка, дно которой состоит из какого-нибудь твердого материала, например из агата. Стрелку намагничивают как можно сильнее и надевают шапочкой на вертикально поставленное острее иголки, для того чтобы стрелка могла легко вращаться в горизонтальной плоскости. Так как полюсы у такой

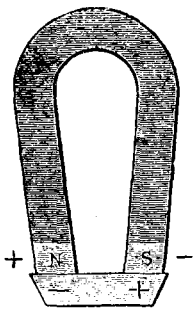


Рис. 186. Подковообразный магнит с якорем.

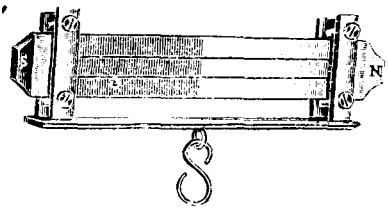


Рис. 187. Составной магнит.

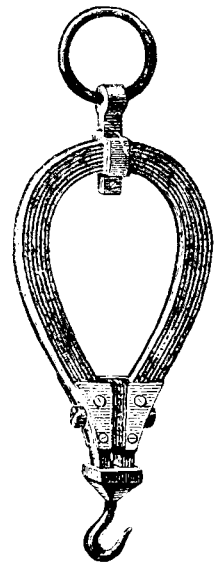


Рис. 188. Магнит Жамена.

стрелки обыкновенно бывают на концах ее, то она и становится длиною своею приблизительно параллельно меридиану. Для того чтобы наблюдать положение стрелки и определять угол, составляемый стрелкой с какими-нибудь другими линиями на земной поверхности, острее иголки помещают в центре круга с делениями; диаметр этого круга только немного менее длины стрелки, так что острые концы стрелки приходятся над делениями круга и служат указателями положения стрелки (рис. 190).

Описанный нами прибор имеет, как известно, повседневное применение в мореплавании и в геодезии и носит название *компаса*, или *буссоли*.

Как уже сказано, магнитная стрелка устанавливается только приблизительно в плоскости меридиана. Направление, определяемое магнитной стрелкой, носит название *магнитного меридиана*, а угол, составляемый

магнитным меридианом с меридианом географическим, называется *склонением*.

При точных отсчетах по буссоли необходимо иметь в виду, что полюсы стрелки могут и не совпадать с ее концами. Так например стрелка может указывать деления *ab* на круге (рис. 190), на самом же деле магнитная ось стрелки и магнитный меридиан имеют положение *dc*. Для того чтобы избежать проистекающей отсюда ошибки, делают стрелку перекладною; сняв стрелку с иголки, помещают ее снова на иголку, но так, чтобы прежняя нижняя сторона стрелки стала теперь верхнею. Тогда стрелка станет в положение $a'b'$. Среднее между положениями *ab* и $a'b'$ даст нам истинное направление магнитного меридиана и магнитной оси стрелки.

При точных измерениях нужно всегда отсчитывать оба конца стрелки *a* и *b*, которые при небольшом внецентренном положении стрелки могут давать разность, отличную от 180°. Из обоих отсчетов берут соответственным образом среднее направление.

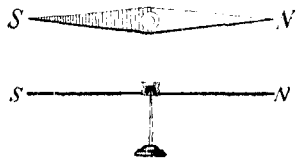


Рис. 189. Магнитная стрелка.

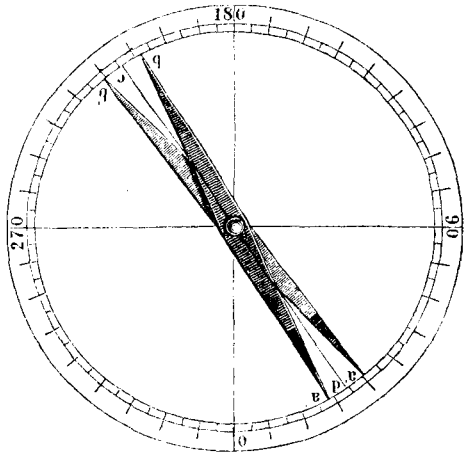


Рис. 190. Буссоль.

Иногда стрелка буссоли составляется из целой системы небольших стрелок, наклеенных на картонном или слюдяном круге, подвешенном в центре, как обыкновенная магнитная стрелка. Такую систему стрелок можно сильнее намагнитить, чем одну цельную стрелку того же веса. При этом находят удобным деления помещать на подвижном круге, а указатель — на охватывающей его рамке буссоли.

190. Магнетизмы разных знаков. — Как в естественных, так и в искусственных магнитах всегда имеется один северный полюс, а другой — южный.

Существование двух родов магнетизма напоминает собою аналогичное явление в электричестве: там мы тоже имели два рода электричества. Однако там мы доказали на опыте с электроскопом, что оба эти электричества отличаются друг от друга лишь знаком. Нельзя ли доказать чего-либо подобного и для магнетизма?

Оказывается, что это вполне возможно.

Возьмем стальную стрелку и будем ее намагничивать. Для этого проведем по одному из концов ее, например *S*, северным полюсом магнита; стрелка намагнитится и станет притягивать опилки; на конце *S* при этом возникнет южный полюс. Проведем по *S* еще раз тем же северным по-

люсом магнита; мы теперь заметим, что стрелка стала притягивать опилки еще сильнее; следовательно магнетизм стрелки увеличился. Но если теперь провести по S, т. е. по южной половине стрелки, южным же полюсом магнита, то притяжение опилок стрелкою заметно уменьшится. Мы знаем, что южный полюс магнита возбуждает в стрелке северный магнетизм, а из только-что описанного опыта заключаем, что возбуждение северного магнетизма эквивалентно уменьшению магнетизма южного.

То же самое мы получим, если будем проводить по стрелке сперва южным полюсом магнита, а затем по тому же месту северным полюсом; тогда у нас в этом конце стрелки возникнет сперва северный магнетизм, который с прибавлением к нему южного магнетизма станет убывать. Продолжая проводить по северной половине стрелки северным же полюсом магнита, мы не только можем уничтожить весь магнетизм, приобретенный стрелкою ранее, но даже перемагнитить стрелку, т. е. возбудить южный полюс в том конце, где был прежде северный, и наоборот.

Все эти опыты показывают, что магнетизм можно рассматривать как некоторое количество, которое способно увеличиваться и уменьшаться, и что кроме того северный и южный магнетизмы могут взаимно уничтожать друг друга; а два количества, которые могут взаимно уничтожаться, нужно считать противоположных знаков.

Теперь остается решить вопрос, какой из магнетизмов считать положительным и какой отрицательным?

Вспомним, что совершенно такой же вопрос возникал у нас (13, **9**) и при рассмотрении электрических явлений, но там мы выяснили, что выбор знака для того и другого из двух разноименных электричеств является совершенно условным. Приписывая электричеству стекла положительный знак, а электричеству эбонита — знак отрицательный, мы желали этим выразить лишь тот факт, что оба эти электричества, взятые в равных количествах, взаимно уничтожают друг друга. Совершенно в таком же положении мы находимся теперь и относительно магнетизма: нам необходимо выразить, что северный и южный магнетизмы могут взаимно уничтожать друг друга; следовательно они должны быть разных знаков, а какой знак мы припишем северному магнетизму и какой — южному — совершенно безразлично.

Условимся *считать северный магнетизм положительным, а южный — отрицательным.*

191. Одновременное возникновение двух полюсов. — Производя опыт намагничивания стальной полоски или спицы, мы легко можем убедиться, что всегда возникают одновременно оба магнетизма как северный, так и южный, и одновременно же оба полюса при перемагничивании исчезают, а так как магнетизм того магнита, которым мы проводили по стрелке, при всех произведенных нами операциях не изменился заметным образом, то одновременное возникновение и исчезновение северного (положительного) и южного (отрицательного) магнетизма объясняется тем, что их количества одинаковы.

Это явление наблюдается всегда, без исключения, и мы можем установить следующий закон природы:

В каждом магните количество северного (положительного) и южного (отрицательного) магнетизма одинаково, или, иначе, общее количество магнетизма в любом магните равно нулю.

Отсюда непосредственно следует, что магнитов с одним полюсом быть не может.

Зададимся теперь вопросом: что же произойдет, если мы возьмем намагниченную стальную спицу, на одном конце которой получился северный полюс, а на другом южный, и разломим ее пополам? Отделится ли тогда один полюс от другого?

Опыт показывает, что и этим путем нам не удастся отделить северный магнетизм от южного. Разломив магнит *NS* (рис. 191) пополам, мы получим вместо одного длинного два более коротких магнита, причем в каждой половине будет с одной стороны северный полюс, а с другой — южный; общее количество магнетизма в каждой половине будет опять-таки равно нулю.

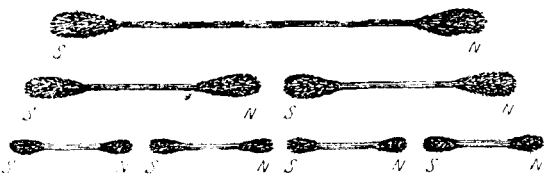


Рис. 191. Делимость магнита.

Чтобы представить себе это явление более наглядно, мы можем предположить, что в месте перелома, а следовательно и в любом месте намагниченной спицы, существует одинаковое количество положительного и отрицательного магнетизма, и притом столько же, сколько и на концах спицы; пока спица была цельною, эти внутренние полюсы не обнаруживались, взаимно уничтожая друг друга; когда же мы разламываем спицу, то эти полюсы становятся уже наружными и дополняют каждую половину разломанной стрелки до полного двухполюсного магнита.

С полученными двумя половинками спицы мы можем повторить опыт разламывания еще раз, и сколько бы мы ни продолжали наше деление магнита на все более и более мелкие части, нам никогда не удастся отделить один магнетизм от другого, — мы только будем получать все более и более короткие магниты, но в каждом из них окажется по два полюса: один — северный и другой — южный.

В описываемом нами явлении мы наблюдаем одно из коренных различий между электричеством и магнетизмом: материальное тело может быть заряжено одним каким-нибудь электричеством, но оно не может иметь один магнитный полюс.

192. Магнитные взаимодействия. — Несмотря на указанное различие между электричеством и магнетизмом, между ними все же очень много сходного. Приблизим какой-нибудь полюс магнита, например северный, к магнитной стрелке буссоли; мы тотчас же увидим, что стрелка повертывается к нему своим южным концом; наоборот: южный конец магнита повертывает к себе северный конец стрелки. Отсюда заключаем, что *разноименные полюсы* магнитов *притягиваются*, тогда как *одноименные — отталкиваются* друг от друга. Таким образом для магнитных взаимодействий получается совершенно то же правило, что и для взаимодействий между электрическими зарядами.

Аналогия между электрическими и магнитными взаимодействиями продолжается еще далее, а именно: Кулон доказал, что притяжения и отталкивания направлены по линии, соединяющей два взаимодействующих полюса, *пропорциональны количествам магнетизма, сосредоточенным на том и на другом полюсе, и обратно пропорциональны квадрату расстояния между ними:*

$$F = \frac{m_1 m_2}{r^2}.$$

Как и в случае электрических взаимодействий, формула Кулона дает лишь величину и направление силы взаимодействия между двумя намагниченными точками; при определении сил взаимодействия между двумя или несколькими магнитами необходимо конечно принять во внимание все магнитные силы, исходящие из всех магнитных полюсов, и определить их равнодействующую. Задача эта совершенно та же, что и для электрических полюсов.

193. Магнитное влияние. — Для того чтобы возбудить временный магнетизм в железе, нет необходимости проводить по нему магнитом, даже нет необходимости прикасаться магнитом к железу.

Покажем это на опыте. Поместим для этого (рис. 192) на деревянном штативе стержень из мягкого железа и убедимся предварительно, что он не намагничен и не притягивает опилок. Если теперь к верхнему концу стержня приблизить полюс магнита, то тотчас же и на куске железа появятся магнитные полюсы, и нижний его конец станет притягивать опилки. Это явление носит название магнитного влияния, или индукции, и напоминает собою явление электрической индукции, т. е. явление электризации через влияние (ср. рис. 21, стр. 30). Посредством небольшой магнитной стрелки можно легко убедиться в том, что те части железа, которые находятся вблизи северного полюса магнита, намагнитились южным магнетизмом, на противоположной же стороне железа возник северный магнетизм. По удалении магнита от железа оно снова приходит в нейтральное состояние, и почти все опилки отпадают.

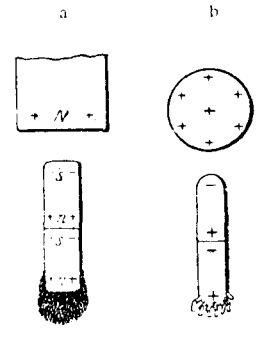


Рис. 192. Магнитное и электрическое влияние.

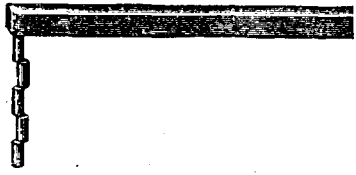


Рис. 193. Притяжение железных кусков.

В только-что описанном опыте под действием магнита намагнитился железный стержень, и под действием магнетизма этого стержня намагничиваются и опилки; опилки в свою очередь приобретают свойство притягивать другие опилки и т. д. Такое намагничивание нескольких последовательных кусков железа можно наблюдать на опыте (рис. 193) с несколькими железными цилиндрами, которые могут в виде целой цепи висеть, притянувшись друг к другу, на одном из полюсов магнита. Но стоит только первое звено этой цепи отнять от влияющего магнита, как тотчас вся цепь распадается: магнетизм цилиндров пропадает.

Опыты показывают следовательно, что явление магнитной индукции вполне аналогично индукции электростатической, но, как это мы сейчас увидим, магнитная индукция в железе аналогична электрической индукции не в проводниках, а в диэлектриках.

194. Магнитная поляризация. — Поместим вблизи полюса магнита (рис. 194) кусочек железа, составленный из двух частей, легко отделяемых друг от друга, и когда в железе возникнет индуцированный магнетизм, т. е. когда на одном его конце возникнет положительный магнетизм, а на другом — отрицательный, попытаемся отделить один магнетизм от другого, разъединив обе части железного куска; другими словами, повторим с магнетизмом уже известный нам опыт получения электричества через влияние (23, **20**). Попытка наша здесь не увенчается успехом: при разделении куска железа на две части в каждой из них окажется по два магнитных полюса одинаковой величины, и притом разноименных, так что, когда мы удалим влияющий магнит, каждый из двух взятых нами кусочков железа придет снова в нейтральное состояние,

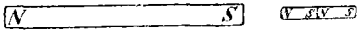


Рис. 194. Магнитное влияние.

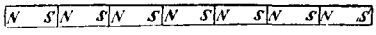


Рис. 195. Магнитная поляризация.

и разноименные полюсы отделены не будут. То же самое произойдет, если мы каждую из двух частей железа разделим снова на две части (рис. 195): в каждой из этих новых частей опять возникнут оба полюса разных знаков и в одинаковых количествах, и, когда влияющий полюс будет удален, во всех частях противоположные магнетизмы взаимно уничтожатся и так далее.

Итак ни в постоянном магните, ни в железе, намагниченном через влияние, выделить и изолировать магнетизм одного какого-нибудь знака нам не удается. Явление возникновения парных магнитных полюсов внутри железа, находящегося под влиянием магнита, называется *магнитной поляризацией.*

Совершенно то же самое мы наблюдаем при электростатической индукции в диэлектрике (29, **29**); там тоже отделение одного заряда от другого невозможно. Следовательно магнитная поляризация аналогична электростатической поляризации в диэлектриках (стр. 31, рис. 22) или изоляторах.

Проводников же для магнетизма не существует.

Припоминая терминологию, принятую нами в электростатике (56, **59**), мы можем сказать, что действительного магнетизма не существует,— есть только магнетизм фиктивный.

195. Проницаемость. — Если вблизи магнита находятся другие тела, то в них тоже возникает магнетизм через влияние, вследствие чего расчет магнитного поля сильно осложняется. Нам в особенности важно рассмотреть тот случай, когда постороннее тело занимает все пространство между взаимодействующими магнитными полюсами. Этот случай совершенно аналогичен тому, что мы рассматривали в электрических явлениях и что у нас изображено на рис. 25, стр. 33. Как результат поляризации той среды, в которую погружены рассматриваемые нами магнитные

полюсы, у нас получится уменьшение сил их взаимодействия. Этот результат мы можем ввести в наши расчеты при помощи некоторого коэфициента μ, аналогичного диэлектрической постоянной ε; коэфициент μ можно было бы по аналогии назвать *диамагнитной постоянной*, но его принято называть *магнитною проницаемостью*. Происхождение этого слова мы выясним позже, когда будем говорить о расчете электромагнитов.

Итак, подобно закону Кулона для электрических полюсов (33, **33**) мы теперь можем написать закон Кулона для магнитных полюсов в следующем виде:

$$F_m = \frac{m_1 m_2}{\mu r^2}.$$

Заметим однако, что для наиболее магнитных тел, а именно для железа, коэфициент μ не есть постоянная величина, а зависит от напряжения поля. Вследствие этого расчеты сил в магнетизме сложнее, чем в электростатике.

Для мирового эфира мы примем $\mu = 1$ (как и $\varepsilon = 1$), а для слабо магнитных тел можно считать μ постоянным. Подробнее об этих коэфициентах мы скажем при изучении магнитных свойств различных тел.

196. Единица количества магнетизма. — Основываясь на законе Кулона, мы можем установить единицу количества магнетизма совершенно так же, как мы установили единицу для количества электричества. Единицей магнетизма мы будем считать такое его количество, которое действует на равное себе количество магнетизма, находящееся на расстоянии одного сантиметра с силою одной дины (18, **14**).

Так как эта единица редко употребляется, то для нее не установлено никакого особого названия.

197. Магнитный момент, степень намагничивания. — Если количество магнетизма в каждом полюсе данного магнита m и расстояние между ними l, то произведение

$$ml = P$$

называется *магнитным моментом* данного магнита.

В действительности полюсы никогда не бывают сосредоточены на концах магнита, а распределены на некотором пространстве. Но мы можем мысленно разделить данный магнит на большое число элементарных магнитиков, настолько малых, чтобы их полюсы можно было принимать сосредоточенными на концах; тогда, назвав длину магнитика через l, поперечное сечение — через S, а плотность магнетизма — через σ, получим количество магнетизма на концах нашего магнитика:

$$m = \sigma S,$$

а его магнитный момент

$$P = ml = \sigma Sl.$$

Магнитный момент P, отнесенный к единице объема, называется *степенью* (или *интенсивностью*, или *напряженностью*) *намагничивания*; мы будем часто называть эту величину *магнитной поляризацией* и,

в отличие от электрической поляризации P_e, будем ее обозначать через P_m (57, **59**):

$$P_m = \frac{P}{Sl} = \sigma;$$

мы видим, что степень намагничивания нашего магнитика равна плотности намагничивания на его концах.

Если мы имеем целый магнит, то можем его рассматривать как целую систему элементарных магнитов, и в различных его точках мы будем иметь различную степень намагничивания. Разделяя полный его магнитный момент на весь его объем, мы получаем *среднюю степень его намагничивания.*

В общем случае, как это мы имели и для диэлектрической поляризации (58, **59**), поверхностная плотность магнетизма σ будет связана с интенсивностью намагничивания P_m формулою:

$$\sigma = P_m \cos(Pn),$$

где n — нормаль к поверхности магнита.

II. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

198. Напряжение и индукция магнитного поля. — Когда мы изучали электрические явления, то нашли полезным ввести понятие об электрическом поле; то же самое сделаем теперь и для магнетизма. Так как магнитные силы подчиняются тому же самому закону Кулона, что и силы электрические, то и все следствия, которые нами были выведены для поля электрического, могут быть без всяких изменений перенесены на поле магнитное, — только везде придется слово „электричество" заменить словом „магнетизм". При этом не надо только упускать из виду того обстоятельства, что, как показывает опыт, в природе нет проводников магнетизма, тогда как существуют проводники электричества.

Таким образом мы будем говорить о *магнитном поле* как о пространстве, в котором обнаруживаются магнитные силы.

Напряжение поля, образуемое магнитным полюсом m в какой-нибудь точке поля, выразится (36, **36**) вектором

$$M = \frac{F}{m} = \frac{m_1}{\mu r^2},$$

направление которого совпадает с направлением радиуса, проведенного из полюса к данной точке.

Далее, величина

$$B = \mu M$$

называется *магнитной индукцией* поля (37, **37**).

199. Магнитный поток. — Произведение из магнитной индукции B на площадь S, проведенную мысленно в каком-нибудь месте поля, и на cos угла между направлением B и нормалью n к площади S:

$$N = BS\cos(Bn) = \mu MS\cos(Mn)$$

носит название *магнитного потока* сквозь площадь S. Применяя к магнитным явлениям понятие о линиях сил (37, **38**), мы можем сказать (40, **41**), что N есть число магнитных линий сил, пронизывающих площадь S.

Число линий сил, исходящих из полюса m внутри телесного угла φ, равно $m\varphi$ (45, **46**), а полное число линий сил данного полюса m, по теореме Гаусса, равно $4\pi m$ (43, **44**).

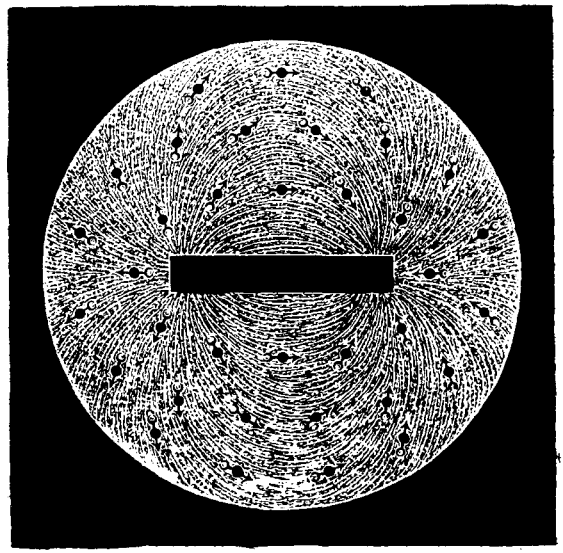


Рис. 196. Поле прямого магнита.

200. Магнитные линии сил. — Форму магнитных линий сил очень хорошо можно наблюдать при помощи железных опилок. Желая изучить магнитное поле какого-нибудь магнита, помещают над ним лист бумаги или картона, на котором насыпаны, по возможности равномерно и не слишком густо, железные опилки. Попадая в магнитное поле, все опилки намагничиваются, в каждой из них появляется северный и южный полюсы; противоположные полюсы стремятся сблизиться друг с другом, но этому мешает трение опилок о бумагу. Если же постучать по бумаге пальцем и привести эти опилки в сотрясение, то трение опилок о бумагу уменьшится, и опилки притянутся друг к другу, образуя целую систему цепей и обрисовывая собою магнитные линии сил исследуемого поля.

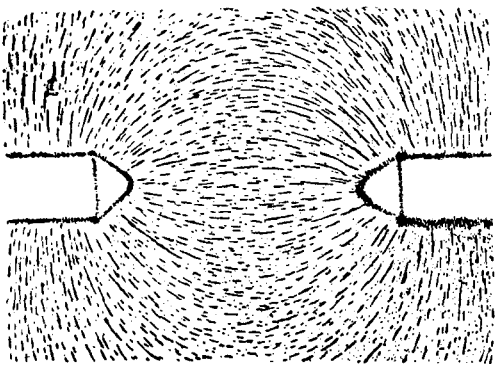


Рис. 197. Поле двух разноименных полюсов.

На рис. 196 показано расположение опилок в поле прямого магнита, а кроме того представлены маленькие магнитные стрелки, помещенные в этом поле и указывающие направление магнитного напряжения в различных местах поля. По этим стрелкам мы видим, что линии сил выходят из левого конца магнита и входят в его правый конец; следовательно налево мы имеем северный (положительный) полюс магнита, а направо — южный.

На рис. 197 изображено поле двух разноименных полюсов; оно напоминает собою поле двух противоположных электрических зарядов (стр. 40, рис. 32; стр. 73, рис. 68).

На рис. 198 полюсы имеют плоские наконечники, отчего поле в середине между ними сделалось более однородным; это поле напоминает случай двух противоположно заряженных дисков (ср. стр. 73, рис. 69).

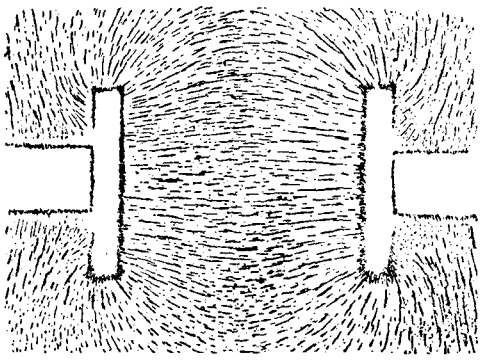


Рис. 198. В середине между плоскими полюсами поле почти однородно.

201. Магнитный потенциал. — Если поле однородно и все линии сил параллельны, то работа, которую нужно затратить, чтобы передвинуть полюс m из одной точки поля в другую (74, **80**),

$$U_{12} = mMl = m(V_2 - V_1) = mV,$$

где l — длина пути, считаемая по линии сил, а $V_2 - V_1 = Ml = V$ есть разность магнитных потенциалов между второй и первой точкой.

Напряжение поля выразится через разность потенциалов так:

$$M = \frac{V}{l}.$$

Как и в случае электрического поля (75, **82**), мы можем сказать, что напряжение магнитного поля равно *падению* магнитного потенциала на единицу длины пути по линии сил, т. е. перпендикулярно к эквипотенциальным поверхностям.

Абсолютные значения потенциалов V_1 и V_2 здесь, так же, как и в электрическом поле, не имеют значения,— важны *разности потенциалов.*

Однако в отличие от электрического поля магнитные линии сил большею частью замкнуты (см. магнитные линии сил электрических токов), а потому и потенциал в магнитном поле не однозначен.

202. Энергия магнитного поля.— Для энергии однородного магнитного поля по аналогии с полем электрическим можем (78, **85**) прямо написать:

$$U = \frac{BM}{8\pi} Q = \frac{\mu M^2}{8\pi} Q \text{ эрг},$$

причем Q обозначает объем поля, а

$$U_m = \frac{BM}{8\pi} = \frac{\mu M^2}{8\pi} \frac{\text{эрг}}{см^3}$$

плотность магнитной энергии.

203. Поле двух равных и противоположных магнитных полюсов.— Пусть нам дан магнит (рис. 199) с полюсами N, S и с расстоянием между ними l и требуется определить напряжение магнитного поля, производимое этим магнитом в некоторой точке пространства. Искомое на-

пряжение поля будет очевидно равнодействующее двух напряжений M_1 и M_2, обусловленных каждым полюсом в отдельности, и, с математической точки зрения, этот случай ничем не отличается от случая двух разноименно наэлектризованных точек (рис. 26, стр. 36). Не останавливаясь поэтому на общем случае, вычислим напряжение магнитного поля данного магнита в двух точках, а именно в точке A, находящейся на продолжении оси магнита, и в точке B, находящейся на линии, перпендикулярной к этой оси.

В точке A, находящейся на продолжении оси магнита на расстояниях r_1 и r_2 от его полюсов, оба составляющих напряжения направлены по одной прямой, а потому, принимая для воздуха $\mu = 1$, имеем результирующее поле:

$$M_a = \frac{m}{r_1^2} - \frac{m}{r_2^2} = m\,\frac{r_2^2 - r_1^2}{r_1^2\,r_2^2}.$$

Заметив, что $r_2 - r_1 = l$ и обозначая магнитный момент (181, **197**) данного магнита $m \cdot l$ через P, имеем:

$$M_a = \frac{r_2 + r_1}{r_1^2\,r_2^2}\,P.$$

В точке B, находящейся на линии, перпендикулярной к оси магнита и проходящей через его центр, напряжение результирующего поля M_b легко определить из подобия треугольников SNB и BM_1M, причем

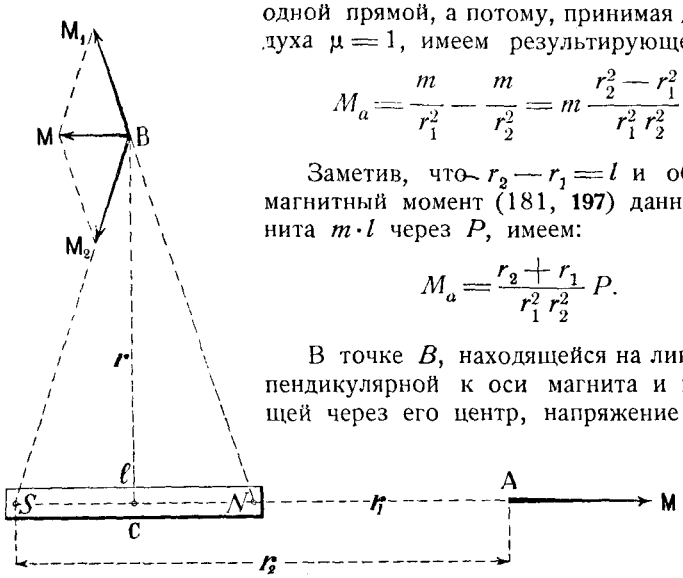


Рис. 199. Вычисление напряжения магнитного поля.

$$\frac{M_b}{M_1} = \frac{l}{r_1},$$

где $r_1 = BS$.

Но составляющие напряжения каждого полюса в отдельности равны:

$$M_1 = M_2 = \frac{m}{r_1^2}.$$

Подставляя это в предыдущее уравнение, получаем:

$$M_b = \frac{Ml}{r_1^3} = \frac{P}{r_1^3}.$$

204. Поле элементарного магнита.— Применим полученные формулы к случаю, когда расстояния r очень велики в сравнении с расстоянием

между полюсами. Тогда мы можем в формулах вместо r_1 и r_2 подставить мало от них отличающуюся величину r расстояния рассматриваемой точки C от середины магнита. Тогда формулы упрощаются, и мы получаем:

$$M_a = \frac{2P}{r^3}; \quad M_b = \frac{P}{r^3}.$$

Как видим, напряжение поля в обоих случаях пропорционально магнитному моменту P магнита и обратно пропорционально *третьей* степени расстояния от него. При одинаковых расстояниях напряжение поля на продолжении оси магнита вдвое сильнее, чем перпендикулярно к оси. Направление поля в обоих случаях параллельно оси магнита, но направлены они в противоположные стороны.

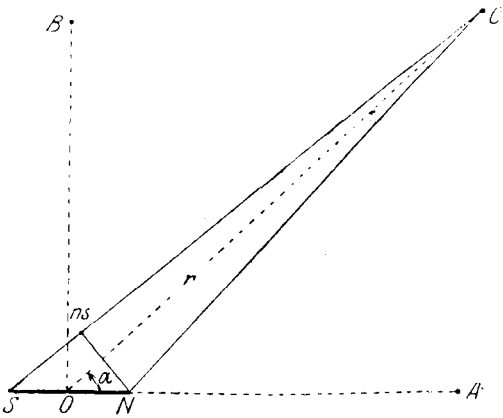


Рис. 200. Вычисление поля элементарного магнита.

Теперь мы можем вычислить величину и направление напряжения в любой точке поля. Проще всего поступить при этом следующим образом. Проведем из полюсов элементарного магнита линии к точке C (рис. 200) и *опустим из полюса* N перпендикуляр на линию SC. По малости полученного прямоугольного треугольника и дальности расстояния SC мы можем считать его катеты направленными параллельно и перпендикулярно к радиусу-вектору OC. В точке пересечения двух катетов ns мы предположим сосредоточенными два магнитных полюса $\pm m$, равных полюсам NS и взаимно противоположных. Прибавленные нами полюсы очевидно не изменяют поля; но зато мы получили теперь два элементарных магнитика: один Sn, для которого точка C лежит на продолжении его оси, и другой sN, для которого радиус OC перпендикулярен к оси. Магнитные моменты полученных магнитиков равны соответственно:

$$P_1 = m \cdot l \cos\alpha = P\cos\alpha; \quad P_2 = m \cdot l \sin\alpha = P\sin\alpha;$$

а напряжения полей, образуемых каждым из этих магнитиков в точке C, равны на основании данных выше формул:

$$M_r = \frac{2P\cos\alpha}{r^3}; \quad M_t = \frac{P\sin\alpha}{r^3}.$$

Мы получили таким образом *радиальную* и *перпендикулярную* к радиусу OC составляющие магнитного поля элементарного магнита NS и можем определить величину результирующего поля по формуле:

$$M = \frac{P}{r^3}\sqrt{4\cos^2\alpha + \sin^2\alpha},$$

а угол i, составляемый этим напряжением с направлением радиуса-вектора, будет определяться из

$$\operatorname{tg} i = \frac{1}{2} \operatorname{tg} \alpha.$$

Эта последняя формула дает нам возможность легко построить направление линии сил в любой точке поля (метод Гаусса). Разделим для этого радиус OC на две части в отношении 1:2 (рис. 201) и восставим из полученной точки B перпендикуляр до пересечения его A с осью магнита. Линия AC и укажет нам направление линий сил в точке C поля, как это прямо видно из соотношений между углами i и α в треугольнике OAC.

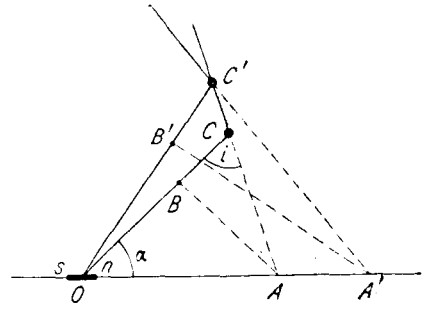


Рис. 201. Построение линий сил элементарного магнита.

Таким способом можно начертить линии сил всего поля, как это показано на рис. 202. Такой же рисунок мы получили бы, если бы желали нарисовать электрическое поле поляризованной молекулы с электрическим моментом $el = P_e$ (53, **59**) в расстояниях, которые велики в сравнении с молекулярными размерами.

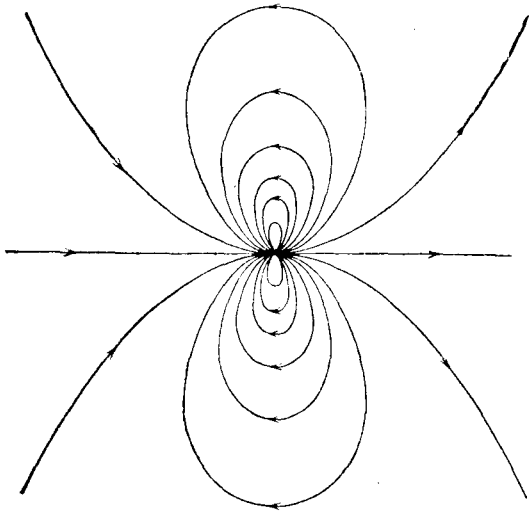


Рис. 202. Линии сил элементарного магнита.

205. Потенциал элементарного магнита.— Мы уже вычисляли потенциал электрического заряда e (91, **99**) на расстоянии r от него, принимая нулевой потенциал в бесконечно удаленных точках. Поэтому для потенциала магнитного полюса m мы можем точно так же написать:

$$V_m = \frac{m}{r},$$

а для потенциала двух равных и противоположных магнитных полюсов имеем:

$$V = m\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) = m\frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2}.$$

Для магнита элементарных размеров мы можем упростить это формулою, введя опять расстояние r от магнита до рассматриваемой точки C:

$$r_2 - r_1 = l\cos\alpha; \quad V = \frac{P\cos\alpha}{r^2}.$$

Впоследствии нам придется рассматривать элементарные магнитики очень короткие, но сравнительно большого поперечного сечения; они имеют следовательно вид элементарных площадок S (рис. 203), одна сторона которой покрыта положительным магнетизмом с поверхностною плотностью $+\sigma$, а другая сторона — отрицательным магнетизмом той же плотности. При толщине пластинки l магнитный момент единицы поверхности был бы $p = l\sigma$, а магнитный момент всей пластинки площадью S будет равен:

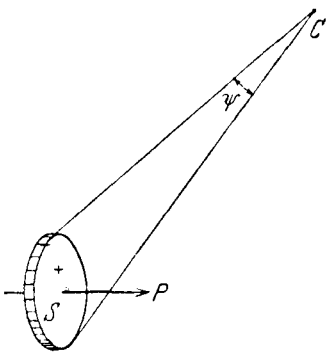


Рис. 203. Элемент магнитного листка.

$$P = pS,$$

а потенциал ее

$$V = p\frac{S\cos\alpha}{r^2}.$$

Эту формулу мы можем представить в более простом виде на основании следующих соображений. Если бы пластинка была нормальна к радиусу-вектору r, то мы могли бы ее считать за очень небольшую часть шаровой поверхности с центром в точке C, и тогда мы имели бы соотношение (рис. 203):

$$S_0 = r^2\psi,$$

где ψ означает величину телесного угла с вершиной в центре шара, опирающегося на данную пластинку. Но если пластинка составляет с радиусом шара некоторый угол α, то мы можем взять ее проекцию на поверхность шара $S_0 = S\cos\alpha$ (пластинка так мала, что мы можем ее и поверхность шара, на которую мы ее проектируем, в пределах величины пластинки считать за плоскости) и написать:

$$S\cos\alpha = r^2\psi; \quad \frac{S\cos\alpha}{r^2} = \psi;$$

это дает нам возможность выразить потенциал элементарной пластинки через угол ψ, под которым *положительная* сторона пластинки видна из точки C:

$$V = p\psi.$$

Эту формулу легко применить и к случаю намагниченной поверхности конечных размеров любой формы (рис. 204), если только эта поверхность намагничена равномерно, т. е. имеет везде одинаковую поверхностную плотность магнитного момента P. Тогда в сумме потенциалов отдельных элементарных площадок общий

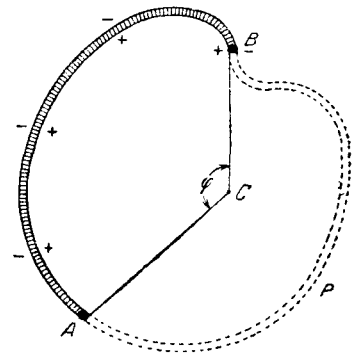


Рис. 204. Потенциал магнитного листка.

всем членам суммы множитель p можно вынести за скобки, а в скобках получим сумму элементарных углов ϕ, т. е. весь телесный угол φ конечной величины, под которым виден *контур* намагниченной поверхности из точки C:

$$V = p\varphi.$$

Величина потенциала не зависит следовательно от формы поверхности, а только от ее контура. Это значительно упрощает вычисления.

Если поверхность замкнутая (рис. 204, пунктир) и окружает рассматриваемую точку C со всех сторон, угол φ делается равным 4π, а потенциал

$$V_i = \pm 4\pi \cdot p.$$

Знаки $+$ и $-$ относятся к случаям, когда положительная или отрицательная сторона поверхности обращена к точке C.

Если точка C находится не внутри, а снаружи замкнутой поверхности, то

$$V_a = 0.$$

206. Равномерно поляризованная пластинка. — В электростатике мы рассматривали три примера: равномерно наэлектризованная пластинка (49, **51**), равномерно наэлектризованный шар (50, **52**) и равномерно наэлектризованный эллипсоид (50, **53**). В соответствии с этим мы рассмотрим здесь в магнетизме, где полюса всегда парные, примеры равномерной *поляризации* тех же геометрических объемов. Подобная равномерная поляризация может иметь место и в электростатике, а именно в диэлектриках, помещенных в однородное электрическое поле; таким образом наши результаты применимы и к электростатике.

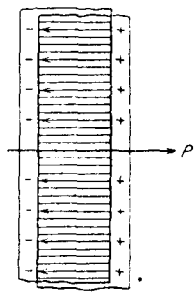


Рис. 205. Поляризованная пластинка.

Мы начнем с равномерно поляризованной площадки, поляризация которой направлена нормально к ее плоскостям (рис. 205). В этом случае (181, **197**) поляризация пластинки равна плотности поверхностных фиктивных зарядов:

$$\sigma = P.$$

Одна из поверхностей пластинки будет покрыта положительными зарядами, другая — отрицательными зарядами. Поле подобного расположения зарядов мы уже рассматривали раньше (46, **48**), а потому можем написать для поля *внутри* пластинки:

$$M_i = -4\pi P.$$

Знак минус нами взят потому, что магнитное поле внутри пластинки, как это видно из рис. 205, направлено *противоположно* направлению самой поляризации P. Наружное поле, как мы знаем, равно нулю (пластинка принимается нами бесконечно большою, т. е. края пластинки находятся чрезвычайно далеко в сравнении с расстоянием рассматриваемой точки до пластинки и в сравнении с толщиной последней).

207. Равномерно поляризованный шар. — Равномерную поляризацию шара мы предположим произошедшей следующим образом. В данном

шаре мы представим себе два совпадающих шара, из которых один равномерно заполнен положительными полюсами с плотностью $+\rho$, а другой — отрицательными полюсами с плотностью $-\rho$. Если мы сдвинем первый шар относительно второго на небольшую длину l, то мы получим поляризованный шар, поляризация которого будет равна $P = l\rho$.

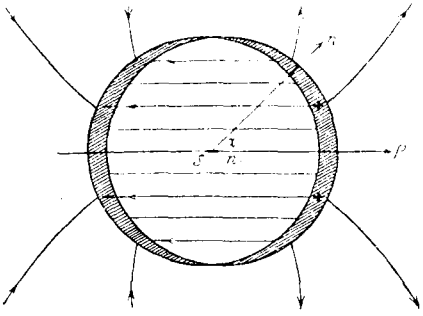


Рис. 206. Поляризованный шар.

Одновременно с этим на поверхности шара выступят полюсы с поверхностною плотностью (рис. 206)

$$\sigma = P\cos\alpha,$$

где α есть угол между радиусом шара и направлением сдвига.

Эту формулу можно получить на основании общих рассуждений параграфа **197**, или вычислив толщину полученных при сдвиге слоев и умножив эту толщину на ρ. Мы предлагаем этот последний способ расчета применить самому читателю.

Поле поляризованного шара можно было бы вычислить по его поверхностным зарядам, но гораздо проще это сделать, основываясь на уже известных нам результатах вычисления полей наэлектризованных шаров (50,52). Напряжение поля внутри каждого из рассмотренных нами выше двух шаров выразится формулами:

$$M_1 = \frac{4}{3}\pi\rho\cdot r_1, \quad M_2 = -\frac{4}{3}\pi\rho\cdot r_2.$$

Каждое из этих напряжений направлено по соответствующему радиусу-вектору (рис. 207), а результирующее напряжение M равно диагонали параллелограма, построенного из векторов составляющих его напряжений. Легко видеть, что треугольники MCM_1 и SNC подобны, имея равные углы у вершин C и M_1 и пропорциональные стороны:

$$M_1 : M_2 = r_1 : r_2.$$

Из подобия треугольников получаем:

$$M : M_1 = l : r_1; \quad M = \frac{4}{3}\pi\cdot\rho\, l,$$

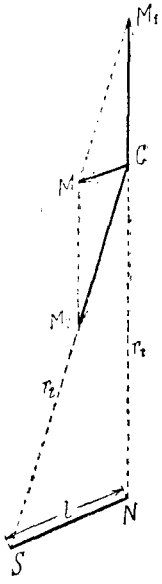


Рис. 207. Вычисление поля внутри поляризованного шара.

откуда для напряжения поля в какой-либо точке, находящейся внутри равномерно поляризованного шара, имеем:

$$M_i = -\frac{4\pi}{3}\cdot P.$$

Знак минус и в этом случае означает, что внутреннее поле направлено противоположно поляризации. Это видно также и из рис. 206.

Напряжение магнитного поля внутри равномерно поляризованного шара оказывается независимым от расстояния до центра, следовательно поле его однородно, как и поляризация.

Что касается пространства вне шара, то мы знаем (50, 52), что снаружи наэлектризованный шар действует так, как будто весь его заряд

$$e = \frac{4}{3}\pi a^3 \cdot \rho$$

был сосредоточен в его центре, а два сдвинутых друг относительно друга шара будут следовательно действовать как элементарный магнитик, помещенный в центре. Итак наружное поле равномерно поляризованного шара рассчитывается как поле элементарного магнитика, помещенного в его центре и имеющего магнит-момент:

$$P_m = el = \frac{4}{3}\pi a^3 P.$$

Если мы в центре рис. 202 нарисуем круг радиусом данного шара, сотрем внутри его линии сил и заменим их линиями, параллельными оси поляризации, то получим изображения поля равномерно поляризованного шара как внутри, так и снаружи шара.

208. Равномерно поляризованный эллипсоид.— Само собою разумеется, что в этом случае расчеты сложнее, но образование поверхностных полюсов при поляризации может быть получено таким же сдвигом двух заряженных равномерно эллипсоидов, как мы это получали для пластинки и для шара; только толщину образовавшихся слоев нужно теперь считать не по радиусу-вектору, а по нормалям к поверхности эллипсоида, которые, как известно, не совпадают (рис. 208) с радиусом.

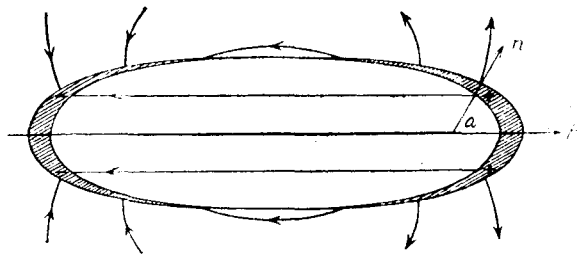


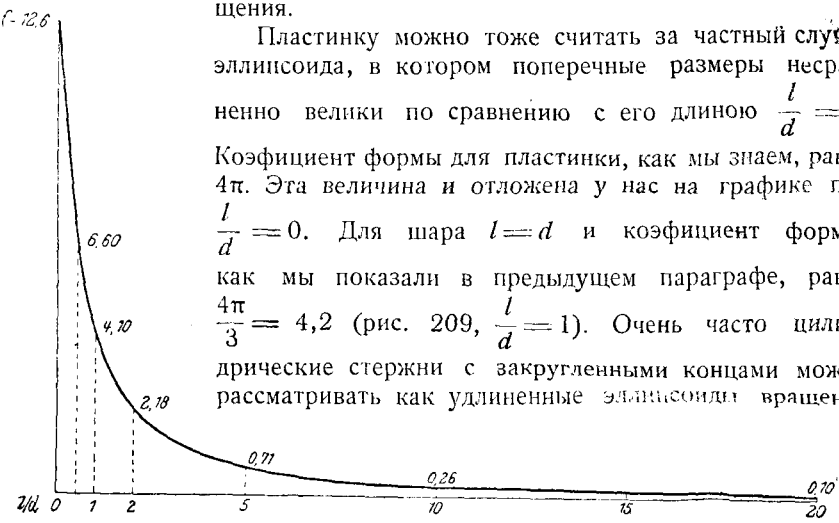
Рис. 208. Поляризованный эллипсоид.

Внутреннее поле равномерно поляризованного эллипсоида будет однородно, как и в случае шара, по той причине, что поле заряженного эллипсоида тоже пропорционально расстоянию от центра (51, 53), однако направление этого поля будет, вообще говоря, отличаться от направления поляризации. Только в том случае, когда поляризация совпадает с одною из осей эллипсоида, и его внутреннее однородное поле тоже будет совпадать с этою осью.

Практически важен тот частный случай, когда две оси эллипсоида одинаковы, т. е. когда мы имеем дело с так называемым эллипсоидом вращения. Если кроме того поляризация эллипсоида направлена тоже по оси вращения, то для внутреннего поля мы можем написать формулу:

$$M_i = -f \cdot P,$$

где коэфициент f будет зависеть от отношения между длиною l и поперечным диаметром d эллипсоида. Коэфициент f, зависящий от формы эллипсоида, называется коэфициентом формы. На рис. 209 изображена зависимость коэфициента формы от отношения $l:d$ эллипсоида вращения.



Пластинку можно тоже считать за частный случай эллипсоида, в котором поперечные размеры несравненно велики по сравнению с его длиною $\frac{l}{d}=0$. Коэфициент формы для пластинки, как мы знаем, равен 4π. Эта величина и отложена у нас на графике при $\frac{l}{d}=0$. Для шара $l=d$ и коэфициент формы, как мы показали в предыдущем параграфе, равен $\frac{4\pi}{3}=4{,}2$ (рис. 209, $\frac{l}{d}=1$). Очень часто цилиндрические стержни с закругленными концами можно рассматривать как удлиненные эллипсоиды вращения

Рис. 209. Зависимость поля от формы эллипсоида.

и определять их коэфициент формы по вышеприведенному графику. С увеличением длины стержня по сравнению с его поперечным сечением коэфициент формы быстро уменьшается. Уже при длине, равной 20 диаметрам, внутреннее поле поляризованного цилиндра настолько мало, что его практически можно считать равным нулю.

Наружное поле поляризованного эллипсоида похоже на поле поляризованного шара (рис. 202), только растянутого по направлению большой оси.

209. Тороид.— В электромагнетизме нам встретится еще одна форма магнитно-поляризованных тел, имеющая большое практическое значение, а именно *тороид*. Тороидом называется кольцеобразное тело (рис. 210*a*). Очень часто такой тороид бывает равномерно поляризован вдоль своей периферии, и тогда магнитное поле внутри его имеет также направление по периферии. Так как тороид представляет собою замкнутое в себе тело, т. е. не имеет концов, то при его долевой поляризации совсем не образуется поверхностных полюсов; все линии сил проходят внутри него и внешнее поле равно нулю.

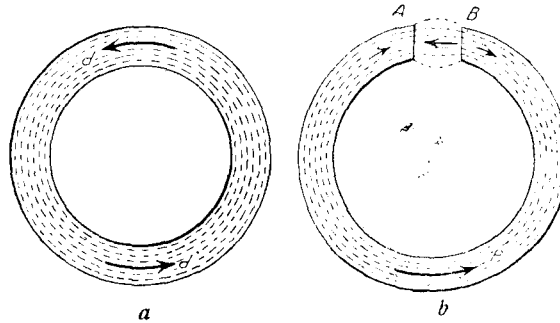


Рис. 210. Поляризованный тороид.

Если же вырезать часть тороида (рис. 210 *б*), то линии сил выходят наружу.

210. Размагничивание и коэрцитивная сила. — Во всех приведенных примерах поляризованных тел магнитное поле внутри тела направлено противоположно его поляризации. Причиной этого явления служит появление магнитных полюсов на поверхности тел, всегда сопровождающее их поляризацию. Единственным исключением из этого общего правила служит долевая поляризация замкнутого тороида, в котором совсем не появляется поверхностных полюсов.

В постоянных магнитах, представляющих собою не что иное как магнитно поляризованные тела, внутреннее поле тоже направлено противоположно их поляризации и стремится уменьшить эту последнюю. Мы можем следовательно сказать, что постоянные магниты всегда стремятся сами себя размагнитить. Если же такое размагничивание не ведет к полной потере магнетизма, то это означает, что внутри постоянных магнитов действует еще какая-то сила, противодействующая размагничиванию; эта сила названа *коэрцитивною силою*.

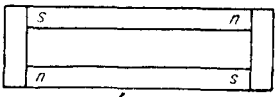


Рис. 211. Пара прямых магнитов, дополненных якорями.

Коэрцитивная сила уменьшается при сотрясениях магнита и при изменениях температуры. Поэтому, если мы хотим сохранить постоянные магниты на продолжительный срок, то лучше будет, если мы по возможности уничтожим размагничивающее влияние полюсов. Это можно сделать, дополнив магнит до замкнутой системы железными якорями (рис. 211): тогда он подобно тороиду не будет иметь внешних магнитных полюсов, и следовательно не будет размагничиваться.

211. Поле магнита. — Мы ограничились расчетами таких тел, поляризация которых *однор дна*, т. е. имеет во всем теле одну и ту же величину и направление. Встречающиеся на практике постоянные магниты (и электромагниты) далеко не соответствуют этому условию: они обыкновенно поляризованы *неоднородно*. Точно так же и поле выступивших на поверхность полюсов внутри магнита тоже не будет однородным. Поэтому понятие о коэфициенте формы к такому неоднородно намагниченному телу совсем не применимо. Вместе с тем размагничивающее влияние концов будет для различных точек магнита различное.

Что касается внешнего поля такого магнита, то его можно приблизительно обрисовать железными опилками и смерить по способу Гаусса, как это будет сейчас подробнее показано. При больших расстояниях от магнита его поле можно рассчитывать по формулам (185, **203**), как поле двух полюсов (двух точек с магнетизмами $\pm m$ на расстоянии l). Опыт показывает, что для магнитных стержней обычной формы за расстояние между этими фиктивными полюсами можно принять длину, равную 0,8 длины всего магнита. Поэтому если магнитный момент магнита определен нами по способу Гаусса, то, разделяя его на длину l, можем приблизительно определить и количество магнетизма на его концах.

212. Действие поля на магнит. — Положим, что данный магнит помещен в какое-нибудь магнитное поле посторонне о происхождения. Если напряжение поля в тех точках, где находятся полюсы нашего магнита, равно M_1 и M_2, то на эти полюсы будут действовать силы $+mM_1$

и $-mM_2$, которые по своим действиям будут эквивалентны одной силе F:

$$F = m(M_1 - M_2),$$

и под действием этой силы магнит придет в движение.

Если обе силы, приложенные к полюсам магнита, окажутся не по одной линии, то кроме поступательного движения магнита мы, вообще говоря, получим еще вращение.

В том случае, когда поле однородно, т. е. когда напряжения магнитного поля у того и другого полюса одинаковы и одинаково направлены или когда сам магнит так мал, что в его пределах напряжение поля можно считать однородным,— в этих случаях сила F равна нулю или ничтожна, и на магнит действует одна только пара сил; магнит не получает заметного поступательного движения, а только поворачивается под действием момента этой пары.

Так например вблизи полюса какого-нибудь магнита поле неоднородно, и поэтому небольшая магнитная стрелка, помещенная вблизи этого полюса, будет либо притягиваться, либо отталкиваться им, тогда как вдали от полюса линии сил можно считать приблизительно параллельными и следовательно поле почти однородным, а тогда магнитная стрелка уже не будет более притягиваться или отталкиваться заметным образом, а будет лишь поворачиваться и стремиться стать вдоль по линии сил поля; другими словами, на стрелку будет действовать лишь пара сил.

Такой случай мы имеем между прочим в поле земного магнетизма: земное магнитное поле в наших широтах можно считать за однородное; поэтому небольшая магнитная стрелка, помещенная на плавающей дощечке, не плывет к северу или к югу, а только поворачивается, становясь параллельно магнитному меридиану.

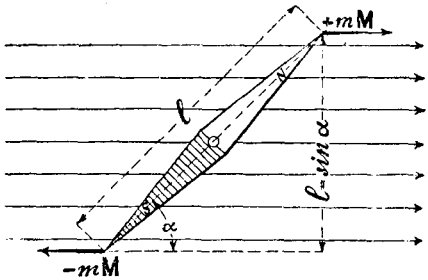


Рис. 212. Действие поля на магнит.

Вычислим момент сил, действующих на эту стрелку в земном магнитном поле. Если напряжение этого поля (рис. 212) равно M, расстояние между полюсами — l и ось стрелки образует с направлением поля угол α, то две действующие силы $+mM$ образуют пару с плечом $l\sin\alpha$. Момент этой пары будет равен:

$$K = Mml\sin\alpha = MP\sin\alpha,$$

где P — магнитный момент стрелки.

213. Измерение напряжения магнитного поля. — Положим, нам необходимо измерить напряжение магнитного поля в какой-нибудь точке пространства, например напряжение земного поля M_0 в каком-нибудь данном месте. Для подобных измерений Гауссом был выработан особый метод, который состоит в следующем.

В данное место помещают небольшую магнитную стрелку на вертикальной оси, проходящей через ее центр, и наблюдают время качаний

этой стрелки при небольших амплитудах. Момент сил, действующих на стрелку, будет, как мы видели:

$$K = M_0 P \sin \alpha,$$

и если момент инерции стрелки обозначить через I, то полный период T ее качания определится из формулы [1]:

$$M_0 P = I\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2.$$

В этом уравнении величину момента инерции I можно вычислить или измерить особым опытом; время качания T тоже можно определить из опыта. Остаются две неизвестных величины — магнитный момент стрелки P и напряжение исследуемого поля M. Следовательно наблюдение времени качания стрелки в исследуемом магнитном поле еще недостаточно для определения его напряжения.

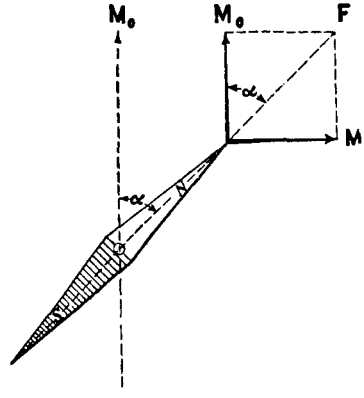


Рис. 213. Сложение двух напряжений.

Но мы можем сделать еще следующий опыт. Установим наш магнит, качания которого мы наблюдали, таким образом, чтобы направление его оси было перпендикулярно к магнитному меридиану. Затем возьмем вспомогательную магнитную стрелку, снабженную кругом с делениями, т. е. буссоль, и положим ее на некотором расстоянии r от магнита (рис. 199, стр. 185) либо в положение A, либо в положение B. Эти два положения мы выбираем потому, что для них напряжение поля данного магнита вычисляется, как это мы видели, очень просто. В каждом из этих двух случаев на стрелку буссоли будут действовать два магнитных поля (рис. 213): одно из них есть земное поле с напряжением M_0; оно направлено с юга на север; другое же — поле нашего магнита, напряжение коего пусть будет M и направление которого перпендикулярно к M_0. При этом на каждый полюс стрелки буссоли будут действовать две взаимно-перпендикулярные силы (рис. 213) mM, и mM, и стрелка отклонится от направления магнитного меридиана на некоторый угол α, который определяется уравнением:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{M}{M_0}.$$

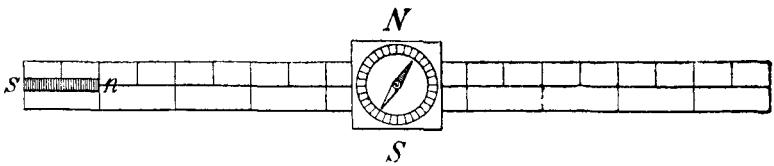


Рис. 214. Положение магнита по параллели.

[1] Это не что иное как формула так называемого „физического маятника", только вместо момента силы тяготения здесь действует момент K. Вывод см. в главе о переменных токах.

Наблюдая этот угол в положении магнита и буссоли A (рис. 214) или B (рис. 215) и подставляя соответственные значения M_a и M_b (184, 203), получим в первом и во втором случае:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{2P}{r^3 M_0},$$

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{P}{r^3 M_0},$$

откуда определяется отношение P к M_0.

Итак из наблюдений над временем качания магнита мы можем вычислить произведение P на M_0, а из наблюдений над отклонениями буссоли можем вычислить отношение P к M_0. Оба наблюдения вместе дают возможность определить P и M_0 в отдельности.

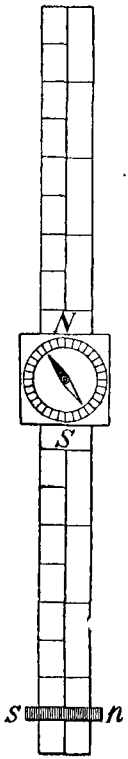


Рис. 215. Положение магнита по меридиану.

Заметим, что мы для простоты считали поле нашего магнита в пределах стрелки буссоли однородным; это будет тем точнее, чем дальше помещен магнит от буссоли. При очень точных опытах однако необходимо принимать во внимание и эту неточность, а также принимать целый ряд других предосторожностей, на которых мы здесь останавливаться не можем.

214. Магнитное поле земли.— Измерение магнитного поля земли производится регулярно во многих точках земной поверхности в специально для этого построенных институтах. Эти измерения дали следующие результаты.

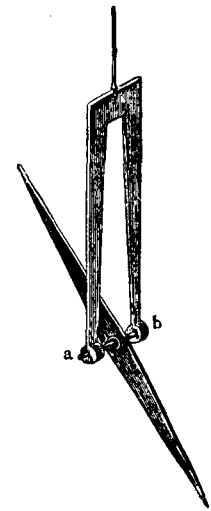


Рис. 216. Магнитная стрелка на горизонтальной оси.

Направление магнитного поля земли, вообще говоря, наклонно к горизонту. Это легко видеть, если подвесить стрелку на горизонтальной оси, проходящей через центр тяжести стрелки (рис. 216).

Обыкновенно полное напряжение магнитного поля F (рис. 217) разлагают на вертикальную составляющую V и горизонтальную H. Угол i между F и H называется *углом наклонения*.

Очевидно, что

$$H = F\cos i,$$
$$V = F\sin i.$$

Угол i измеряется особою буссолью наклонения (рис. 218) и в наших широтах (Москва) оказывается равным около 70°.

Горизонтальная составляющая H имеет направление, близкое к направлению меридиана данного места, но так как это совпадение неполное, то направление H называется *магнитным меридианом* данного места. Угол, составленный между магнитным и географическими мери-

дианами, называется *углом склонения*. Склонения бывают восточные или западные; первые обозначаются знаком (+), вторые знаком (−).

Горизонтальная составляющая земного поля, его наклонение и склонение называются *магнитными элементами* данного места земли.

Магнитная стрелка показывает своим северным полюсом на север; следовательно в этом именно направлении идут магнитные линии земли. Приближаясь к *северному географическому* полюсу земли, магнитные линии все больше и больше наклоняются к горизонту и около 70°30′ северной широты и 97°41′ восточной долготы делаются вертикальными, входя в землю. Здесь, где линии *входят* в землю, мы следовательно имеем *южный магнитный* полюс земли.

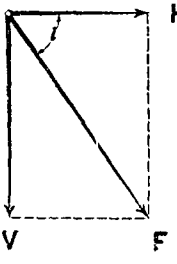
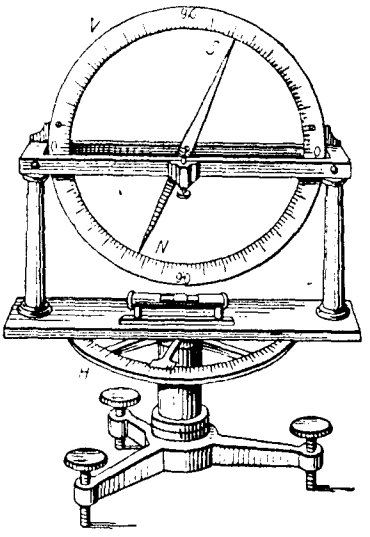


Рис. 217. Слагающие земного магнетизма.


Рис. 218. Буссоль наклонения.

С другой стороны, вблизи *южного географического* полюса, а именно на 73°39′ южной широты и 146°15′ западной долготы магнитные линии *выходят* из земли; здесь следовательно мы имеем *северный магнитный* полюс земли.

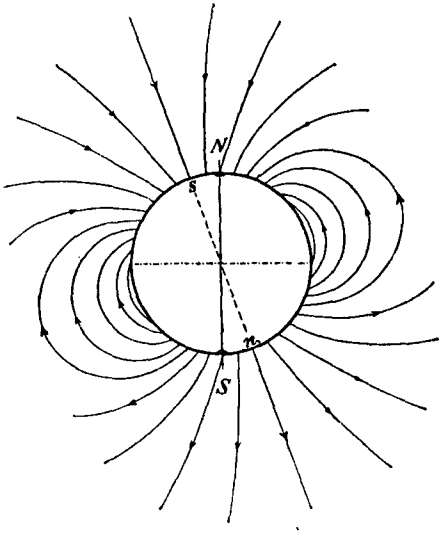


Рис. 219. Схема магнитного поля земли.

Из приведенных цифр мы видим, что земная магнитная ось не только не совпадает с осью вращения земли, но даже не проходит через центр земли. Тем не менее общий вид наружного земного магнитного поля может быть изображен в первом приближении полем магнита, помещенного в центре земли (рис. 219). Ось этого воображаемого магнита пересекает поверхность земли под широтою около 70°.

У полюса вертикальное магнитное поле M_a=0,64, около экватора горизонтальное поле M_b=0,32. Как и для магнита (185, **204**), M_a вдвое более M_b. Из этих данных, зная радиус земли $r = 6{,}4 \cdot 10^8$ *см*, мы можем определить магнитный момент всей земли

$$P = M_b r^3 = 0{,}32 \cdot (6{,}4 \cdot 10^8)^3 = 8{,}38 \cdot 10^{25}$$

и ее интенсивность намагничивания

$$P_m = \frac{P}{\frac{4}{3}\pi r^3} = \frac{3M_b}{4\pi} = 0{,}077.$$

Впрочем необходимо иметь в виду, что магнитный момент не распределен равномерно внутри всей земли, а потому такой подсчет дает только некоторые средние цифры.

При более близком изучении магнитных линий земли в них замечается целый ряд местных отличий. Кроме того все элементы для данного места меняются со временем. В особенности сильным изменениям подвержены: величина горизонтальной составляющей и ее направление, т. е. склонение. Здесь замечены даже периодические изменения, имеющие связь с астрономическими явлениями. Наконец иногда происходят внезапные и весьма сильные изменения элементов, в особенности в полярных областях,— это так называемые *магнитные бури*: они находятся в связи с некоторыми земными явлениями, например с северными сияниями.

III. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТЕЛ.

215. Тела парамагнитные и диамагнитные.— Мы уже неоднократно убеждались в том, что железо, помещенное в магнитном поле, само приобретает магнитные свойства. Но Фарадей показал, что это явление не ограничено одним железом, а может быть наблюдаемо в большей или меньшей степени во всех других телах; оно совершенно аналогично диэлектрической поляризации в диэлектриках и может быть названо *магнитной поляризацией*; однако между электрической и магнитной поляризацией есть и существенная разница.

При электрической поляризации на границах диэлектриков появляются так называемые фиктивные заряды, и притом так, что всякий диэлектрик, помещенный в воздухе или пустоте в поле наэлектризованной точки, всегда притягивается этой точкой; между тем в природе существуют тела, которые отталкиваются магнитным полюсом. Так например поместив небольшой шарик из железа, никеля или кобальта вблизи магнитного полюса, мы увидим, что все они притягиваются магнитом; если же мы возьмем шарик из висмута или цинка, то будем наблюдать отталкивание как от северного, так и от южного полюса магнита.

Фарадей назвал тела, которые притягиваются магнитом, *парамагнитными*, а тела, которые отталкиваются магнитом, — *диамагнитными*.

Вспомним, что закон Кулона дает величину силы взаимодействия только между намагниченными телами; поэтому притяжение и отталкивание ненамагниченных тел магнитом мы должны объяснить возникновением в этих телах магнетизма путем индукции, подобно тому как это мы делали (32, **32**) в случае притяжений наэлектризованными телами ненаэлектризованных. Только в магнетизме нам нужно различать два случая: для парамагнитных тел мы должны принять, как и в электричестве, что в ближайших к магниту частях тела возникает магнетизм, противоположный влияющему, тогда как для диамагнитных тел, где наблюдается от-

талкивание, мы должны предположить, что в ближайших к магниту частях тела возникает магнетизм, одноименный с влияющим.

216. Коэфициент намагничивания. — Для того чтобы ввести эти наблюдаемые на опыте факты в наши формулы, мы попробуем рассуждать совершенно так же, как это мы делали (59, **61**) при рассмотрении явлений электростатической индукции и поляризации.

Предположим, что какое-нибудь тело помещено в однородное магнитное поле, напряжение которого равно M. Под влиянием внешнего магнитного поля в каждом элементе объема данного тела возникнут одновременно два магнитных полюса, которые отодвинутся друг от друга, причем положительный полюс передвинется вдоль по магнитному полю, а отрицательный — в сторону противоположную. Эти полюсы образуют собою элементарные магнитики, и каждый из них будет обладать некоторым магнитным моментом. Магнитный момент, отнесенный к единице объема, даст нам некоторую среднюю *интенсивность* намагничивания P_m и равную ей некоторую среднюю поверхностную плотность магнетизма σ_1 на границах рассматриваемого объема. Что касается величин P_m и σ_1, то мы сделаем ту же гипотезу, как и для случая электрической поляризации (59, **61**), а именно, что плотность σ_1, а следовательно и степень намагничивания P_m пропорциональны напряжению того поля, под влиянием которого они находятся, т. е. пропорциональны напряжению M_1 магнитного поля *внутри данного тела*. Итак положим:

$$P_m = \sigma_1 = \varkappa M_1.$$

Коэфициент пропорциональности $\varkappa$ носит название *коэфициента намагничивания* или *коэфициента магнитной восприимчивости*.

Вышеприведенное объяснение годно конечно только для тел парамагнитных,— для диамагнитных тел наше объяснение не подходит, потому что там пришлось бы принять, что положительные полюсы передвигаются против направления магнитного поля, тогда как отрицательные двигаются вдоль магнитного поля, что конечно невозможно. Но отказываясь дать этим путем наглядное объяснение магнитной индукции, мы тем не менее можем ввести наблюденные факты в теорию, если положим для диамагнитных тел коэфициент $\varkappa$ отрицательным.

Итак мы встретились здесь с новым существенным различием между явлениями электрическими и магнитными. В электростатике коэфициент k (59, **61**) был всегда положительный, и мы могли дать наглядное объяснение явлению электростатической поляризации, приняв гипотезу о смещении зарядов внутри тела под действием внешнего поля; в магнетизме такое объяснение не подходит, оно не подтверждается опытом, потому что в природе, оказывается, существуют тела, как например висмут, для которых коэфициент магнитной восприимчивости отрицателен.

217. Коэфициент проницаемости. — Магнетизм, который появляется на поверхности тел, помещенных в магнитном поле, какого бы знака он ни был, дает свое добавочное магнитное поле, которое сложится с внешним магнитным полем. Для вычисления результирующего поля мы поступим совершенно так же, как в электростатике (60, **62**).

Возьмем на поляризованном теле перпендикулярно к полю небольшую площадку и рассмотрим действие размещенных на ней фиктивных

полюсов. Эти полюсы дадут поле, перпендикулярное к площадке, и потому на касательную составляющую внешнего поля влиять не могут. Как в наружной среде, так и внутри тела касательные, составляющие напряжения магнитного поля у поверхности раздела двух тел, будут одинаковы:

$$M_{t1} = M_{t2}.$$

Что же касается нормальной составляющей, то благодаря поверхностному распределению магнетизма между направлением поля M_{n2} снаружи и M_{n1} внутри тела должно быть соблюдено условие (60, 62):

$$M_{n2} - M_{n1} = 4\pi\sigma_1.$$

А так как мы положили

$$\sigma_1 = \varkappa M_{n1},$$

то

$$M_{n2} = (1 + 4\pi\varkappa) M_{n1} = \mu M_{n1},$$

где

$$\mu = 1 + 4\pi\varkappa.$$

Коэфициент μ, который, как видим, в магнетизме играет ту же самую роль, что диэлектрическая постоянная в электричестве, называется коэфициентом *магнитной проницаемости.*

Термин „магнитная проницаемость" произошел от того, что в телах, для которых μ больше, и поток магнитной индукции будет тоже больше, и потому эти тела как бы легче проницаемы для потока индукции.

Легко видеть, что для парамагнитных тел, где $\varkappa$ — величина положительная, проницаемость будет больше единицы; наоборот, для диамагнитных тел проницаемость меньше единицы. Во всяком случае коэфициент проницаемости существенно положительная величина.

218. Пограничные условия. Преломление линий сил. — Мы уже выяснили в предыдущем параграфе, что тангенциальные составляющие напряжения магнитного поля на границе двух тел всегда равны между собою:

$$M_{t1} = M_{t2},$$

между тем как индукции B будут разные:

$$\frac{B_{t1}}{B_{t2}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}.$$

Совершенно обратное мы имеем для нормальных составляющих: так же как и в случае электрического поля, нормальные составляющие индукций по обе стороны границы двух тел должны быть одинаковы (60, 62):

$$B_{n1} = B_{n2},$$

а следовательно напряжения будут, вообще говоря, разные:

$$\frac{M_{n1}}{M_{n2}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}.$$

Следствием этих условий будет преломление линий сил на границе двух тел по закону:

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}.$$

219. Магнитная защита. — Благодаря преломлению линий сил на границе, как это мы выяснили еще в главе I (62, **64**), происходит сближение, или концентрация, этих линий. Этим обстоятельством пользуются для самых разнообразных целей.

Так например если желают концентрировать магнитное поле какого-нибудь магнита на небольшом пространстве, то снабжают его полюсы заостренными полюсными наконечниками. Линии сил при этом отклоняются и скопляются у острого конца (стр. 183, рис. 197). Наоборот, если хотят получить широкое, хотя бы и более слабое поле, то снабжают магнит плоскими наконечниками (стр. 184, рис. 198). Расчеты таких полей, вообще говоря, очень сложны, и мы не можем здесь на этом останавливаться, но общую картину явления мы можем себе представить и без расчета.

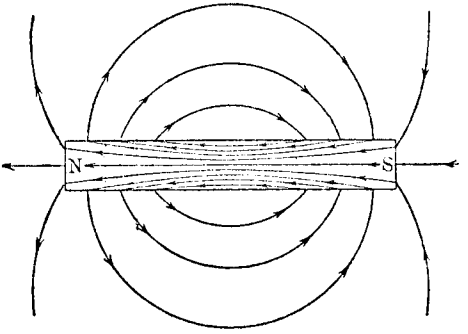


Рис. 220. Поле магнита.

Поместим какой-нибудь кусок железа в однородное магнитное поле: тогда железо вследствие индукции само сделается магнитом и даст свое собственное поле. Возбужденное путем индукции поле складывается с индуцирующим полем *NS*, и в результате получается составное магнитное поле, показанное на рис. 221 более толстыми линиями. Эти линии изгибаются, подходя к железу, преломляются на его поверхности и таким образом концентрируются внутри железа.

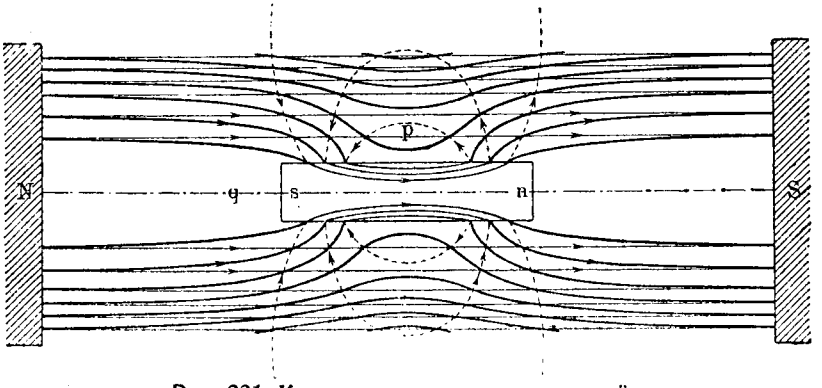


Рис. 221. Концентрация магнитных линий.

На стр. 64 (рис. 61а) показана концентрация линий сил в полом шаре; нечто подобное происходит при помещении в однородное магнитное поле полого железного цилиндра или кольца, ось которого перпендикулярна к полю. Этот последний случай легко демонстрировать помощью железных опилок (рис. 222).

Здесь мы видим, что вследствие концентрации линий в железном кольце магнитное поле во внутренней полости кольца значительно ослаб-

лено, и этим обстоятельством часто пользуются для устройства так называемой *магнитной защиты*, т. е. для охранения гальванометров с чувствительными магнитными стрелками от внешних магнитных влияний.

В электростатике, для охранения стрелки электроскопа от внешнего электрического поля, мы окружали эту стрелку проводником, внутрь которого наружное поле проникнуть не может (стр. 64, рис. 61b).

Так как проводников для магнетизма не существует, то мы не можем *вполне* охранить магнитную стрелку от внешних влияний, но если окружить ее шаровыми или цилиндрическими слоями, сделанными из железа с большим коэфициентом проницаемости, то, как оказывается, удается ослабить влияние внешнего поля в 1 000 раз.

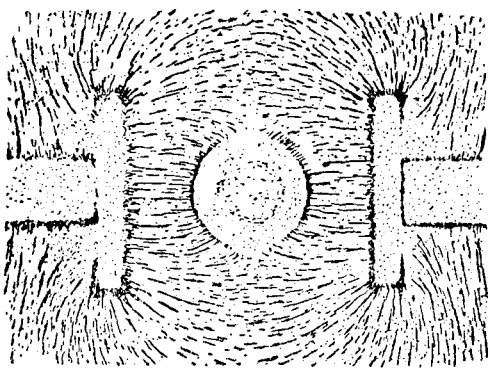


Рис. 222. Железное кольцо в магнитном поле.

220. Движение тел в магнитном поле. — Все рассуждения, приведенные нами (64, **67, 68, 69**) применимы без всяких изменений и к случаю магнитного поля.

В неоднородном поле — например вблизи одного магнитного полюса — парамагнитное тело будет стремиться в места с бо́льшим напряжением, т. е. притягиваться полюсом; наоборот, диамагнитное — будет отталкиваться.

Если поле образовано двумя полюсами, а данное тело имеет удлиненную форму, то при положительном $\varkappa$ (парамагнитное) оно будет стремиться повернуться вдоль по полю, при $\varkappa$ отрицательном (диамагнитное) оно станет перпендикулярно к полю.

Если тело с коэфициентом восприимчивости $\varkappa_2$ помещено в среде, коэфициент которой равен $\varkappa_1$, то результирующая поверхностная плотность магнетизма будет:

$$\sigma = \sigma_1 - \sigma_2 = \varkappa_1 M_{n1} - \varkappa_2 M_{n2} = (\varkappa_1 - \varkappa_2)\frac{M_{n1}}{1 + 4\pi\varkappa_2}.$$

Если $\varkappa_1 < \varkappa_2$, — плотность σ будет отрицательная, и тело будет себя вести как парамагнитное; если $\varkappa_1 > \varkappa_2$, — оно будет казаться диамагнитным.

Обыкновенно эти явления демонстрируются на приборе (рис. 223), состоящем из электромагнита, между полюсами которого можно подвешивать на коконовой нити небольшие палочки из испытуемого вещества. При этом палочка из никеля или кобальта (парамагнетизм) становится вдоль по полю, палочка же из висмута (диамагнетизм) — перпендикулярно к полю. Если взять палочку из бутылочного стекла, содержащего железо, то она станет вдоль по полю, но если ту же палочку погрузить в раствор хлорного железа, который более магнитен, чем стекло, то палочка стекла будет себя вести как диамагнитное тело и станет поперек поля. Этот случай вполне аналогичен действию электрического поля на воздушные пузырьки в керосине (рис. 64, стр. 67).

221. Опытное определение коэфициентов. — Итак для охарактеризования магнитных свойств какого-нибудь тела мы можем пользоваться двумя способами: или указанием величины его коэфициента восприимчивости $\varkappa$, или проницаемости μ.

Для определения коэфициента восприимчивости какого-нибудь вещества обыкновенно поступают следующим образом. Испытуемое вещество помещают в магнитном поле известного напряжения и известного распределения в пространстве и измеряют силу, с которой данное поле действует на данное тело.

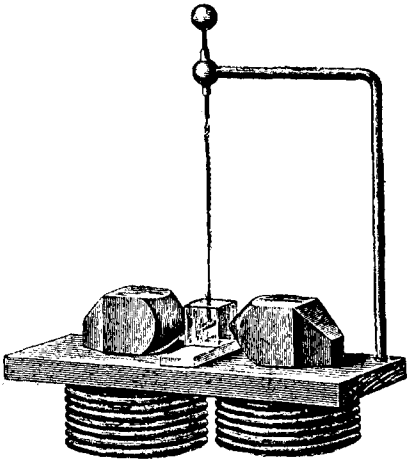


Рис. 223. Палочка висмута в магнитном поле.

При подобных измерениях конечно надо иметь еще в виду, что возникающие в теле полюсы отчасти изменяют внешнее магнитное поле, но для большинства тел коэфициент $\varkappa$ оказывается настолько малым, что этими изменениями можно пренебречь. Исключение составляют только железо и родственные с ними металлы; но для этих случаев имеются другие способы измерения восприимчивости, более точные, о которых мы скажем ниже.

Для сравнения коэфициентов магнитной восприимчивости жидкостей применим еще другой способ. Жидкость наливается в коленчатую трубку, одно из колен которой помещают в магнитное поле (рис. 224). Под влиянием магнитного поля на поверхности жидкости возникает магнетизм, и жидкость в этом колене поднимается или опускается, т. е. поверхность жидкости притягивается или отталкивается полюсами магнита в зависимости от того, парамагнитна ли данная жидкость или диамагнитна.

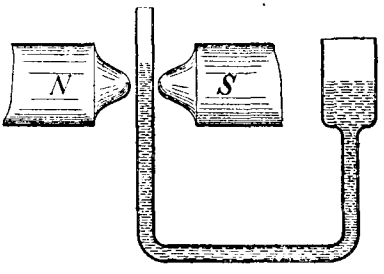


Рис. 224. Втягивание жидкости в магнитное поле.

Определив коэфициент магнитной восприимчивости, мы легко можем вычислить и коэфициент проницаемости по формуле:

$$\mu = 1 + 4\pi\varkappa.$$

Однако имеются способы, благодаря которым можно непосредственно определить проницаемость. Эти способы основаны на явлении индукционных токов, и о них мы будем говорить ниже.

222. Подъемная сила магнита. — Очень часто коэфициент восприимчивости и проницаемости железа определяют по той силе, с которой действуют два куска данного железа, соприкасающиеся друг с другом и помещенные в магнитном поле известного напряжения M.

Разделим мысленно два данных куска железа перпендикулярно к направлению поля бесконечно тонким слоем воздуха. Внутри этого слоя

мы будем иметь однородное поле, образованное положительным и отрицательным магнетизмами, находящимися на поверхностях железа, и мы можем рассчитать этот случай подобно тому, как мы определили силу взаимодействия между двумя наэлектризованными плоскостями. Следовательно сила, с которою действуют друг на друга два куска магнита с поперечным сечением S, будет равна (47, 49):

$$F = 2\pi\sigma^2 S = 2\pi\varkappa^2 M^2 S.$$

Это и есть та сила, которая необходима для разъединения обоих кусков.

Зная M и S и определяя F из опыта, можем вычислить $\varkappa$ для данного куска железа.

Если один из этих кусков представляет собою постоянный магнит, то F называется подъемной силой магнита.

При опытах с постоянным магнитом наблюдение подъемной силы его F позволяет определить плотность магнетизма σ и напряжение магнитного поля M_0 вблизи его полюсов.

Положим, нам дан магнит, способный выдержать груз в 1 *кг* на 1 *см*^{2}.

$$\frac{F}{S} = 1\ кг/см^2 = 1 \cdot 10^6\ дин/см^2 = 2\pi\sigma^2.$$

Отсюда определяем среднюю плотность магнетизма:

$$\sigma = \sqrt{\frac{10^6}{2\pi}} = 400,$$

и напряжение магнитного поля вблизи полюса такого магнита:

$$M_0 = 2\pi\sigma = 2\,500\ \textbf{\textit{C-G-S.}}$$

223. Величины коэфициентов. — Измерения различных исследователей дали следующие коэфициенты для некоторых тел:

Материал	$\varkappa$	μ
Железо	до 440	до 5 500
Никель	„ 24	300
Кобальт	„ 12	40
Хлорное железо	„ 90.10^{-6}	—
Кислород	$0\,14.10^{-6}$	—
Воздух	$0{,}027.10^{-6}$	—
Вода	$-0{,}72.10^{-6}$	—
Висмут	$-14{,}5.10^{-6}$	—

Сплавы металлов имеют проницаемость, иногда меньшую, а иногда бо́льшую, чем те металлы, из которых они состоят. Так например сплав из магнитных металлов: 75 % железа и 25 % никеля почти не магнитен, но с другой стороны, Гейслер (Heusler) нашел, что сплав из 60 % меди, 25 % марганца и 15 % алюминия, т. е. из совершенно немагнит-

ных металлов, обладает магнитными свойствами с проницаемостью около 40. Очевидно на магнитные свойства тела оказывает значительное влияние его молекулярное строение. Это подтверждается еще и тем, что магнитные свойства железа зависят от характера его обработки.

С повышением температуры магнетизм почти всех тел уменьшается, и притом, согласно опытам Кюри, это уменьшение происходит обратно пропорционально *абсолютной* температуре данного тела.

Железо при температуре около 800°, сталь при 700°, а никель при 250° уже теряют свои магнитные свойства.

Жидкий кислород при температуре около 200° в 2 000 раз магнитнее, чем при комнатной температуре.

IV. ФЕРРОМАГНЕТИЗМ.

224. Магнитные характеристики. — Теперь мы переходим к разряду тел, магнитные свойства которых не могут быть вполне определены *постоянными* коэфициентами μ и $\varkappa$ и поляризация которых зависит от действующего поля более сложным образом. Для того чтобы как можно нагляднее представить эту зависимость, чертят так называемые *характеристические кривые*, или *характеристики*. С этой целью на координатной (клетчатой) бумаге откладывают по одному направлению одну из рассматриваемых величин в каком-либо удобно выбранном масштабе, а по перпендикулярному к нему направлению — соответствующие значения другой величины, и соединяют полученные точки сплошной линией. Таким образом характеристика представляет собою не что иное как графическое изображение зависимости одной величины от другой. Какие две величины мы выберем для черчения характеристики, это зависит от цели, для которой она предназначена: от того или иного выбора этих величин зависит конечно и форма самой характеристики. Иногда для описания магнитных свойств какого-либо тела приходится давать несколько характеристик.

До сих пор мы пользовались при расчетах следующими соотношениями:

$$B = \mu M;\ P_m = \varkappa M;\ \mu = 1 + 4\pi\varkappa;$$

причем коэфициенты μ и $\varkappa$ были постоянные. Характеристики в этом случае были бы просто прямые линии, проходящие через начало координат $M = 0$, $B = 0$. На самом же деле, если мы будем чертить зависимость проницаемости железа от действующего магнитного поля, то мы получим кривую линию, изображенную на рис. 225. Для слабых полей от $M = 0$ до $M = 0{,}01$ коэфициент μ можно считать постоянным; величина его для различных сортов железа колеблется между 200 и 400. Для более сильных полей коэфициент μ растет сперва медленно, а затем очень быстро и около $M = 2{,}5$ имеет максимум, который для наиболее употребительных сортов железа (листовое железо трансформаторов) достигает до 3 000. Посредством особой обработки Гумлиху (Gumlich) удалось приготовить в лаборатории железо, которое имело максимальную проницаемость при $M = 0{,}5$ равную 14 000.

После указанного максимума характеристика (μM) спускается и понемногу приближается к значению $\mu = 1$; при этом конечно $\varkappa = 0$. Таким

образом при очень сильных полях железо ведет себя как немагнитное тело.

Из (μM) характеристики мы можем простым умножением каждого M на соответствующее значение μ получить (BM) характеристику, которая и изображена на том же рис. 225.

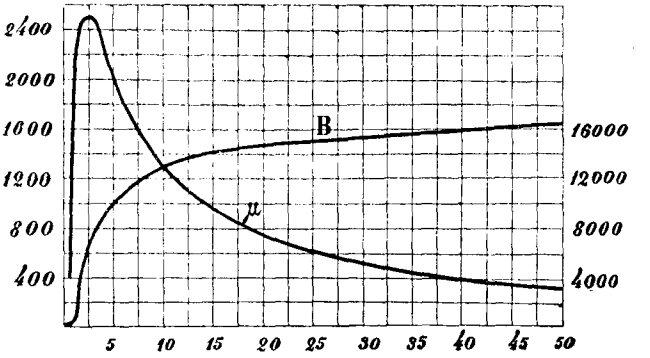


Рис. 225. Зависимость μ и B от напряжения поля.

225. Магнитное насыщение. — Кроме характеристик (μM) и (BM) начертим еще характеристику (PM). Для этого на основании формул

$$B = M + 4\pi P_m$$

$$P_m = \frac{1}{4\pi}(B - M)$$

мы должны из ординат кривой (BM) вычесть ее абсциссы и разделить на 4π. Полученная таким образом кривая (PM) изображена на рис. 226.

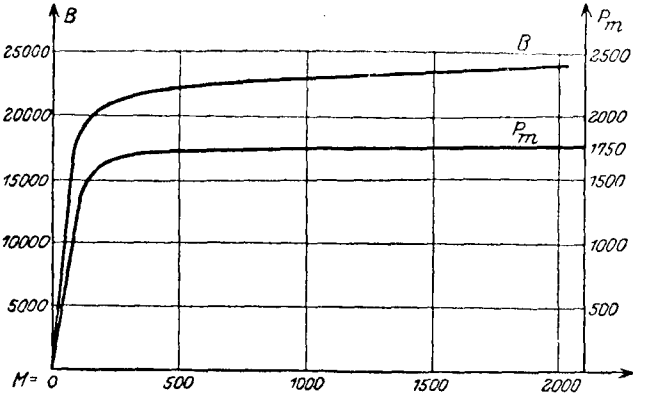


Рис. 226. Магнитное насыщение.

Эта кривая очень похожа на кривую (BM), но разница между ними та, что кривая (BM) все время подымается с увеличением M, тогда как кривая (PM) ассимптотически приближается к *горизонтальной* прямой линии. Это означает, что поляризация железа имеет свой максимум, которого она никогда не превышает, как бы ни увеличивалось действующее

на него магнитное поле. Это явление носит название *магнитного насыщения.*

Полное насыщение достигается только при напряжении магнитного поля $M = 8\,000$ и причем поляризация получается равной $P_m = 1\,750$. Практически однако можно считать, что железо насыщено уже при $M = 300$, когда $P = 1\,700$.

226. Способ Рэлея. — Не нужно забывать, что во всех вышеприведенных формулах и характеристиках мы под M подразумевали напряжение поля, обусловливающее поляризацию P_m, или индукцию B, и следовательно величины M, P_m и B относились к одной и той же точке *внутри* поляризованного тела, например железа. Однако измерить напряжение поля внутри железа мы не можем; мы можем только измерить данное нам поле снаружи железа, и по нем уже так или иначе судить о напряжении, действующем в его внутренних точках. Мы знаем однако (189, **206** и след.), что внутри железа кроме данного нам внешнего поля M_a действует еще и поле поверхностного магнетизма, которое направлено всегда в противоположную сторону: это явление мы назвали размагничиванием (193, **210**). Для некоторых тел простой формы размагничивающий коэфициент f можно определить вычислением; величина размагничивающего поля равна (191, **208**):

$$M_s = -fP_m,$$

и следовательно напряжение поля внутри железа будет равно:

$$M = M_a - fP_m.$$

Непосредственно из опытов мы можем получить характеристику

$$P_m = F(M_a),$$

где F означает некоторую функцию, изображаемую полученной кривой. Но для исследуемого материала нам надо иметь характеристику

$$P_m = F(M) = F(M_a - fP_m),$$

которая не зависела бы от формы выбранного нами образца этого материала. Для того чтобы из наблюденной характеристики получить желаемую, Рэлей (Rayleigh) предложил следующий графический способ. На чертеже (рис. 227) характеристики (PM_a) проводят из начала координат прямую линию OS под углом α, тангенс которого равен коэфициенту f формы исследуемого образца. Для каждой точки этой прямой мы имеем соотношение:

$$M_s = -fP_m.$$

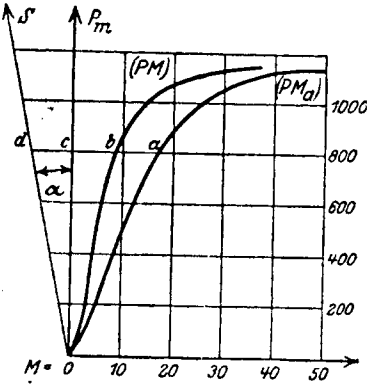


Рис. 227. Графический способ Рэлея.

Эта прямая изображает следовательно характеристику размагничивающего поля. Затем каждую точку кривой (PM_a) сдвигают влево на расстояние, равное отклонению прямой OS от OP на высоте передвигаемой точки. Так

например точку a сдвигаем влево так, чтобы $ab = cd$. Таким образом мы получим новую кривую (PM), которая будет иметь те же ординаты, но все ее абсциссы будут на величину fP_m меньше. Это и будет искомая характеристика (PM).

Впрочем, как мы уже заметили выше (193, 211), определенный коэфициент формы мы можем установить только для таких тел, которые при данном *однородном* поле сами поляризуются *однородно*. Поэтому при исследовании магнитных свойств железа изготовляют обыкновенно образцы удлиненной формы, которые близко подходили бы к форме эллипсоида вращения.

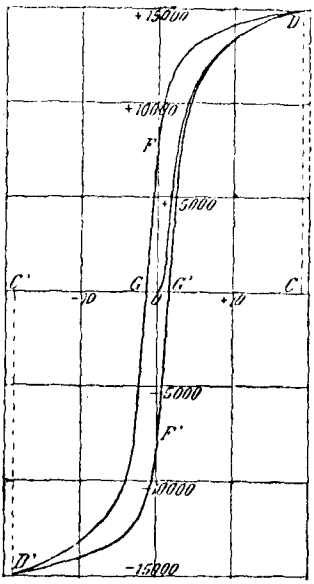


Рис. 228. Гистерезис железа.

Если же эти условия не соблюдены, если например само железо слишком неоднородно, то и коэфициент f и способ Рэлея теряют свое значение.

227. Гистерезис. — Кроме вышеуказанных явлений в ферромагнитных телах наблюдается еще одно явление, которое называется *гистерезисом* и состоит в следующем.

Поместим кусок железа в магнитное поле и будем постепенно придавать напряжению поля различные значения, начиная от нуля до некоторой величины M. Одновременно с этим будем измерять соответственные значения индукции $B = \mu M$. Результаты этих измерений изобразятся кривою OD (рис. 228), в которой абсциссами служат напряжения поля M, а ординатами — соответствующие индукции B. Если мы, после того как дошли до состояния, изображаемого точкою D этой кривой, будем уменьшать напряжение внешнего поля, то и величина индукции тоже будет уменьшаться, но это уменьшение будет совершаться уже не по тому закону, по которому совершалось увеличение B в зависимости от M; другими словами, уменьшая напряжение M и измеряя соответственную индукцию B, мы получим уже не кривую DO, а другую — DF, причем эта новая кривая везде будет лежать выше нашей прежней кривой. Таким образом, когда внешнее магнитное поле уменьшится наконец до нуля, магнитная индукция в железе еще будет иметь некоторую величину OF. Величина OF и обусловливает собою *остаточный магнетизм* железа.

Желая теперь размагнитить железо, мы должны будем изменить направление внешнего магнитного поля, и при некотором $M = -OG$ мы получим индукцию, равную нулю. Далее, увеличивая отрицательное значение M, мы можем дойти до точки D' кривой; если же от точки D' будем изменять величину напряжения M в обратном порядке и, перейдя через его нулевое значение, снова дойдем до первоначального напряжения поля $+OC$, то получим вторую ветвь кривой $D'G'D$. Обе ветви вместе образуют то, что называется *циклом намагничивания*.

Для стали циклы намагничивания изображены на рис. 229.

Мы видим, что индукция в железе и стали все время как бы отстает от напряжения поля M, поэтому это явление носит название *гистерезиса* (ὑστερέω — отстаю).

Если бы мы начинали намагничивание и размагничивание данного куска стали с других точек или доводили намагничивание до других пределов, то получили бы совсем другие ветви (рис. 229).

Как видим, гистерезис сильно осложняет все магнитные явления, потому что вследствие гистерезиса величина магнитной восприимчивости оказывается зависящей не только от того магнитного поля, которое в данный момент действует на железо, но также и от тех магнитных состояний, в которых данный кусок железа находился раньше, до рас-

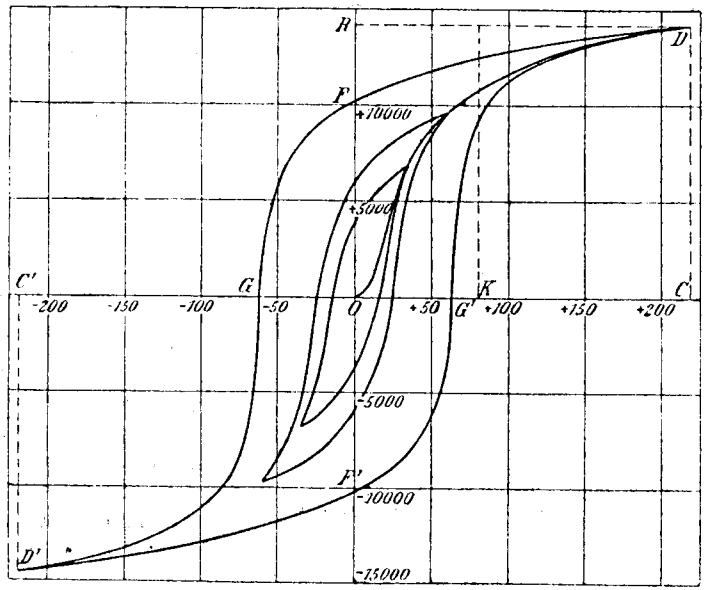


Рис. 229. Гистерезис стали.

сматриваемого момента. Одному и тому же значению напряжения внешнего магнитного поля может поэтому соответствовать бесконечное множество значений магнитной индукции; значения μ, данные нами на рис. 225, относятся к намагничиванию, начатому с нулевой точки O.

Гистерезис наблюдается не только в различных сортах железа, где он хорошо изучен благодаря многочисленным применениям железа в электротехнике, но им обладают в известной степени и никель и кобальт.

228. Остаточный магнетизм и коэрцитивная сила. — Мы только-что видели, что при уменьшении действующего магнитного поля M до нуля как в железе, так и в стали получается *остаточный магнетизм*, характеризуемый величиною индукции B при $M = 0$. Из чертежа 230 видно, что остаточный магнетизм как в железе, так и в стали почти одинаков — около 10 000, но в то время как в железе достаточно лишь небольшого магнитнго поля — 2, для того чтобы уничтожить остаточный магнетизм, для стали необходимо поле — 60, т. е. раз в тридцать большее.

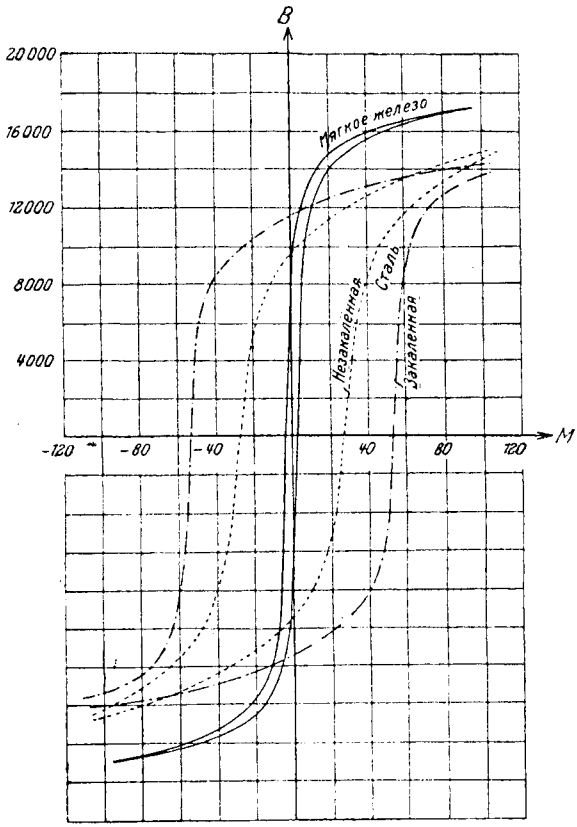


Рис. 230. Кривые гистерезиса различных сортов железа.

Эта сила, *задерживающая* остаточный магнетизм в данном теле, называется *коэрцитивной силой.*

Коэрцитивную силу нужно следовательно отличать от остаточного магнетизма. Остаточный магнетизм характеризуется величиною B, при $M = 0$, тогда как коэрцитивная сила характеризуется величиною $-M$, при $B = 0$. Мы видели, что остаточные магнетизмы железа и стали почти одинаковы, тогда как коэрцитивная сила в стали гораздо больше, чем в железе. Можно сказать, что магнетизм стали прочнее магнетизма железа: вот почему постоянные магниты приготовляются из стали. Особым постоянством отличаются магниты из вольфрамовой стали.

В нижеследующей таблице мы приводим некоторые характерные данные для ферромагнитных тел: железа, никеля и кобальта.

	μ — макс.	R	K
Мягкое железо	6 200	10 000	0,8
Сталь (не закаленная)	375	13 000	17
Сталь вольфрамовая	110	7 500	52
Никель	300	3 400	7,5
Кобальт	175	3 100	12

Здесь означают: R — остаточный магнетизм, а K — коэрцитивную силу.

При повышении температуры не только проницаемость, но и коэрцитивная сила и гистерезис уменьшаются.

229. Работа гистерезиса. — Положим, что внешнее магнитное поле M, под действием которого находится железный стержень, то убывает, то

возрастает, колеблясь между двумя пределами M_1 и M_2, и мы все время измеряем соответственную величину индукции B. Тогда мы заметим, что для нескольких таких циклических намагничиваний у нас на чертеже, изображающем зависимость между M и B, будет получаться все одна и та же замкнутая кривая.

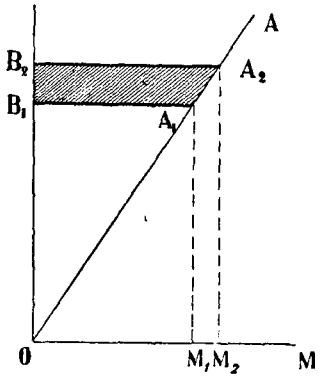


Рис. 231. Работа намагничивания без гистерезиса; μ постоянно.

Варбург показал, что площадь, огибаемая этой кривой, представляет собою в известном масштабе ту работу, которая теряется при каждом цикле намагничивания.

Для того чтобы уяснить себе это, представим себе сперва, что мы намагничиваем какое-нибудь тело, не обладающее гистерезисом, и притом с постоянною проницаемостью μ. Для такого тела зависимость между B и M, а именно $B = \mu M$, будет изображаться прямою OA (рис. 231). Далее, так как в каждом кубическом сантиметре магнитного поля находится энергии

$$U_m = \frac{\mu M^2}{8\pi} = \frac{BM}{8\pi},$$

то для увеличения магнитного поля от величины M_1 до M_2 и при увеличении индукции от B_1 до B_2 нам необходимо затратить на каждый кубический сантиметр энергию:

$$U_2 - U_1 = \frac{B_2M_2}{8\pi} - \frac{B_1M_1}{8\pi}.$$

На нашем чертеже 231 площадь треугольника (OA_2B_2) равна $\frac{B_2M_2}{2}$, а площадь треугольника (OA_1B_1) равна $\frac{B_1M_1}{2}$. Подставляя это в нашу формулу для энергии, мы видим, что затраченную нами энергию можно выразить через разность двух площадей (OA_2B_2) и (OA_1B_1), т. е. через площадь $(A_1A_2B_2B_1)$, заштрихованную на чертеже:

$$U_2 - U_1 = \frac{(A_1A_2B_2B_1)}{4\pi}.$$

При размагничивании тела мы будем переходить на чертеже от A_2 к A_1 тогда эту площадь, а также и затраченную работу нужно считать отрицательною, потому что при размагничивании мы энергию получаем обратно.

Если намагничивание и размагничивание описывают полный цикл $A_1A_2A_1$ и тело вновь возвращается в свое первоначальное состояние, то очевидно полная работа при таком цикле (без гистерезиса) будет равна нулю.

В том случае, если проницаемость μ не постоянна и B изображается не прямою линией, а кривою OA_2 (рис. 232), мы всегда можем разложить эту кривую на такие мелкие части, чтобы их можно было рассматривать

как прямые, и легко видеть, что и в этом случае работа, затрачиваемая на намагничивание и получаемая обратно при размагничивании, будет опять изображаться заштрихованною площадью (OA_2B_2). Работа, затрачиваемая на цикл OA_2O, опять будет равна нулю.

Нечто иное мы получим, если μ не только не постоянно, но дает при намагничивании и при размагничивании различные кривые (рис. 233): например кривую A_1CA_2 при намагничивании и кривую A_2DA_1 при размагничивании. В этом случае площади ($B_1A_1CA_2B_2$) и ($B_1A_1DA_2B_2$), а следовательно и работы при этих процессах уже не будут более равны и противоположны. При циклическом намагничивании ($A_1CA_2DA_1$) затраченная работа будет больше работы, полученной обратно, на величину (заштрихованной на чертеже) площади $A_1CA_2DA_1$, деленной на 4π.

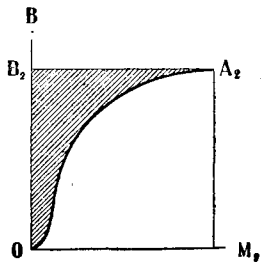


Рис. 232. Намагничивание без гистерезиса; μ переменное.

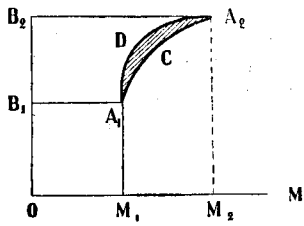


Рис. 233. Работа гистерезиса.

Применяя это рассуждение к ферромагнитным телам, мы видим, что работа, теряемая при каждом цикле намагничивания стали, будет больше, чем в железе, потому что площадь $D'G'DGD'$ для стали (рис. 229) больше такой же площади (рис. 228) для железа.

Спрашивается теперь, куда же девается эта затраченная нами энергия?

Опыт показывает, что эта энергия переходит в тепло и что всякое тело, обладающее гистерезисом, т. е. дающее при циклическом намагничивании на чертеже замкнутые кривые с конечною площадью, нагревается под влиянием переменного магнитного поля.

Так как у нас пока еще нет теории, позволяющей вычислять влияние гистерезиса на магнитные свойства и потерю энергии при циклическом намагничивании железа, а между тем эти данные необходимы при расчете различных электротехнических приборов, то Штейнметц (Steinmetz) на основании своих опытов предложил эмпирическую формулу, которая в пределах практики довольно хорошо согласуется с опытом.

Если через B_0 обозначить максимальную магнитную индукцию, то количество энергии, которое превращается в теплоту в каждом кубическом сантиметре металла, помещенного в переменном магнитном поле, может быть вычислено по формуле Штейнметца:

$$U = \eta B_0^{1,6} \text{ эрг}/см^3.$$

Коэфициент η зависит от свойств данного металла:

Листы из силициевого железа для трансформаторов	0,0008
Железо обыкновенное	0,0015—0,0020

Литая сталь	0,0018–0,0090
Чугун	0,01 –0,02
Сильно закаленная сталь	до 0,08

Мягкий никель и кобальт имеют приблизительно тот же коэфициент η_1, что и чугун.

В технике формула Штейнметца дается не в *эргах на кубический сантиметр*, а в *джоулях на килограмм* железа. Переход от эргов к джоулям делается *умножением* на 10^{-7} (153, **166**). Так как 1 $см^3$ железа весит $7{,}7.10^{-3}$ *кг*, то для перехода от кубических сантиметров к килограммам железа нужно *разделить* на это число. Получаем:

$$U=\frac{10^{-4}}{7{,}7}\,\eta_1 B_0^{1{,}6}\ \text{джоуля/кг}.$$

230. Гипотеза Вебера. — Из только-что изложенного видно, насколько сложны магнитные явления в железе и в родственных с ним металлах, и поэтому нет ничего удивительного, что мы до сих пор не имеем удовлетворительной теории, охватывающей все эти явления в совокупности. Первая попытка создать теорию была сделана Вебером. Вебер представлял себе каждый магнит состоящим из бесчисленного множества молекулярных магнитов, которые в беспорядке распределены внутри железа. Благодаря такому беспорядочному размещению молекулярных магнитов общее их действие равно нулю, и железо не намагничено (стр. 31, рис. 22). Далее, на эти магнитики действуют, во-первых, упругие силы, которые удерживают их в положении равновесия, и, во-вторых, сила, аналогичная трению, — коэрцитивная сила. Когда кусок железа помещен в магнитном поле, напряжение этого поля ориентирует все молекулярные магнитики определенным образом, железо поляризуется тем сильнее, чем сильнее само поле; однако после того как все молекулярные магниты уже ориентировались вдоль по полю, дальнейшее увеличение поляризации становится уже невозможным (стр. 31, рис. 23). Это и есть *явление насыщения*.

При уменьшении напряжения внешнего поля упругие силы начинают поворачивать все молекулярные магнитики в прежнее их положение, но вследствие параллельной ориентировки этих магнитиков они действуют друг на друга, упругие силы уже не в состоянии возвратить их в прежнее беспорядочное состояние, и мы получаем явление *остаточного магнетизма*. В этом состоянии магнитики кроме того удерживаются *коэрцитивною силою*.

Благодаря всем этим причинам мы наблюдаем *гистерезис*, который, как это мы выяснили, служит причиною нагревания железа в перѐменном магнитном поле.

При сотрясении железа трение молекулярных магнитиков уменьшается, и железо должно легче намагничиваться. И действительно уже давно было замечено, что железный стержень, помещенный в земном магнитном поле, намагничивается гораздо сильнее, если ударять по этому стержню молотком.

С другой стороны, сотрясение постоянных магнитов, при отсутствии внешнего поля, уменьшая трение, позволяет молекулярным магнитикам

под действием внутренних сил снова принять свое первоначальное беспорядочное состояние, и магнит размагничивается.

Если мы хотим долго сохранять постоянные магниты намагниченными, то необходимо прежде всего охранять их по возможности от действия постороннего поля. Для этого лучше всего делать их подковообразными и замыкать их при хранении небольшим куском железа, так называемым *якорем*. Если имеются прямые магниты, то их сохраняют парами, замыкая противоположные полюсы двумя якорями.

Кроме этого необходимо охранять магниты от больших сотрясений и от изменений температуры.

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

I. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ТОКА

231. Явление Эрстедта. — В 1820 г. Эрстедт в Копенгагене сделал открытие, что магнитная стрелка, помещенная вблизи проводника, по которому идет электрический ток, отклоняется от своего первоначального направления. Заметим, что магнитная стрелка, например *NS* (рис. 234), стремится всегда стать перпендикулярно к плоскости, проведенной через проводник и центр стрелки (следовательно перпендикулярно к плоскости чертежа 234).

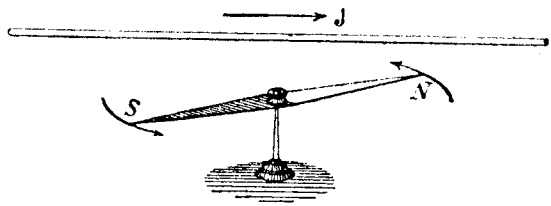


Рис. 234. Явление Эрстедта.

Если рассматривать действие тока на каждый полюс стрелки в отдельности, то оказывается, что электрический ток *не притягивает к себе и не отталкивает от себя магнитного полюса, а отклоняет* его в сторону; при этом северный и южный полюсы отклоняются током в противоположные стороны.

С нашей теперешней точки зрения сущность явления, открытого Эрстедтом, состоит в том, что *электрический ток образует около себя магнитное поле,* и нам необходимо теперь изучить, каковы направление и величина напряжения этого поля в различных точках пространства.

Для изучения магнитного поля тока мы можем пользоваться теми же средствами, какими мы пользовались при изучении магнитного поля вообще, а именно: форма линий сил изучается легче всего посредством железных опилок; направление линий сил указывается помещенной в поле небольшой магнитной стрелкой; наконец величина напряжения поля может быть определена по способу, указанному Гауссом и описанному нами выше (194, **213**).

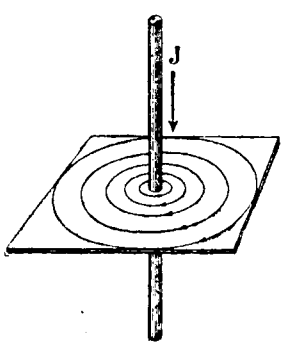


Рис. 235. Прямой ток.

Конечно все эти факторы будут изменяться в зависимости от силы и направления электрического тока а также и от формы и размеров того проводника, по которому течет электричество. Мы начнем наше изучение с простейших случаев, а затем установим закон, применение которого позволит нам определить путем вычисления магнитное поле электрического тока в любом данном случае.

232. Поле прямого тока. — Возьмем вертикальную прямую проволоку (рис. 235) и поместим перпендикулярно к ней лист картона с насыпанными на нем опилками. Пропустив по про-

волоке электрический ток и постучав слегка по картону для того, чтобы ослабить действие трения между опилками и картоном, мы заметим, что опилки расположились по концентрическим кругам (рис. 236) с общим центром в той точке, где проволока проходит сквозь картон. Таким образом все магнитные линии сил прямого тока оказываются замкнутыми кругами.

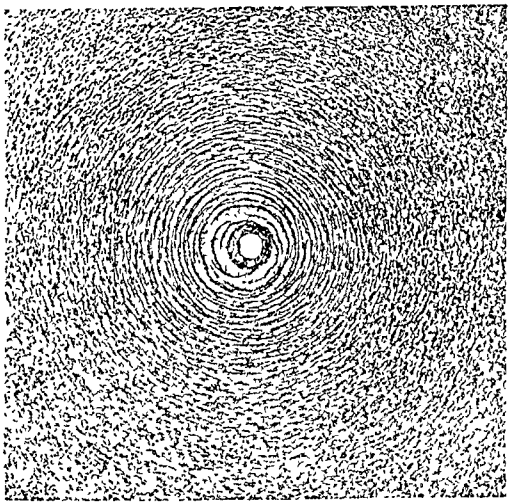


Рис. 236. Поле прямого тока.

Для определения направления линий сил поместим на том же картоне пять магнитных стрелок; при пропускании тока по проводнику мы заметим, что все стрелки отклоняются, причем расположение полюсов этих стрелок меняется, если переменить направление тока. На рис. 237 показано, как располагаются полюсы этих стрелок, когда ток идет перпендикулярно к чертежу, от чертежа к наблюдателю (+); на рис. 238 показано расположение стрелок, когда ток идет от наблюдателя к чертежу.

Как известно, направление линий сил указывается северными полюсами стрелок, так что если мы будем смотреть на картон сверху, то в первом случае, когда ток шел снизу вверх (на нас), направление линий сил (как показывают магнитные стрелки) оказывается против движения часовой стрелки; во втором же случае, когда ток направлен сверху вниз (от

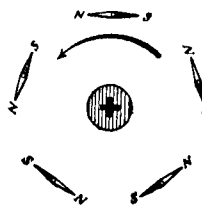


Рис. 237. Направление тока от чертежа к наблюдателю.

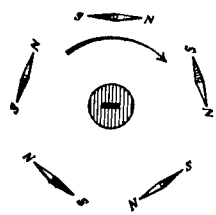


Рис. 238. Направление тока от наблюдателя к чертежу.

нас), линии сил направлены по стрелке часов [1]. Таким образом, *если смотреть каждый раз по направлению электрического тока, то магнитные линии, им образуемые, будут всегда итти по стрелке часов.*

233. Правило буравчика. — Чтобы легче запомнить направление поля относительно направления тока, Максвелл предложил сравнивать их

[1] Вместо „по направлению движения часовой стрелки" мы будем говорить короче: „по стрелке часов". При этом предполагается, что наблюдатель смотрит на циферблат.

с движением обыкновенного буравчика (винта с ручкою, пробочника или штопора) [1]. Если поступательное движение буравчика происходит по направлению тока J (рис. 240), то вращение его ручки укажет нам на направление магнитного поля M этого тока.

Это правило в особенности удобно потому, что возможность ошибок сведена здесь до минимума. Между прочим нет необходимости запоминать, что́ должно итти впереди — ручка или винт, при определении направления магнитного поля; предоставим читателю самому убедиться в том, что результат в обоих случаях оказывается одинаковым. Для безошибочного применения правила Максвелла необходимо только ясно представлять себе движение винта буравчика и его ручки: направив первое по току, получим второе по магнитному полю.

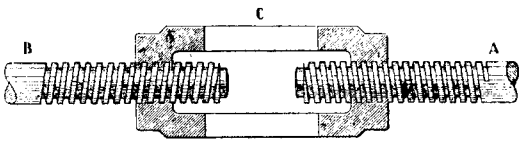


Рис. 239. Муфта.
A — правый винт. B — левый винт.

234. Поле кругового тока. — Возьмем теперь проволоку, согнутую по кругу (рис. 241), и, пропустив по ней электрический ток, будем опять наблюдать расположение опилок на картоне, помещенном перпендикулярно к плоскости круга (рис. 242) и проходящем через его центр. Мы увидим, что теперь магнитные линии уже не представляют более правильных кругов; тем не менее и в этом случае все линии сил замыкаются, обходя проводник, по которому идет ток. Другими словами, в магнитном поле кругового тока, да и вообще в магнитном поле какого угодно тока *линии сил всегда обходят этот ток кругом.*

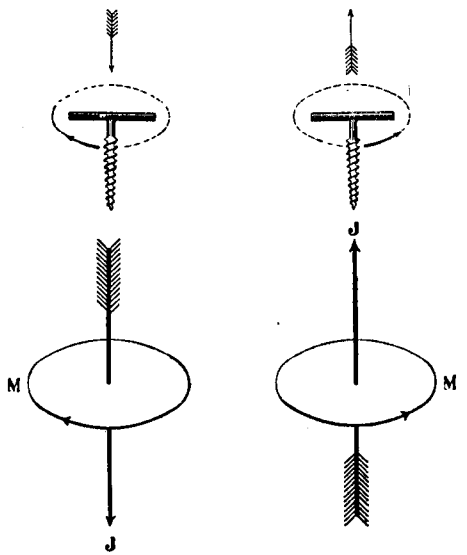


Рис. 240. Правило буравчика.

Помещая в различные точки изучаемого поля небольшие магнитные стрелки, мы можем определить направление линий сил. На рис. 241 эти направления изображены стрелками.

При внимательном изучении этих чертежей нельзя не обратить внимания на их сходство с теми чертежами, которые мы получили для случая

[1] Все эти винты имеют правую нарезку, и для ввинчивания этих винтов необходимо вращать их по стрелке часов. Однако бывают, хотя и очень редко, винты с левой нарезкой, сделанные со специальной целью. Так например в некоторых железных конструкциях требуется стягивать друг с другом два стержня A и B (рис. 239). Для этого навинчивают на их концы муфту C, причем у A сделана правая нарезка, а у B — левая. Если смотреть по направлению AB и поворачивать муфту C по стрелке часов, то A и B будут расходиться друг от друга; при противоположном повороте A и B будут сближаться.

прямого тока, только теперь направление магнитного поля и направление тока поменялись друг с другом местами.

Действительно, если посмотреть (рис. 241) по направлению магнитного поля, то мы увидим электрический ток идущим по направлению движения часовой стрелки; если же посмотреть против линий сил, то увидим ток идущим против часовой стрелки. Правило Максвелла применимо конечно и в этом случае, только теперь нужно направлять движение буравчика (рис. 243) по магнитным линиям сил M, а вращение его ручки укажет нам направление электрического тока J.

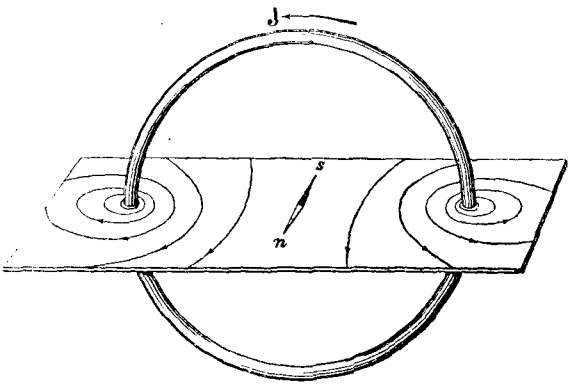


Рис. 241. Круговой ток.

Итак мы приходим к заключению, что направление тока и его магнитного поля суть два взаимных направления. Мы можем поступательное движение буравчика представлять себе совершающимся по направлению тока, тогда вращение ручки будет совершаться по направлению магнитного поля; наоборот, если буравчику дать двигаться по направлению магнитного поля, то его ручка укажет направление электрического тока.

На рис. 244 изображены два кольца с показанными на них направлениями; каждое из этих колец может изображать или электрический ток или магнитное поле.

235. Круговой ток и магнитный листок.—Заметим еще, что линии сил кругового тока напоминают собою линии сил очень короткого магнита, поперечное сечение которого равно площади, обтекаемой током.

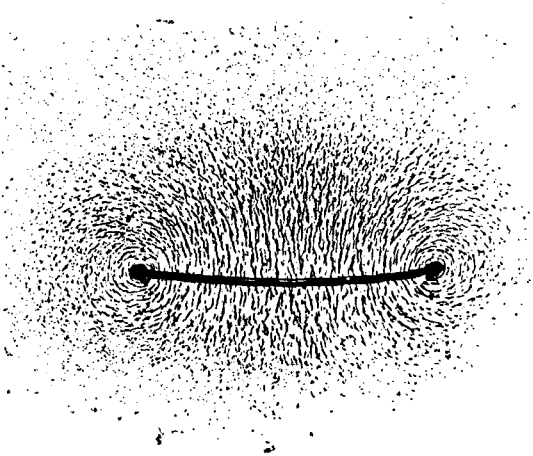


Рис. 242. Поле кругового тока.

Такой короткий магнит носит название *магнитного листка*. Одна сторона этого листка будет северная, другая—южная. Сторона плоскости, обтекаемой током, из которой *выходят* линии сил, называется северной (положительной) стороной тока, тогда как та сторона, в которую линии сил *входят*, называется южной (отрицательной) стороной тока.

Смотря на южную сторону тока (рис. 245), мы увидим его текущим по стрелке часов; наоборот, смотря на северную сторону тока (рис. 246), мы увидим его текущим против стрелки часов.

Как ни просты вышеописанные соотношения между направлением тока и его магнитным полем, однако их усвоение требует некоторого упражнения, которое мы советуем сделать читателю самостоятельно на различных частных случаях. Без ясного представления об этих соотношениях в пространстве изучение электромагнитных явлений невозможно.

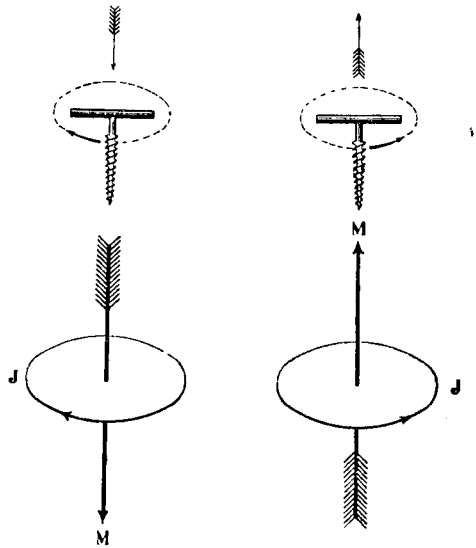


Рис. 243. Правило буравчика.

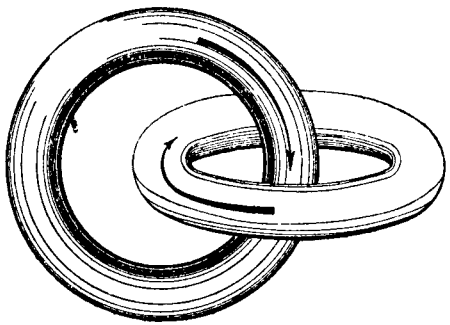


Рис. 244. Взаимное направление электрического тока и магнитного поля.

236. Свойства магнитного поля токов. — Многочисленными исследованиями было доказано, что магнитное поле, образуемое током, обладает совершенно такими же свойствами, как и поле магнитов.

Напряжение полей нескольких токов складывается в одну равнодействующую так же, как и поле нескольких магнитов. Араго показал, что

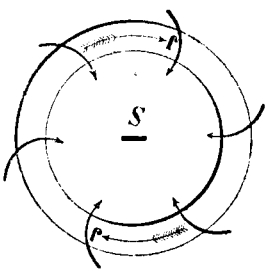


Рис. 245. Южная сторона тока.

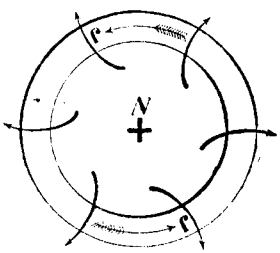


Рис. 246. Северная сторона тока.

кусок железа, помещенный вблизи электрического тока, намагничивается. Вообще магнитное поле тока и магнита по своим физическим свойствам вполне тождественны.

Что касается самих проводников, по которым идет ток, то их свойства на магнитное поле тока никакого влияния не оказывают. Провод-

ники эти могут быть с большим сопротивлением или с малым, они могут быть твердые, жидкие (электролиты), газообразные, могут быть какого угодно химического состава, — все это безразлично. Если распределение электрических токов дано, то и магнитное поле этих токов —

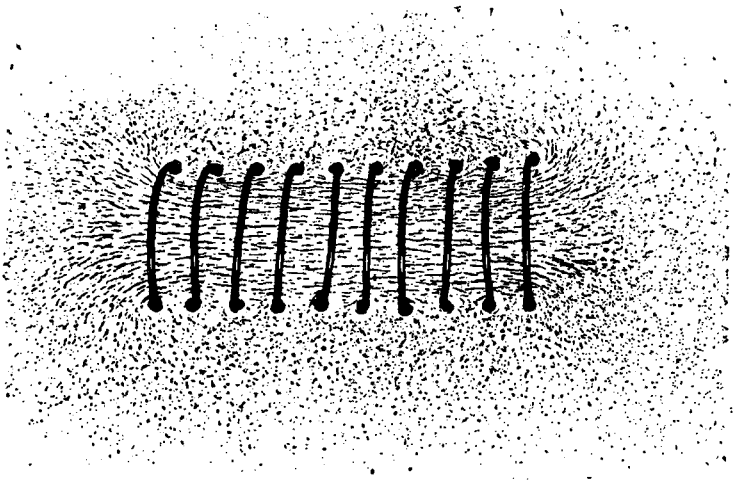


Рис. 247. Поле соленоида.

вполне определенное и независимое от свойства тех проводников, по которым идут эти токи.

На этом основании мы часто будем для упрощения речи говорить об электрическом токе, или просто о токе, подразумевая под этим проводник, по которому идет ток.

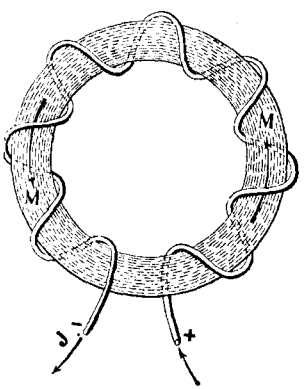


Рис. 248. Замкнутый соленоид.

237. Соленоид. — Нанижем целый ряд круговых токов на одну общую ось, тогда эти токи образуют особую трубчатую поверхность или соленоид (σωληνοειδης — трубообразный). Если все токи в соленоиде одного направления, то и все магнитные линии токов внутри соленоида будут тоже одного направления (рис. 247), а потому напряжение магнитного поля в соленоиде будет гораздо сильнее, чем в одном круговом токе. Далее, так как все северные стороны отдельных круговых токов в самом соленоиде направлены в одну и ту же сторону, а все южные — в другую, то линии сил соленоида будут входить в первый круговой ток соленоида и выходить из последнего кругового тока; все магнитное поле соленоида будет иметь такой вид, как будто соленоид снабжен магнитными полюсами: на одном конце его будет северный полюс, на другом — южный.

Если повернем к себе северный полюс соленоида, то увидим все токи идущими против часовой стрелки; если же повернем к себе его южный полюс, то увидим направление токов по часовой стрелке.

Соленоид можно сделать замкнутым (рис. 248); тогда все магнитные линии сил будут проходить внутри его, внешнего магнитного поля не будет, и магнитных полюсов у такого соленоида тоже не будет. Такой соленоид подобен магниту, который замкнут своим якорем (ср. рис. 186, стр. 175). Замкнутый соленоид представляет собою простейший случай электромагнитного поля: все поле ограничивается одной замкнутой в себе магнитной силовой трубкой.

238. Электромагнит. — Мы уже сказали выше, что железо, помещенное в магнитном поле тока, намагничивается так же, как и в поле обыкновенного магнита. Этим обстоятельством пользуются, чтобы получить сильное магнитное поле в так называемых *электромагнитах*. С этой целью железный стержень или целый пучок железных проволок помещают внутри соленоида.

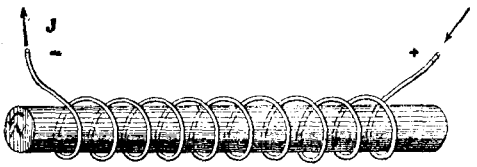


Рис. 249. Прямой электромагнит.

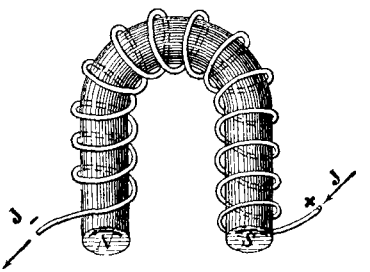


Рис. 250. Подковообразный электромагнит.

Так как нет необходимости, чтобы соленоид состоял непременно из *отдельных* круговых токов, а все эти токи могут быть соединены параллельно или последовательно в одну общую цепь, то обыкновенно электромагнит устраивают следующим образом.

На железный стержень (рис. 249), или *сердечник*, наматывают в несколько оборотов изолированную медную проволоку; если обмотка заняла всю длину стержня, а необходимо намотать еще большее число оборотов, то наматывают проволоку вторым слоем, и т. д. Устроенный таким образом соленоид, при прохождении тока по его обмотке, образует магнитное поле; под влиянием этого поля железный сердечник намагничивается и дает свое добавочное поле, которое снаружи имеет одинаковое направление с полем соленоида и потому усиливает это последнее. На рис. 249 и 250 показаны направление электрических токов и образовавшиеся благодаря этим токам полюса электромагнитов — прямого и подковообразного.

Благодаря громадному коэфициенту проницаемости железа поле электромагнитов может быть получено чрезвычайно сильным.

Самое сильное поле, которое удалось получить в электромагните, имело напряжение в 500 000 магнитных единиц, тогда как посредством искусственных постоянных магнитов можно лишь в редких случаях достигнуть магнитного поля с напряжением в 4 000 единиц.

Соображения, которыми необходимо руководствоваться при проектировании электромагнитов, мы приводим ниже.

239. Закон Био и Савара. — Количественное соотношение между силою тока и магнитным полем, им образуемым, было в первый раз установлено

французскими учеными Био и Саваром, которые измеряли магнитное поле электрических токов различной силы и различной формы при помощи магнитной стрелки. Био и Савар пришли к заключению, что во всех случаях силу поля в какой-нибудь точке можно определить как сумму элементарных сил, исходящих из каждого элемента тока l (рис. 251). Все эти элементарные силы F пропорциональны силе тока J и количеству магнетизма полюса m, обратно пропорциональны квадрату расстояния r от элемента тока до полюса. Таким образом закон Био и Савара напоминает собою законы Кулона для электрических и магнитных полюсов. Однако для *электромагнитных* взаимодействий оказывается необходимым сделать одно характерное для этих действий добавление, а именно: величина силы Био и Савара зависит еще от взаимных направлений элемента тока и радиуса-вектора. Эта сила имеет наибольшую величину, когда оба направления образуют между собой прямой угол, и она обращается в нуль, когда магнитный полюс находится на продолжении линии тока, т. е. когда угол между направлением тока и направлением радиуса-вектора равен нулю. Вообще же электромагнитная сила пропорциональна синусу этого угла. Итак закон Био и Савара может быть выражен следующею формулою:

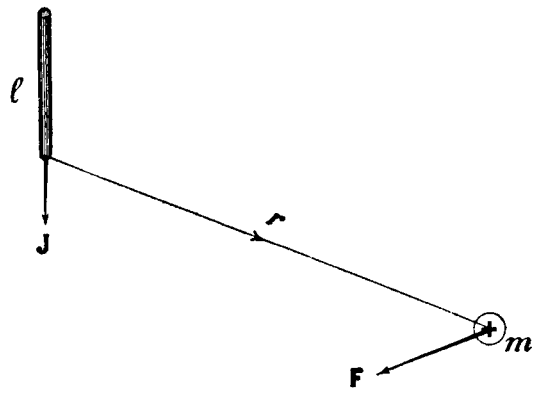


Рис. 251. Закон Био и Савара.

$$F = \frac{mJl \sin (Jr)}{r^2}.$$

Направление каждой такой элементарной силы нужно считать перпендикулярным к плоскости, проведенной через полюс и элемент тока, согласно правилу буравчика. Равнодействующая всех этих элементарных сил будет конечно их *геометрическая* сумма.

Соответственно с данным выше выражением для силы F напряжение магнитного поля тока выразится так:

$$M_l = \frac{Jl \sin (Jr)}{r^2}.$$

Закон Био и Савара нельзя проверить непосредственным опытом, потому что ни элемент тока, ни магнитный полюс нельзя реализовать в действительности. Мы знаем, что постоянный ток всегда образует собою *замкнутую* цепь и каждый магнит обладает *двумя* взаимно противоположными полюсами. Тем не менее мы можем применять закон Био и Савара к различным частным случаям замкнутых токов и к цельным двухполюсным магнитам, и если наши расчеты будут подтверждаться

на опытах с действительными токами и магнитами, то мы можем принять этот закон как оправдываемый опытом способ расчета.

При применении этого закона поступают следующим образом. Данный замкнутый ток разделяют на отдельные участки (элементы длины), настолько малые, что их длиною можно пренебречь по отношению к их расстоянию до рассматриваемой точки поля. Вычисляя поле отдельных

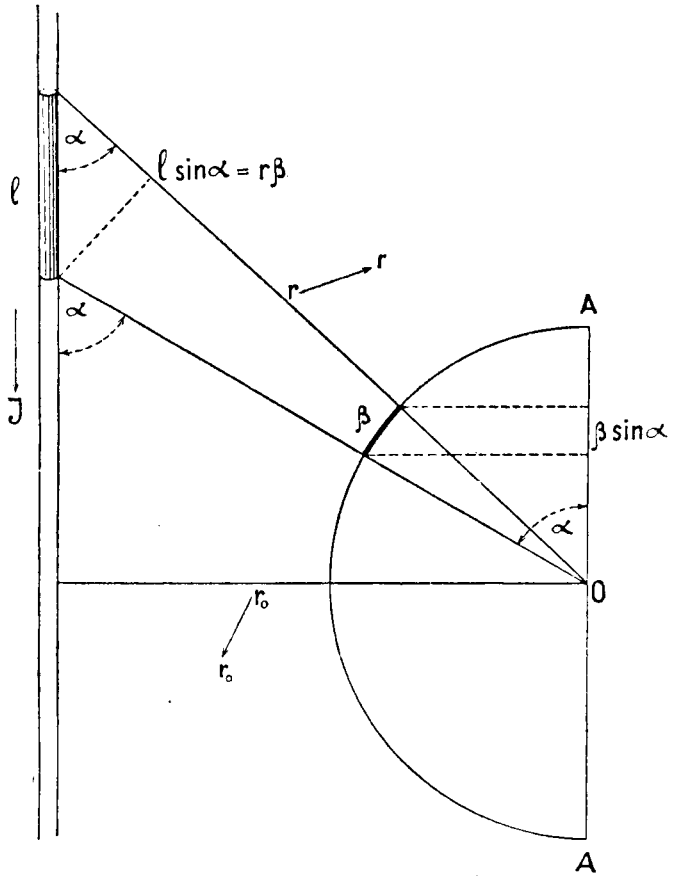


Рис. 252. Расчет поля прямого тока.

элементов тока по закону Био и Савара, складывают затем все полученные напряжения, как и всякие другие векторы, геометрически, и получают таким образом результирующее магнитное поле для всего замкнутого тока.

Прежде чем перейти к применению закона Био и Савара к частным случаям, мы несколько преобразуем их формулу.

Мы обозначим через β тот малый угол, под которым виден элемент тока l из рассматриваемой нами точки O (например рис. 252); тогда элемент дуги круга, описанного из O как из центра радиусом r, мы можем выразить двумя способами: с одной стороны, длина этой дуги равна

радиусу, помноженному на угол, $r\beta$, а с другой стороны, она представляет собой проекцию элемента длины тока l на окружность круга и следовательно равна $l \sin \alpha$. Приравнивая оба выражения, получаем:

$$l \sin \alpha = r\beta,$$

и формула Био и Савара получает вид:

$$M_l = J \frac{\beta}{r}.$$

Два простейших случая применения закона Био и Савара мы разберем подробнее, а именно: прямой ток и круговой ток.

240. Прямой ток. — Пусть дана прямая линия (рис. 252) бесконечной длины, по которой идет электрический ток J, и требуется определить напряжение магнитного поля в какой-нибудь точке O, отстоящей от этой линии на расстояние r_0.

Разделим данную прямую на элементы длины l и, применяя формулу Био и Савара, подставим в нее

$$r_0 = r \sin \alpha,$$

тогда получаем:

$$M_l = J \frac{\beta \sin \alpha}{r_0}.$$

Так как напряжения магнитных полей всех элементов тока направлены перпендикулярно к нашему чертежу, по правилу штопора, т. е. все они имеют в точке O одно и то же направление, то мы можем сложить их *алгебраически* и получим результирующее напряжение от всего прямого тока:

$$M = \frac{J}{r_0} \sum \beta \sin \alpha.$$

Стоящая здесь сумма состоит, собственно говоря, из бесконечного множества слагаемых, однако ее легко истолковать геометрически следующим образом. Если из точки O описать окружность радиусом, *равным единице* (рис. 252), то угол β будет опираться на дугу, длина которой будет тоже равна β, а проекция этой дуги на начальный диаметр OA будет равна $\beta \sin \alpha$. Сумма всех подобных проекций при всевозможных углах α будет очевидно не что иное как длина самого диаметра AOA и следовательно будет равна 2 (радиус мы приняли равным единице). Итак напряжение магнитного поля на расстоянии r_0 от прямого тока равно:

$$M = \frac{2J}{r_0}.$$

Мы видим, что напряжение магнитного поля прямого тока обратно пропорционально расстоянию данной точки от линии тока.

Этот результат был получен Био и Саваром непосредственно из опыта.

241. Круговой ток. — Рассмотрим теперь другой простой случай, когда линия тока представляет собою окружность радиуса r и требуется определить напряжение поля в центре этой окружности.

Направление напряжения в центре будет очевидно перпендикулярно к плоскости данной окружности, причем перпендикуляр этот должен быть восставлен по правилу буравчика, т. е. направление этого перпендикуляра нужно считать входящим в южную сторону тока и выходящим из его северной стороны.

Так как окружность везде перпендикулярна к своему радиусу, то везде $\sin(Jr) = 1$; так как r — величина постоянная, то получим напряжение поля в центре кругового тока:

$$M = \frac{2\pi r J}{r^2} = \frac{2\pi J}{r}.$$

Этот результат также подтверждается на опыте.

Мы рассчитали напряжение магнитного поля в центре кругового тока, потому что для этой точки расчет оказывается очень простым и кроме того этот случай важен, как увидим ниже (см. тангенс-буссоль), для абсолютных измерений. Расчеты напряжений для других точек поля вообще очень сложны, и мы их здесь приводить не будем. На рис. 253

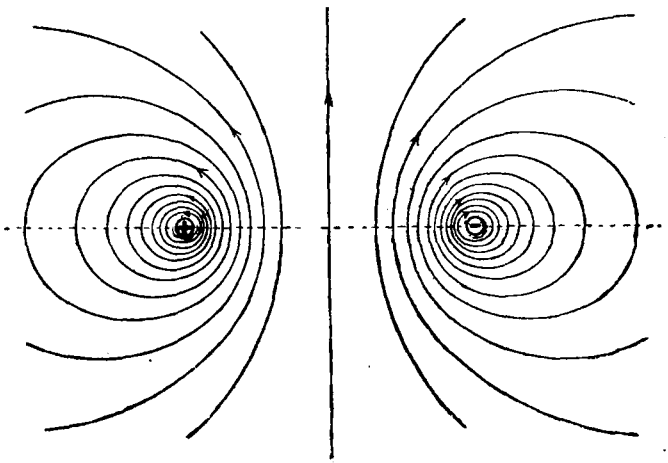


Рис. 253. Поле кругового тока.

изображены линии сил кругового тока, полученные теоретически (241, 218). Напряжение поля вблизи линии тока конечно больше, чем в центре круга, как это и видно из рис. 253.

242. Электромагнитная единица силы тока. — Каждый закон природы, в котором выражена количественная связь между различными величинами, доступными наблюдению, может служить для установления единицы измерения одной из этих величин, когда единицы для всех других величин уже установлены.

Так например в электростатике, основываясь на законе Кулона, мы установили единицу для количества электричества, приняв для остальных всех величин, входящих в закон Кулона, т. е. для силы и для длины, абсолютную систему единиц *C-G-S*. Установленную таким обра-

зом единицу количества электричества мы назвали абсолютной электростатической единицей и обозначили ***C-G-S-E***.

Совершенно подобным же образом мы можем теперь установить единицу для электрического тока, основываясь на законе Био-Савара. Проще всего это сделать, пользуясь формулой Био-Савара для кругового тока.

Легко видеть, что каждый сантиметр длины окружности кругового тока действует на полюс m, помещенный в центре круга, с силою

$$F = \frac{Jm}{r^2} \text{ дин.}$$

Примем за единицу силы тока J такой ток, который, протекая по дуге круга длиною в 1 *см* с радиусом $r = 1$ *см* (рис. 254), действует на полюс $m = 1$ с силою $F = 1$ дине.

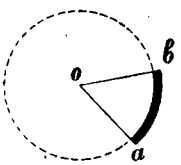


Рис. 254. Определение единицы силы тока.

Тот же ток, протекая по всей окружности, дает силу $F = 2\pi$ дин, а протекая по прямой линии, дает на расстоянии $r_0 = 1$ *см* силу $F = 2$ дин.

Все величины, входящие в наше определение, взяты нами в абсолютных единицах; поэтому установленную нами единицу для силы тока мы будем называть *абсолютной единицей*, а так как кроме того эта единица основана нами на законе электромагнитных действий тока, то будем называть ее *абсолютной электромагнитной единицей* силы электрического тока и будем обозначать символом ***C-G-S-M***.

243. Абсолютные измерения. — Необходимо теперь связать только-что установленную абсолютную электромагнитную единицу силы тока с ранее установленной электростатической единицей. Для этого необходимо сделать такой опыт, в котором мы могли бы, с одной стороны, определять силу тока чисто *электрическим* способом, а с другой стороны, измерять его *магнитные* действия.

Этот опыт можно сделать например следующим образом. Заряжая какую-нибудь емкость C до некоторого потенциала V и заставляя количество электричества $e = CV$ разряжаться n раз в секунду через какой-либо проводник, мы получим в этом проводнике ток (115, 119):

$$J_e = ne = nCV.$$

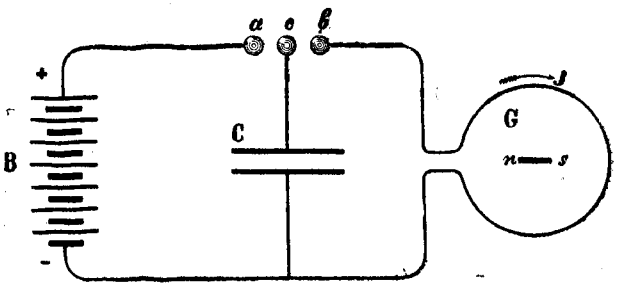


Рис. 255. Сравнение электростатической и электромагнитной единицы силы тока.

Если здесь e выражено в абсолютных электростатических единицах, то и сила тока J_e будет выражена тоже *в абсолютных электростатических единицах*.

Зарядку и разрядку конденсатора лучше всего делать особым переключателем, для которого число переключений n может быть точно определено. Часто для таких переключений служит камертон.

Пусть B (рис. 255) представляет собою источник электричества, а C — конденсатор с точно определенною емкостью; когда переключатель c соединен с полюсом a, емкость C заряжается; когда c соединен с b, емкость C разряжается через проводник G.

Поместим вблизи проводника магнитную стрелку и будем наблюдать магнитное поле. Если G представляет собою круг радиусом r, в центре которого помещена наша стрелка, то магнитное поле

$$M=\frac{2\pi J}{r}.$$

Наблюдая и измеряя напряжение поля M, мы можем определить J:

$$J_m=\frac{Mr}{2\pi},$$

здесь J_m будет выражено *в абсолютных электромагнитных единицах.*

Сравнивая J_e с J_m, получим соотношение между абсолютными электростатическими и электромагнитными единицами.

Из подобных опытов оказалось, что

$$J_e=3\cdot 10^{10} J_m,$$

т. е. *число*, выражающее силу тока в электростатических единицах, в $3\cdot 10^{10}$ раз *больше* числа, выражающего ту же силу тока в электромагнитных единицах.

Отсюда заключаем, что электростатическая единица силы тока в $3\cdot 10^{10}$ *меньше* электромагнитной.

244. Пример. — Для иллюстрации опыта, описанного в предыдущем параграфе, мы приведем следующий цифровой пример.

Положим, емкость конденсатора $c=1$ микрофарад $=9\cdot 10^5$ *см.* Разность потенциалов в полюсах батареи равна 100 вольт $=\frac{1}{3}$ ***C-G-S-E.***

Пусть переключение конденсатора происходит 100 раз в секунду. Тогда средняя сила тока в гальванометре будет:

$$J=100\cdot 9\cdot 10^5\cdot\frac{1}{3}=3\cdot 10^7\ \textbf{\textit{C-G-S-E}}=10^{-3}\ \textbf{\textit{C-G-S-M}}.$$

Этот ток будет образован в центре кругового проводника, намотанного в один оборот на круге в радиусе $r=10$ *см* магнитного поля:

$$M=\frac{2\pi J}{r}=2\pi\, 10^{-4}=6{,}3\cdot 10^{-3}\ \text{гаусс}.$$

Напряжение этого магнитного поля приблизительно в 30 раз меньше горизонтальной составляющей земного магнетизма в наших широтах. Поэтому магнитная стрелка, помещенная в центре круга, отклонилась бы на 1,5°. Если подобные отклонения нам неудобны для измерений, то мы можем намотать проводник на круге не один, а например 30 раз; тогда

его магнитное поле будет в 30 раз сильнее, и мы получим отклонение стрелки почти в 45°.

245. Соотношение между единицами. — Для практических измерений принята единица силы тока *ампер;* она в 10 раз менее электромагнитной единицы, следовательно

$$\text{ампер} = 0{,}1\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M} = 3 \cdot 10^9\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E}.$$

Далее, зная, что сила тока равна количеству электричества, протекающего в секунду, можем написать:

$$\text{кулон} = 0{,}1\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M} = 3 \cdot 10^9\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E}.$$

Наконец из соотношения (67, **64**):

$$\text{кулон-вольт} = \text{джоуль} = 10^7\ \text{эрг} = 10^7\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S}$$

мы выводим, что

$$\text{вольт} = 10^8\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M} = \frac{1}{300}\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E}.$$

Следовательно для разности потенциалов мы можем написать:

$$V_e = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}}\ V_m.$$

Так как

$$\text{вольт} = \text{ампер} \cdot \text{ом},$$

то

$$\text{ом} = \frac{\text{вольт}}{\text{ампер}} = 10^9\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M} = \frac{1}{9 \cdot 10^{11}}\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E}.$$

Заметим, что соотношение единиц для потенциалов у нас получилось обратное соотношению единиц для токов J_m и J_e и для электричеств e_m и e_e. Так это и должно быть, потому что произведения $e_m V_m$ и $e_e V_e$ должны быть одинаковы, ибо выражают работу, а единица работы как в абсолютных электростатических, так и в абсолютных электромагнитных единицах одна и та же, а именно эрг.

Уже давно обратили внимание на то, что величина отношения электромагнитных единиц к электростатическим совпадает с величиною скорости света в эфире, которая в абсолютных единицах равна $3 \cdot 10^{10}$ *см/сек*. Это совпадение не случайное, а, как показал в первый раз Максвелл и как это мы увидим ниже, объясняется тем, что самый свет есть электромагнитное явление.

246. Влияние окружающей среды. — В заключение этого отдела остановимся на вопросе о том, как влияет окружающая ток среда на его магнитные действия. Мы везде предполагали, что проводник окружен воздухом, коего проницаемость равна единице. Как же изменится закон Био-Савара, если проводник, по которому течет электрический ток, окружен средой с другой проницаемостью. По аналогии с законами Кулона можно было бы ожидать, что действие тока на магнитный полюс при этом изменится. Однако это неверно, как это мы сейчас выясним.

Представим себе сперва рассматриваемый проводник с током, окруженным пустотой; его магнитное поле может быть вычислено по формуле Био-Савара. Теперь окружим этот проводник каким-нибудь материалом с проницаемостью μ, например железом. Железо поляризуется под действием магнитного поля тока и индукция в нем будет в μ раз больше напряжения поля $B = \mu M$. Но мы знаем, что на магнитный полюс, помещенный в какую-либо среду, действует сила $F = mM$, обусловленная не индукцией B, а напряжением поля M. Таким образом сила действия электрического тока на магнитный полюс останется неизменной, какова бы ни была проницаемость той среды, в которую погружены и ток и полюс. Следовательно закон Био-Савара, который дает именно *напряжение* магнитного поля данного тока, от проницаемости среды не зависит.

Конечно, если изменяется проницаемость не всей, а только некоторой части среды, окружающей ток, например если мы помещаем вблизи тока кусок железа, тогда на поверхности этого куска образуются полюсы, которые могут значительно изменить поле, и знание одного закона Био-Савара для расчета результирующего поля будет уже недостаточно.

II. ДЕЙСТВИЕ ПОЛЯ НА ТОК

247. Открытие Ампера. — Вскоре после открытия Эрстедта электромагнитными явлениями занялся Ампер, который дал полную математическую теорию этих явлений и дополнил их еще новым открытием. Ампер показал на опыте, что не только электрический ток действует на магнитный полюс, но что и магнитный полюс в свою очередь действует на ток, и наконец что два электрических тока тоже взаимодействуют друг с другом.

С нашей точки зрения сущность всех открытий Ампера сводится к тому, что *к проводнику, по которому идет электрический ток и который помещен в магнитное поле, оказываются приложенными некоторые силы.* Нам предстоит теперь выяснить величину и направление этих сил.

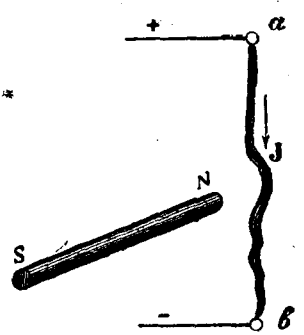


Рис. 256. Отклонение тока в магнитном поле.

Повесим вертикально гибкую проволоку (мишуру) *ab* (рис. 256) и, пропустив через нее электрический ток сверху вниз, приблизим к ней спереди северный полюс магнита; тотчас же проволока отклонится вправо. При приближении южного полюса вместо северного проволока отклонится в левую сторону. Если переменить направление тока и пустить его снизу вверх, то и все наблюдаемые отклонения тока под влиянием магнитных полюсов тоже переменят свое направление.

Таким образом магнитный полюс не притягивает и не отталкивает ток, а отклоняет его в сторону.

Если мы вертикально повешенную мишуру поместим около вертикального магнита, то при пропускании тока мишура обовьется вокруг

магнита (рис. 257); направление обвивки будет изменяться вместе с изменением направления тока.

Мы видели, что в соленоиде внешнее магнитное поле очень сходно с полем магнита и что в соленоиде, на концах его, тоже как бы имеются магнитные полюсы; попробуем поэтому повторить предыдущий опыт, заменив магнит соленоидом. Оказывается, что северный полюс соленоида отклоняет наш проводник с электрическим током совершенно так же, как и северный полюс магнита; то же самое оказывается справедливым и для южного полюса соленоида: его действия на электрический ток такие же, как и действия южного полюса постоянного магнита. Все эти опыты приводят нас к заключению, что силы, которые мы наблюдаем при отклонении электрического тока, присущи и полюсам магнитов и токам соленоидов; следовательно они присущи тому, что магниты и соленоиды имеют общим, а именно *магнитному полю.*

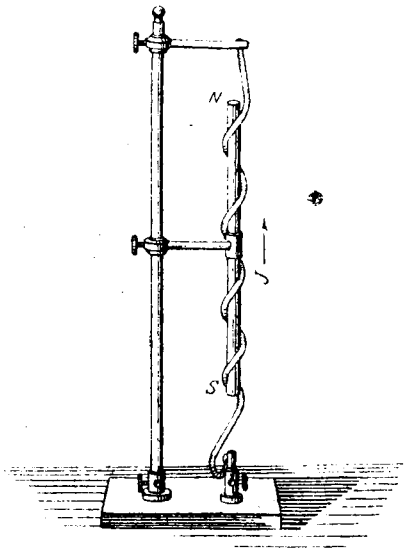


Рис. 257. Мишура при пропускании тока обвивается вокруг магнита.

Для того чтобы изучить действие магнитного поля на ток с количественной точки зрения, мы поступим так же, как мы поступали при изучении магнитного поля тока (215, **232** и след.), а именно рассмотрим сначала простейшие случаи, а затем отыщем такой закон, который позволил бы нам рассчитать действие магнитного поля на электрический ток в любом сколь угодно сложном случае.

248. Прямой ток в однородном поле. — Производя опыты с подвижным проводником, по которому идет электрический ток, например с вертикально повешенной мишурою, мы заметим, что мишура отклоняется под действием магнитного поля только тогда, когда линии сил магнитного поля образуют с направлением тока некоторый угол. Если же линии сил направлены вдоль по проводнику, то никаких отклонений не замечается; сильнее же всего отклонения бывают тогда, когда магнитное поле перпендикулярно к проводнику.

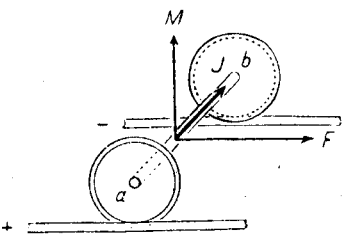


Рис. 258. Подвижная часть тока в магнитном поле.

Разберем сначала именно этот последний случай.

Представим себе два латунных рельса (рис. 258), по которым может катиться пара металлических колес, соединенных осью *ab*. Если соединить концы рельс с источником электрического тока, то

благодаря проводимости всех частей прибора ток будет итти от одной шины к другой через колеса и ось ab. Под шинами мы поместим электромагнит и направим его магнитное поле M вертикально, как это показано на рис. 258. Тогда мы заметим, что при направлении электрического тока по ab колеса покатятся по направлению F; при перемене направления тока или направления магнитного поля переменится и направление движения колес; но при одновременном изменении направления и тока и поля направление движения остается неизменным. Силу действия F магнитного поля на подвижной проводник ab мы можем измерить, уравновесив ее пружиной с определенным коэфициентом упругости или каким-либо другим приспособлением. Добиваться особой точности в этом опыте нам не нужно, потому что, как мы увидим ниже, закон, который мы можем установить на подобном опыте в первом приближении, может быть последующими опытами подтвержден с любою точностью.

Из опытов с подобным прибором мы найдем, что сила F пропорциональна силе тока J, силе поля M и длине проводника $l = ab$, на который действует поле. Вертикальные радиусы колес, по которым тоже идет ток, не влияют на движение, потому что они параллельны направлению магнитного поля.

Таким образом для действия магнитного поля на ток мы получаем следующую формулу Ампера:

$$F = MJl.$$

Если силовые линии не перпендикулярны к данному элементу тока (рис. 259), то мы всегда имеем право разложить данное нам магнитное поле M на две составляющие, из которых одна $M\cos(JM)$ направлена вдоль по току и потому не оказывает на него никакого действия, другая же, равная $M\sin(JM)$, перпендикулярна к проводнику и действует на ток J с силою

$$F = MJl\sin(JM).$$

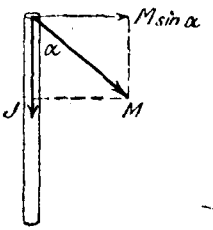


Рис. 259. Разложение магнитного поля на две составляющие.

В этой формуле мы имеем следовательно уже более общий случай для любого относительного направления поля и тока.

Если проводник находится в среде с проницаемостью μ, то и эта среда, намагнитившись, будет в свою очередь действовать на ток, и полное действие будет в μ раз больше:

$$F = \mu MJl\sin(JM) = BJl\sin(JB).$$

Вот общее выражение для той силы, с которой магнитное поле действует на элемент тока. Сила эта перпендикулярна и к полю и к току.

Необходимость введения коэфициента μ в эту формулу мы выясним подробнее в § 250.

249. Взаимодействия между электрическим током и магнитным полем. — Закон действия электрического тока на магнитный полюс мы выразили формулой Био-Савара:

$$F_{BS} = \frac{mJl\sin(JR)}{r^2}.$$

Для силы, с которою внешнее магнитное поле действует на электрический ток, мы получили в предыдущем параграфе формулу Ампера:

$$F_{Am} = \mu MJl \sin (JM).$$

Покажем теперь, что обе эти силы равны и противоположны.

Мы знаем, что величина $\frac{m}{\mu r^2}$ есть напряжение магнитного поля, образуемого полюсом m в той точке, где помещен элемент проводника l; величина же $\frac{m}{r^2}$ есть магнитная индукция этого поля:

$$\frac{m}{r^2} = B = \mu M.$$

Далее, так как в формуле Био и Савара мы считали направление радиуса от тока к полюсу, между тем как направление магнитного поля нужно считать от полюса к току, то

$$\sin (Jr) = -\sin (JM).$$

Подставляя это в выражение для F, мы видим, что

$$F_{BS} = -F_{Am},$$

т. е. что *сила, с которой электрический ток действует на магнитный полюс, равна и противоположна той силе, с которой полюс действует на ток* (рис. 260).

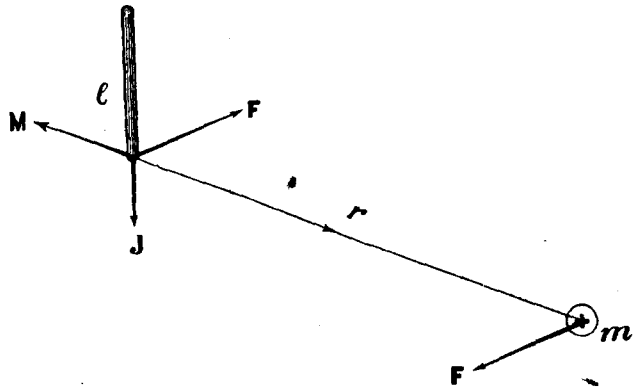


Рис. 260. Взаимодействие между током J и полюсом m.

250. Действие и противодействие. — Полученный нами в предыдущем параграфе результат напоминает собою третий закон механики Ньютона, по которому действие всегда сопровождается равным и ему противоположным противодействием. Но в механике обе силы — действие и противодействие — направлены по одной и той же линии, здесь же две силы образуют так называемую *пару сил* с некоторым моментом вращения.

Для того чтобы избежать могущих от этого произойти недоразумений, мы можем несколько изменить наш основной опыт: не измерять силу действия поля на элемент тока $ab = l$, а на целый, замкнутый в себе круговой ток (рис. 261). В центре этого тока мы поместим северный полюс магнита и магнит возьмем настолько длинным, чтобы действием его южного полюса можно было в первом приближении пре-

небречь. Рассчитаем взаимодействие полюса тока по формулам Био-Савара и Ампера.

Магнитное поле кругового тока действует на магнитный полюс m, помещенный в его центре, с силою (225, **241**):

$$F_{BS} = \frac{2\pi J}{r} m.$$

С другой стороны, магнитный полюс m образует на расстоянии r, т. е. в том месте, где протекает ток, индукцию

$$B = \mu M = \frac{m}{r^2}$$

и по Амперу действует на ток J, имеющий длину $l = 2\pi r$, с силою (231, **248** при $\sin(JB) = 1$):

$$F_{Am} = BJl = m\frac{2\pi}{r} J.$$

Сила F_{Am} очевидно представляет собою равнодействующую всех сил, действующих на проводник, а из рис. 261 видно, что все эти силы перпендикулярны к плоскости круга; поэтому и равнодействующая их будет проходить через центр круга перпендикулярно к его плоскости. Таким образом в этом опыте мы имеем две силы, проходящие через одну и ту же точку и не образующие момента вращения. Они должны по Ньютону быть равны и противоположны. Однако из наших формул легко видеть, что закон Ньютона не будет нарушен только в том случае, если в формулу Ампера уже введен коэфициент μ. Это подтверждает наше замечание в конце § **248**, что в формуле Ампера действия магнитного поля на ток должна быть введена величина индукции B, а не напряжения M.

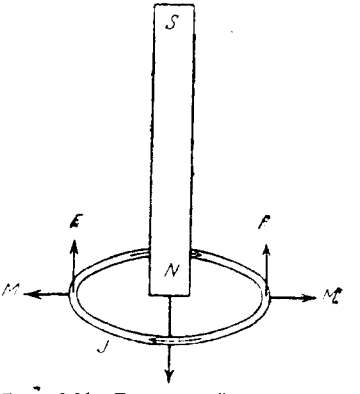


Рис. 261. Взаимодействие магнитного полюса и кругового тока.

251. Два прямых параллельных тока. — Определим величину и направление тех сил, с которыми действуют друг на друга два прямых параллельных тока.

Мы знаем, что ток J_1 (рис. 262а) образует вокруг себя магнитное поле, причем напряжение этого поля во всех точках второго проводника будет равно (240, **242**):

$$M_1 = \frac{2J_1}{r},$$

где r — расстояние между токами. Направление этого поля будет по окружности радиуса r и определится по правилу буравчика.

Магнитное поле первого тока J_1 будет действовать на второй ток с силою F, перпендикулярною и к полю M_1 и к линии второго тока J_2; следовательно эта сила F будет лежать в плоскости данных двух токов.

Если оба параллельных тока *одного* направления, то сила F, приложенная ко второму току, будет притягивать (рис. 262a) его по направлению к первому току; наоборот, если токи разного направления (рис. 262b), то сила F будет отталкивательная.

Величина этой силы, считаемая на каждую единицу длины второго тока, будет (231, 248) при $\mu = 1$:

$$F = M_1 J_2 = \frac{2 J_1 J_2}{r}.$$

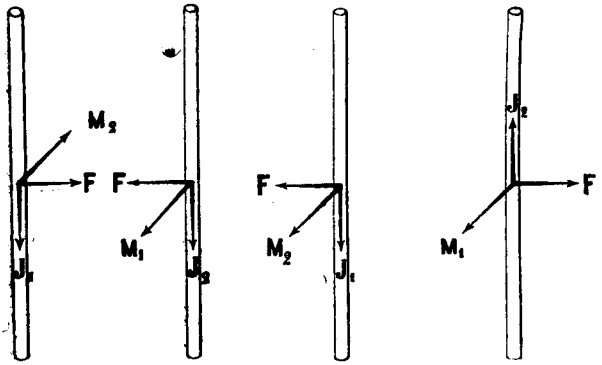


Рис. 262 a. *Рис. 262 b.*

Взаимодействие двух параллельных токов.

Совершенно таким же путем легко доказать, что на каждую единицу первого тока J_1 будет действовать точно такая же сила F, только противоположно направленная.

Доказать это предоставляем читателю.

Предположим, что каждый из данных нам токов равен одному амперу, т. е. 0,1 абсолютной электромагнитной единицы силы тока, и что они помещены на расстоянии одного сантиметра друг от друга. Тогда сила взаимодействия токов будет 0,02 дин, т. е. около 0,02 миллиграмма на каждый сантиметр их длины. Хотя сила эта

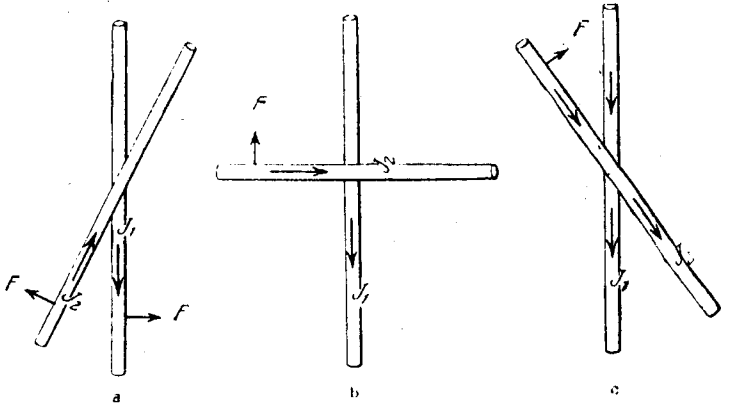


Рис. 263 a, b, c. Взаимодействие непараллельных токов.

и невелика, тем не менее ее можно обнаружить, повесив вертикально два гибких провода (мишуру) и пропустив через них возможно сильный ток.

Если оба тока не совсем параллельны, то силы взаимодействия изменятся немного. В случае, изображенном на рис. 263a (токи противоположны), токи будут отталкиваться друг от друга. Если же токи подвешены так, что они могут поворачиваться, то угол между ними будет увеличиваться. При токах одного направления (рис. 263c) угол между

ними будет уменьшаться. Из рис. 263 видно, что проводники, имеющие возможность повертываться, из положения *a* перейдут в положение *b* и наконец *c*. Мы можем даже высказать общее правило: взаимодействия между токами стремятся повернуть их и поставить *параллельно* друг другу.

252. Замкнутый ток в однородном поле. — Не останавливаясь на случае кругового тока, рассмотрим случай несколько более общий, а именно представим себе (рис. 264) небольшой замкнутый контур какой угодно формы, но в плоскости чертежа, и пусть по этому контуру идет электрический ток J в направлении, указанном стрелками.

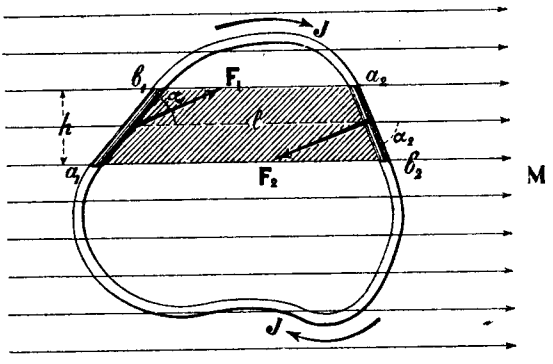


Рис. 264. Замкнутый ток в однородном магнитном поле. Плоскость тока параллельна полю.

Пусть магнитные линии данного однородного поля тоже находятся в плоскости чертежа и направлены по M. Сила, с которою это поле будет действовать на наш ток, будет перпендикулярна к чертежу; но в правой половине данного контура, где ток J направлен сверху вниз, сила F_2 будет направлена от чертежа к наблюдателю, тогда как с левой стороны контура эта сила F_1 окажется направленной от наблюдателя к чертежу. Следовательно силы, которые действуют со стороны поля на ток, стремятся повернуть данный контур вокруг вертикальной оси. Полезно заметить, что при этом замкнутый ток стремится повернуться таким образом, чтобы внутри контура магнитные линии сил электрического тока и линии сил внешнего магнитного поля были направлены одинаковым образом.

Докажем, что данный нам замкнутый ток, помещенный в однородное магнитное поле, не будет иметь поступательного, а только вращательное движение, т. е. докажем, что силы, на него действующие, приводятся к паре сил, и определим величину момента этой пары. Разделим для этого всю площадь, обтекаемую данным током, на узкие полоски линиями, параллельными магнитному полю. Отдельные полоски мы берем настолько узкими, чтобы отрезки тока в их пределе можно было считать за прямые. Рассмотрим одну из таких полосок $a_1b_1a_2b_2$. Из линии тока наша полоска вырезает два элементарных отрезка: $a_1b_1 = l_1$ и $a_2b_2 = l_2$, на которые магнитное поле будет действовать с силами:

$$F_1 = MJl_1 \sin(l_1M),$$

$$F_2 = MJl_2 \sin(l_2M).$$

Заметив, что высота полоски h может быть выражена двумя способами:

$$h = l_1 \sin(l_1M) = -l_2 \sin(l_2M),$$

мы видим, что

$$F_1 = -F_2 = MJh,$$

т. е. что обе силы равны и противоположны, а потому дают только пару сил.

Момент этой пары будет:

$$Fl = MJhl = MJS_0,$$

где l есть длина рассматриваемой полоски, $S_0 = hl$ — ее площадь.

Прилагая те же самые рассуждения и ко всем другим полоскам и суммируя все эти моменты, мы получаем момент всех сил K, приложенных к данному замкнутому току, причем сумма площадей S_0 всех полосок будет очевидно равна всей площади S, обтекаемой током:

$$K = MJS.$$

Мы видим следовательно, что замкнутый контур тока, помещенный в однородное магнитное поле, не будет совершать поступательного движения, а будет повертываться под действием образующейся при этом пары сил.

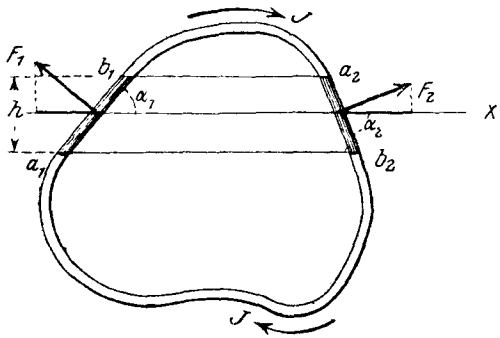


Рис. 265. Замкнутый ток в однородном магнитном поле. Плоскость тока перпендикулярна полю.

Замечательно, что момент той пары сил, с которым магнитное поле действует на замкнутый контур тока, не зависит вовсе от формы этого контура, а только от величины обтекаемой площади.

Теперь рассмотрим тот случай, когда внешнее магнитное поле направлено *перпендикулярно* к плоскости замкнутого тока. В этом случае силы, действующие на отдельные части витка, будут лежать в плоскости витка (рис. 265) и будут стремиться раздвинуть его во все стороны, или, наоборот, сжать его, смотря по направлению поля относительно тока. На рис. 265 магнитное поле направлено от наблюдателя к чертежу.

Докажем, что результирующая всех сил, действующих на виток, равна нулю. Для этого, как и в предыдущем случае, разделим плоскость витка на отдельные узкие полоски по произвольно выбранному направлению. Каждая такая полоска вырежет из проводника два элемента тока a_1b_1 и $\overline{a}_2b_2$, и силы, действующие на эти элементы, будут равны соответственно:

$$F_1 = MJl_1; \qquad F_2 = MJl_2.$$

Проекции этих сил на длину полоски будут:

$$F_1 \cos(F_1X) = MJ \cdot l_1 \sin(l_1X); \quad F_2 \cos(F_2X) = MJ \cdot l_2 \sin(l_2X).$$

Но так как ширина полоски может быть выражена формулами:

$$h = l_1 \sin(l_1X) = -l_2 \sin(l_2X)$$

(направление l берется вдоль тока J; поэтому справа знак минус), то получаем, что

$$F_1 \cdot \cos(F_1X) + F_2 \cdot \cos(F_2X) = 0.$$

Значит сумма проекций сил, приложенных к двум соответственным элементам тока, на длину полоски, равны нулю. Так как это справедливо для всех полосок и справедливо при любом направлении полосок, то заключаем, что и равнодействующая всех сил равна нулю.

Наконец рассмотрим общий случай, когда плоскость витка наклонена к внешнему однородному магнитному полю. Пусть положительная нормаль витка восстановлена с его северной стороны и образует с направлением внешнего поля угол α. Разлагаем внешнее поле на две составляющие: одну вдоль по нормали и другую перпендикулярно к ней, т. е. в плоскости витка. Первая составляющая не дает ни вращения, ни поступательного движения витка. Вторая же составляющая, имеющая величину $M \sin \alpha$, будет действовать на виток с моментом сил:

$$K = MJl \cdot \sin \alpha.$$

253. Магнитный момент тока. — Вспомним, что магнитная стрелка, помещенная в *однородном* магнитном поле, также была подвержена лишь *паре сил* (193, 212) и не совершала поступательного движения.

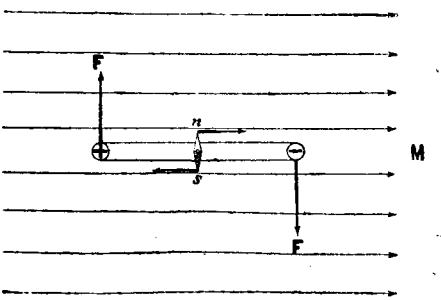


Рис. 266.

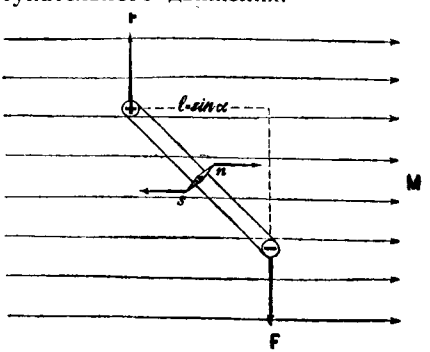


Рис. 267.

Действие магнитного поля на ток и на магнитную стрелку.

Как видим, замкнутый ток по многим своим свойствам подобен магнитной стрелке. Это изображено на приложенных рисунках, где показан разрез кругового тока, и в центре его помещена эквивалентная ему магнитная стрелка. Из рассмотрения сил, приложенных к току и к стрелке, мы видим следующее:

1. В однородном поле M (рис. 266), к току, плоскость которого параллельна полю, приложена сила с моментом MJS.

2. Когда плоскость тока наклонна (рис. 267) и ее нормаль составляет с полем угол α, то силы остаются те же, но их момент равен лишь $MJS \sin \alpha$.

3. Когда $\alpha = 0$ (рис. 268) и момент равен нулю.

4. Наконец, если поле неоднородно (рис. 269), то хотя при $\alpha = 0$ и момент сил равен нулю, но зато здесь мы получаем поступательное движение тока к тем местам поля, где линии сил гуще.

Сравнивая величины моментов сил, действующих в магнитном поле на замкнутый ток и на магнитную стрелку:

$$K = MJS \sin \alpha,$$
$$K = MP \sin \alpha,$$

мы можем сказать, что замкнутый ток тоже обладает магнитным моментом P_0, который равен

$$P_0 = JS.$$

254. Соленоид в однородном поле. — Из целого ряда замкнутых токов можно составить соленоид. Момент сил внешнего однородного поля, действующих на такой соленоид, будет очевидно равен сумме всех мо-

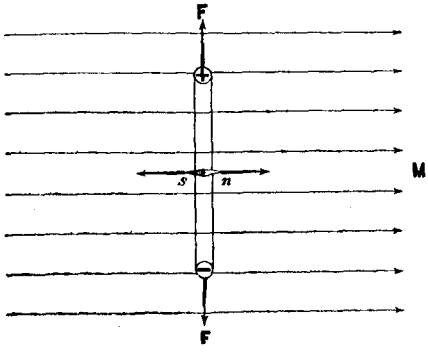


Рис. 268.

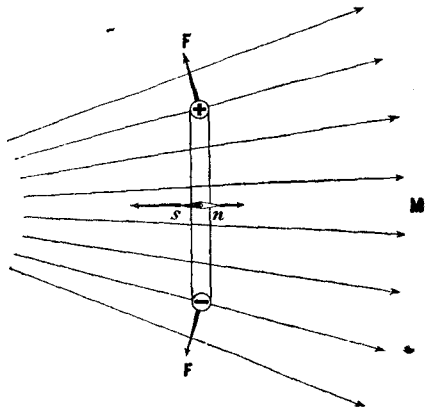


Рис. 269.

Действие магнитного поля на ток и на магнитную стрелку.

ментов, действующих на отдельные токи, из которых он составлен. Поэтому, если все токи обтекают площади одинаковой величины, например если мы имеем катушку, состоящую из n оборотов проволоки, навитой на цилиндре, то магнитный момент такого соленоида будет равен:

$$P = nJS.$$

Эта формула была проверена на точных опытах Вебером (Weber, 1846) в Геттингене. Он определял магнитные моменты различных соленоидов по тому же способу Гаусса, по которому определяются магнитные моменты магнитов (194, 213), и в результате его опытов оказалось полное и весьма точное подтверждение выведенной нами формулы, а следовательно и всех вышеприведенных вычислений Ампера.

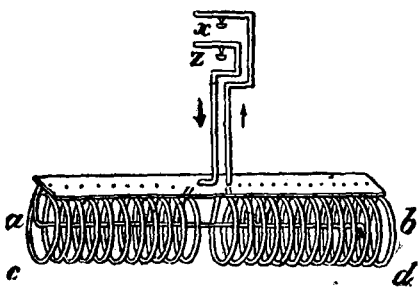


Рис. 270. Подвижной соленоид.

Легко убедиться на опыте, что соленоид подобен магнитной стрелке. Для этого подведем оба конца проволоки соленоида ab (рис. 270) к его середине и загнем их здесь под прямым углом кверху. При помощи чашечек с ртутью x и z, в которые опущены отогнутые концы проволоки (штатив Ампера), можно подвести в соленоид электрический ток. Как только это будет сделано, ось соленоида ab тотчас же повернется и станет по магнитному меридиану,

и притом так, что северный полюс соленоида *a* будет обращен на север, а южный *b* — на юг, совершенно так, как будто бы это была магнитная стрелка.

255. Прибор для наблюдения взаимодействия токов. — В прежнее время взаимодействия электрических токов изучались на штативах Ампера, как это описано в предыдущем параграфе; однако при современных технических средствах явления эти можно легко наблюдать на следующем простом приборе.

На деревянном штативе (рис. 271) укреплен в горизонтальном положении соленоид, в который можно пускать более или менее сильные токи и образовать таким образом неподвижное магнитное поле. Вблизи одного из полюсов соленоида повешена на гибком проводе плоская

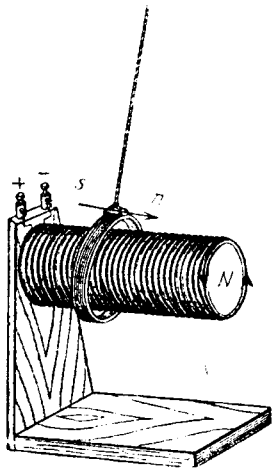


Рис. 271.

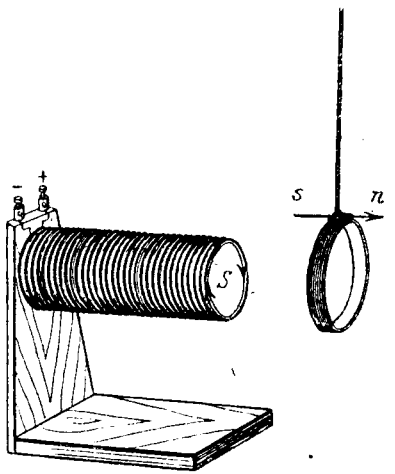


Рис. 272.

Взаимодействие катушек.

катушка, сделанная из изолированной алюминиевой проволоки. Катушка сделана легкой, а два провода, на которых она висит, выбраны гибкими, для того чтобы вся эта система была по возможности легко подвижна. В верхней части подвижной катушки приделана стрелка, показывающая, где у катушки северная и где южная сторона.

Если токи, а следовательно и полюса, неподвижной и подвижной катушек направлены в одну сторону, то катушки притягивают друг друга, причем подвижная катушка, имея несколько больший диаметр, надевается на неподвижную катушку (рис. 271). Если теперь переменить направление тока неподвижной катушки, то обе катушки будут отталкиваться друг от друга (рис. 272): плоская катушка отлетит в сторону; затем она перевернется, чтобы стать своим полем параллельно неподвижному магнитному полю, и снова наденется на неподвижную катушку, но уже другой своей стороной. Если перед неподвижной катушкой повесить мишуру (рис. 273) и пустить по ней ток, то мишура сперва раскроется, а затем наденется на соленоид. Происхождение сил, раскрывающих мишуру, ясно из рис. 269.

Если в неподвижный соленоид вставить кусок железа, то все электромагнитные силы возрастают во много раз, и описанные явления легко наблюдать даже при слабых токах (около одного ампера) на самодельном приборе.

Не пуская ток в соленоид, мы можем с подвижной плоской катушкой произвести следующие опыты.

Подвижная катушка притягивается, или отталкивается постоянным магнитом, смотря по взаимному направлению их полюсов. При этом однако нужно избегать слишком близкого положения катушки и магнита, так как под влиянием тока катушки железо магнита может намагничиваться; а в таком случае железо всегда будет притягивать к себе катушку, независимо от направления ее токов.

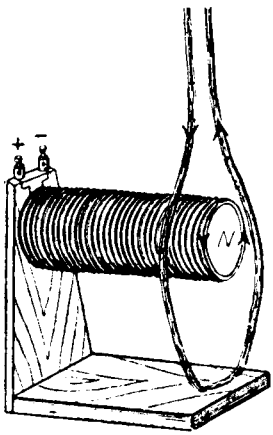


Рис. 273. Действие соленоида на гибкий провод.

Если пустить через катушку возможно сильный ток, то можно заметить, как она поворачивается под действием земного магнетизма; при этом нужно поставить сперва плоскость катушки вдоль по меридиану, для того чтобы момент сил был наибольшим ($\sin\alpha = 1$). Но так как катушка не может выдерживать сильные токи долгое время (может произойти опасное для изоляции нагревание), то лучше замыкать ток только на короткое время и повторять это замыкание, периодически переключая ток в такт с собственными колебаниями катушки. Одним словом, для увеличения эффекта можно воспользоваться явлением резонанса и раскачать повороты катушки настолько, что их будет ясно видно из большой аудитории.

256. Элементарный виток и элементарный магнит. — При всех наших расчетах, приведенных выше, мы принимали, что внешнее магнитное поле, в котором помещен виток, однородно. Но мы можем применять наши результаты и к неоднородным полям, если только размеры витка настолько малы, что в пределах его площади поле можно считать за однородное.

Мы вывели выше (237, **253**) величину магнитного момента витка с током из сравнения действия *постороннего* магнитного поля на виток, с одной стороны, и на магнитную стрелку — с другой. Но мы знаем (185, **250**), что законы Био-Савара и Ампера связаны друг с другом, как действие с противодействием. Отсюда мы заключаем, что если внешнее магнитное поле действует как на магнитную стрелку, так и на элементарный виток с электрическим током совершенно одинаково, то и обратно: элементарный виток электрического тока и элементарный магнит, одинакового магнитного момента, должны производить в пространстве одинаковые магнитные поля. Поле элементарного магнита мы уже вычисляли (187, **204**); нам остается только в эти формулы вместо магнитного момента магнита подставить магнитный момент тока, для того чтобы получить формулы для вычисления магнитного поля элементарного витка, обтекаемого электрическим током.

257. Теорема Ампера. — Представим себе элементарный магнит в виде небольшой плоской площадки S толщиною l, стороны которой покрыты

магнетизмом с поверхностною плотностью $\pm\sigma$. Магнитный момент такого плоского магнитика будет равен (188, 205):

$$P = S \cdot l\sigma = S \cdot p.$$

Величина $l\sigma = p$, магнитный момент *единицы площади* листка называется иногда *силой магнитного листка*.

С другой стороны, если бы листок не был намагничен, а по его контуру протекал бы электрический ток силою J, тогда его магнитный момент был бы (237, 253)

$$P = SJ.$$

Из сравнения этих формул мы видим, что элементарный виток эквивалентен элементарному магнитному листку, сила которого равна силе тока $p = J$. Эта эквивалентность относится не только к самим формулам, но также к действию постороннего магнитного поля и к образуемому ими самими магнитному полю.

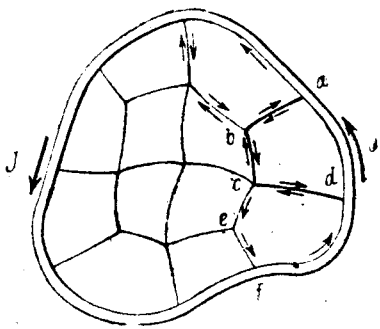


Рис. 274. **Разложение замкнутого тока на элементы.**

Теперь рассмотрим виток проволоки *конечных* размеров, по которому течет ток J (рис. 274). Мы можем рассматривать эту проволоку как контур некоторой воображаемой поверхности, а на поверхности предположить целую сеть токов, равных и противоположно направленных (ср. рис. 274). Прибавленные нами токи нисколько не изменяют магнитного поля данного нам тока, но они позволяют нам рассматривать вместо данного витка конечных размеров целую систему *элементарных* витков с таким же током J, как и данный. Каждый из этих элементарных витков, как мы указали в предыдущем параграфе, эквивалентен элементарному магнитному листку силы $p = J$. Следовательно и весь данный нам замкнутый ток конечных размеров тоже эквивалентен одному магнитному листку, для которого проводник служит контуром (границей) и который равномерно намагничен с силою $p = J$. Это и есть знаменитая теорема Ампера.

Обращаем особое внимание на то обстоятельство, что форма поверхности, проведенной нами, совсем не играет роли; важно только, чтобы данный ток J служил ей границей.

Мы сейчас же воспользуемся этой теоремой для вычисления магнитного потенциала какого-либо замкнутого тока. Для потенциала магнитного листка, однородно намагниченного силою p, мы вывели формулу (188, 205):

$$V = p \cdot \varphi,$$

где φ — телесный угол, под которым видна положительная, северная сторона листка из той точки поля, для которой мы вычисляем потенциал. На основании теоремы Ампера мы можем для потенциала замкнутого тока J написать:

$$V = J\varphi.$$

258. Гипотеза Ампера. — Из всего вышеизложенного мы видим, что замкнутый электрический ток как по отношению к образуемому им магнитному полю, так и по тем силам, которые на него действуют в магнитном поле, вполне сходен с магнитом (теорема Ампера). Это обстоятельство навело Ампера на мысль, что по всей вероятности все магниты состоят из небольших замкнутых электрических токов молекулярных размеров (рис. 275). Под действием внешнего магнитного поля эти молекулярные токи повертываются и своим собственным полем усиливают поле внешнее. Таким образом объясняется, с точки зрения Ампера, намагничивание например железа. На рис. 276 показаны магнитные полюсы и направления токов, по гипотезе Ампера, в намагниченном куске железа. Хотя гипотезой

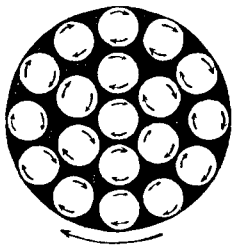


Рис. 275. Молекулярные токи Ампера.

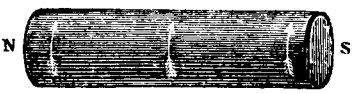


Рис. 276. Направление токов Ампера.

Ампера и не дается полного объяснения явлений намагничивания, однако она уже потому заслуживает нашего внимания, что сводит все магнитные явления на электрические.

Мы уже раньше, при описании чисто электрических явлений, а именно электризации через влияние и поляризации диэлектриков, пришли к гипотезе, что в молекулах тел имеются электрические заряды. Теперь нам нужно только сделать добавочное предположение, что эти заряды не неподвижны, а находятся в движении, т. е. образуют электрические токи; тогда мы и получим гипотезу Ампера.

Из гипотезы Ампера непосредственно следует, что *действительного магнетизма не существует*, что нельзя выделить *один* магнитный полюс, северный или южный; магнитные полюса всегда будут появляться *парами*, потому что они представляют собою только стороны тех элементарных площадок, которые обтекаются молекулярными токами Ампера. Это не мешает однако рассчитывать магнитное поле так, *как будто* магнитные полюса действительно существуют.

Если нет действительных магнитных полюсов, то нет и концов магнитных линий сил (183, **200**). Итак магнитные линии сил в природе *всегда замкнуты*.

III. РАБОТА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИЛ

259. Электромагнитные вращения. — Изучая магнитные линии электрического тока и обратив внимание на то обстоятельство, что все эти линии представляют собою замкнутые кривые, Фарадей пришел к заключению, что магнитный полюс, помещенный в поле тока, должен притти во вращение вокруг тока, как вокруг оси. Однако реализовать это вращение на опыте Фарадею долго не удавалось по той причине,

что во всяком магните, как известно, всегда имеются два полюса, одинаковых по величине, но противоположных по знаку; вследствие этого, когда один из полюсов начнет вращаться в одну сторону, другой начнет свое вращение в сторону обратную; в результате получится только то, что ось магнита станет перпендикулярно к току. При неравномерном поле может, правда, получиться движение всего магнита по направлению к тем местам поля, где линии сил расположены в большем количестве, т. е. где напряжение поля сильнее, но это движение не может продолжаться беспрерывно, потому что, дойдя до мест с сильнейшим напряжением, магнит должен остановиться.

Фарадею удалось обойти это затруднение следующим образом. Представим себе вертикально поставленный магнит *NS* (рис. 277), могу-

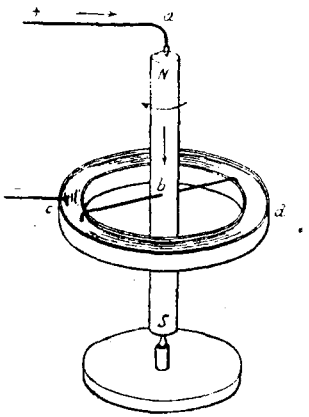


Рис. 277.

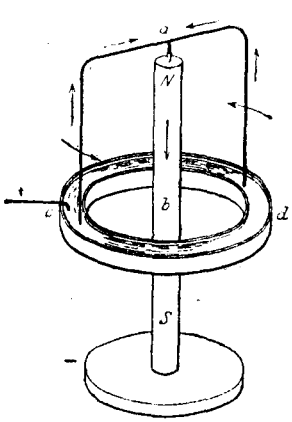


Рис. 278.

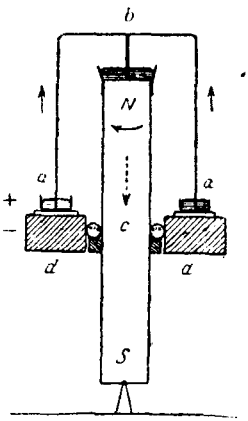


Рис. 279.

Электромагнитные вращения.

щий вращаться вокруг вертикальной же оси. В середине магнита к нему приделана горизонтальная проволока *cb*, конец которой *c* опущен в желобок со ртутью, имеющий форму круга; таким образом, если вращать магнит вокруг его вертикальной оси, то конец проволоки *c* все время будет опущен в желобок со ртутью. Электрический ток проходит по неподвижной проволоке *a*, входит в магнит и затем по приделанной к нему проволоке *bc* входит в желобок, соединенный с другим полюсом элемента. Благодаря такому расположению только один полюс магнита (на чертеже верхний) подвержен действию тока, и магнит приходит в движение по направлению линий сил, как указано стрелкой.

С другой стороны, нам известно, что те же самые силы, которые приложены к магнитному полюсу, приложены и к току; поэтому должно быть возможным заставить вращаться и ток вокруг полюса. Этого мы можем достигнуть на том же самом приборе Фарадея. Для этого стоит только сделать в нем магнит неподвижным, а над магнитом приделать коромысло, способное вращаться вокруг оси *NS* (рис. 278). Пропустив электрический ток в том же направлении, что и в первом опыте, мы увидим, что теперь вращение тока происходит в направлении, противоположном вращению магнита.

На рис. 279 изображен схематически прибор, на котором можно одновременно наблюдать вращения и магнита и тока в противоположные стороны. Магнит NS стоит на острее, а чтобы он не опрокинулся, его с боков поддерживают стальные шарики, катящиеся по круговому желобку (шариковый подшипник, так например у велосипедов). На верхний конец магнита надета чашечка со ртутью, в которую погружена игла b, прикрепленная к центру дна опрокинутого стаканчика aba. Края стаканчика погружены в кольцевой ртутный проводник aa, как и в других приборах. Соединив прибор с источником электрического тока, как это показано на рис. 279, мы получаем ток по пути $abcd$. Если сделать стаканчик неподвижным, то получаем опыт рис. 277, если задержать магнит, получаем опыт рис. 278; дав свободу и стаканчику и магниту, мы можем получить одновременное вращение и того и другого в противоположные стороны. Направление вращения будет зависеть от направления электрического тока.

Вместо магнита можно устроить электромагнит, или даже соленоид без железа. Однако подводка тока в соленоид осложнит конструкцию прибора.

Ввиду значительного трения в скользящих контактах подобные приборы требуют токов около 10 ампер.

260. Работа электромагнитных сил. Описанные нами электромагнитные вращения происходят непрерывно и несмотря на то, что этим вращениям постоянно сопротивляется сила трения, неизбежная во всяком приборе. На преодоление этой силы несомненно тратится некоторая работа. Определим величину этой работы.

Прежде всего рассмотрим самый простой случай.

Пусть по проводнику ab (рис. 280, ср. рис. 258, **248**) течет ток J, указанный на чертеже стрелкою, и пусть дано магнитное поле M_0, направленное от наблюдателя перпендикулярно к чертежу. Мы знаем, что действие этого поля на часть проводника l обнаруживается силою

$$F = \mu MJl = BJl,$$

направленною вправо. Если проводник l сделан подвижным, например способен скользить или катиться по двум рельсам, то он сдвинется под действием этой силы, и на пути s сила произведет работу:

$$U = Fs = BJls.$$

Но величина ls есть площадь прямоугольного четыреугольника, описанная проводником l во время его движения, а Bls есть поток магнитной индукции N (182, **199**) сквозь эту площадь.

Следовательно работу магнитного поля можно выразить и так:

$$U = NJ.$$

Заметим, что на рис. 280 к нам обращена южная (отрицательная) сторона тока, а так как поле направлено от нас к чертежу, то линии сил поля M входят в южную сторону тока, и следовательно поток индукции сквозь площадь, обтекаемую током, будет *положительным*. Если до начала движения этот поток индукции был равен N_1, а после он стал N_2, то поток под действием поля увеличился на величину

$$N = N_2 - N_1.$$

Поэтому мы можем сказать, что *работа поля равна силе тока, помноженной на увеличение потока индукции сквозь площадь, обтекаемую током.*

Но можно выразиться иначе.

Ведь N — это число линий сил, проходящих сквозь площадь sl, описанную проводником l при его движении; это значит, что проводник l при своем движении пересек N линий сил. Поэтому *работа поля равна силе тока, помноженной на число линий сил, которое проводник пересек при своем движении.*

Теперь рассмотрим более общий случай, когда проводник l двигается не по направлению F, т. е. не перпендикулярно к своей длине, а по какой-нибудь наклонной линии s_1 (рис. 281); тогда работа силы F будет

$$U = Fs_1 \cos(Fs_1) = BJls_1 \cos(Fs_1).$$

Но легко видеть, что $ls_1 \cos(Fs_1) = S$ есть площадь параллелограма, описанного l при своем движении, а индукция

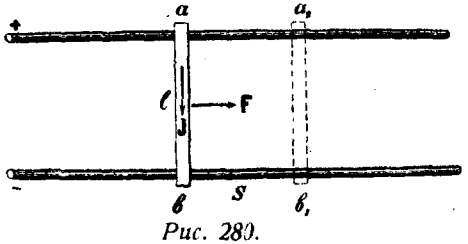


Рис. 280.

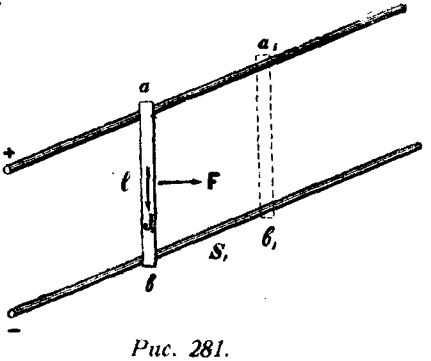


Рис. 281.

Работа при движении тока в магнитном поле.

μM, помноженная на эту площадь, опять дает нам поток индукции, или число линий сил N, пересеченных проводником во время его движения. Работа при движении тока и в этом случае выразится через

$$U = JN.$$

Наконец предположим, что данное нам поле M не перпендикулярно к чертежу. Тогда мы можем разложить его на две составляющие, из которых одна пусть будет параллельна плоскости чертежа, другая перпендикулярна к этой плоскости. Первая из них действует на ток J с силою, направленною перпендикулярно к чертежу, и следовательно перпендикулярно к пройденному пути, а потому никакой работы дать не может; вторая же, равная проекции M на нормаль к площадке S, т. е. равная

$$M \cos(Mn),$$

дает работу

$$U = BS \cos(Bn) \cdot J.$$

Но мы знаем, что в случае поля, наклонного к площади S, поток индукции выражается так:

$$N = BS \cos(Bn),$$

следовательно можем написать, что работа

$$U = JN.$$

Итак в самом общем случае какого угодно магнитного поля и какого угодно движения проводника *работа, затрачиваемая полем на это движение, будет равна силе тока, умноженной на увеличение потока индукции сквозь площадь, обтекаемую током,* или *на число линий сил, перерезаемых проводником при своем движении.*

Наоборот, если мы будем двигать проводник или поле друг относительно друга, против их сил взаимодействия, то нам необходимо затратить работу:

$$U = -NJ.$$

Словами это выразится так:

Работа, которую мы должны затратить на передвижение электрического тока в магнитном поле, равна силе этого тока, умноженной на уменьшение потока индукции внутри контура, обтекаемого током.

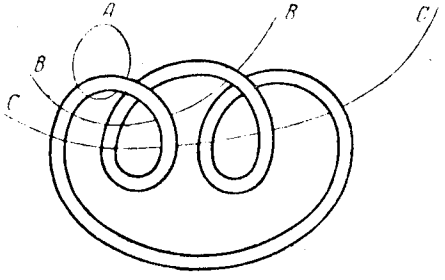


Рис. 282. Сцепление проводника с линиями сил.

261. Проводник в несколько витков. — При расчете работы движения тока в магнитном поле мы предполагали, что проводник состоит только из одного витка; если же он образует несколько витков, то может случиться, что во время движения проводник пересечет своими витками одну и ту же линию в *нескольких* местах одновременно. В таком случае эту линию нужно считать за *многократную* по числу образовавшихся перерезов. Так например положим, что проводник, изображенный на рис. 282, был внесен в поле линий сил A, B, C. При этом линия A была перерезана один раз, линия B два раза, а линия C была перерезана в трех местах. При расчете работы мы должны считать, что при внесении проводника в поле были перерезаны 6 линий. Следовательно вообще

$$N_s = \Sigma N.$$

Величину N_s в отличие от потока индукции N, пронизывающего каждый виток в отдельности, называют иногда *степенью сцепления*, или просто *сцеплением* проводника с полем. Мы будем в последующем буквой N обозначать не только поток индукции, но также и степень сцепления проводника с полем, предполагая, что при разумном отношении к формулам это не поведет к недоразумениям.

В тех случаях, когда витки проводника лежат очень близко друг к другу и поток индукции N пронизывает все витки одинаково, сцепление проводника об n витках с полем N равно очевидно nN.

262. Магнитная энергия тока. — Положим, что проводник с током J переносится из положения, в котором его сцепление с магнитным полем было равно нулю, в положение, где оно оказалось равным N. Тогда работа, затраченная на этот перенос, будет равна

$$U = JN.$$

Эту работу можно превратить и в другие формы энергии по общим законам превращения энергии. Поэтому величину JN называют энергией тока J в магнитном поле N.

Необходимо однако заметить, что написанное выше выражение для энергии тока в магнитном поле верно только в том случае, если работа была произведена при движении тока *постоянной* силы. На это не всегда так бывает. Мы знаем, что каждый ток образует свое собственное магнитное поле, которое сцеплено с током подобно тому, как это изображено на рис. 282. Таким образом электрический ток, окруженный своим собственным магнитным полем, тоже обладает некоторой магнитной энергией. Однако величину этой энергии нельзя рассчитывать по формуле, написанной выше, потому что при образовании магнитного поля сила тока не оставалась постоянной. Каким же образом рассчитать энергию тока в его собственном магнитном поле? Для этого мы можем воспользоваться тем же способом, который мы применяли при расчете энергии электрического заряда e, находящегося на потенциале V (80, **87**). Если бы заряд e *неизменной* величины был перенесен с нулевого потенциала до потенциала V, то работа, затраченная на его перенесение, была бы равна eV. Но если потенциалы росли от нуля до V при одновременном увеличении зарядов от нуля до величины e, то получившаяся в результате электрическая энергии равна $\frac{1}{2}eV$. Потенциалы и заряды росли при этом пропорционально друг другу. То же самое мы имеем теперь в магнитном поле токов. За исходное положение мы должны принять, когда ни тока ни его поля еще не существовало. А затем они оба и притом пропорционально друг другу доросли до величин J_1 и N_1. Если бы ток был постоянен, а росло только число линий сил N_1, то мы получили бы, как выше, работу J_1N_1, но на самом деле при одновременном образовании и тока и магнитного поля полученная энергия будет равна

$$U_1 = \frac{1}{2} J_1 N_1.$$

Таким образом, когда ток J_1 находится в каком-нибудь постороннем магнитном поле N, то он обладает двумя родами энергии: своей собственной магнитной энергией и еще энергией относительно внешнего поля N. Полная энергия тока в поле будет равна

$$U = \frac{1}{2} J_1 N_1 + J_1 N.$$

263. Магнитная энергия двух токов. — На практике часто встречаются случаи, когда два проводника с токами J_1 и J_2 находятся вблизи друг друга, и магнитное поле, образуемое одним из токов, пронизывает (или бывает сцеплено) другой проводник. Собственная магнитная энергия каждого из этих токов равна по предыдущему:

$$U_1 = \frac{1}{2} J_1 N_{11};$$

$$U_2 = \frac{1}{2} J_2 N_{22}.$$

Что же касается энергии каждого из них относительно поля другого тока, то мы можем выразить ее двумя формулами. Обозначив через N_{21} число линий сил *второго* тока, сцепленных с *первым* током, мы можем написать для энергии выражение J_1N_{21}; обозначив через N_{12} число линий *первого* тока, сцепленных со *вторым* током, мы можем написать для энергии выражение J_2N_{12}. Легко доказать, что

$$J_1N_{21} = J_2N_{12}.$$

Действительно мы можем получить эту энергию или передвигая ток J_1 из бесконечности в данное положение вблизи второго тока, или, наоборот, мы можем передвигать ток J_2 из бесконечности в данное положение вблизи первого тока. Результат будет один и тот же и затраченная энергия будет одна и та же; ведь энергия эта может зависеть только от *относительного* положения обоих токов. Эта энергия иногда называется *взаимной энергией* двух токов.

Складывая все энергии вместе, мы для полной энергии двух токов получим:

$$U = \frac{1}{2} J_1N_{11} + \frac{1}{2} J_2N_{22} + J_1N_{21}.$$

Воспользовавшись равенством J_1N_{21} и J_2N_{12}, мы можем представить это в более симметричном виде:

$$U = \frac{1}{2} (N_{11} + N_{21}) J_1 + \frac{1}{2} (N_{22} + N_{12}) J_2.$$

Величины, поставленные в скобках, суть не что иное как полное число линий сил, сцепленных с каждым из рассматриваемых токов. Обозначая эту величину вообще через N, мы можем обобщить нашу формулу на случай скольких угодно токов и написать для полной их магнитной энергии:

$$U = \sum \frac{1}{2} NJ.$$

При составлении этой суммы нужно обращать внимание на знаки величин N. Собственные магнитные потоки всегда втекают в южную и вытекают из северной стороны площадей обтекаемых током; это направление нужно считать положительным. Если направление магнитных сил посторонних токов идет в ту же сторону, что и собственный магнитный поток тока, то его надо считать тоже положительным; в противном случае его нужно считать отрицательным.

264. Примеры. — Разберем несколько относящихся сюда примеров.

1) Какую работу нужно затратить, чтобы вертикальный проводник длиною в 15 *см*, по которому идет ток в 1 ампер $= 0{,}1$ ***C-G-S-M*** сверху вниз, передвинуть в магнитном поле земли с востока на запад на длину 10 *см*?

Земное поле $M = 0{,}2$ направлено с юга на север. Следовательно вниз направленный ток будет стремиться двигаться с запада на восток, а потому для передвижения его с востока на запад потребуется затратить положительную работу, которая будет равна:

$$W = 15 \cdot \frac{1}{10} \cdot 0{,}2 \cdot 10 = 3 \text{ эрг}.$$

2) Электрический ток 5 ампер обтекает соленоид в $m = 100$ витков проволоки; диаметр соленоида 10 *см*, и он обращен своею южною стороною на юг. Какую работу нужно затратить, чтобы повернуть его этой стороной на восток или на запад?

И на то и на другое вращение необходимо затратить *положительную* работу, потому что южная сторона соленоида стремится обратиться к югу, а северная его сторона — к северу, подобно магнитной стрелке. Вначале поток индукции сквозь каждый оборот проволоки был равен

$$N = M \cdot S = 0{,}2\,\pi\,\frac{10^2}{4} = 15{,}7.$$

После поворота на 90° поток индукции равен нулю.

Следовательно работа при $m = 100$ витках проволоки в соленоиде

$$W = NJm = 15{,}7 \cdot \frac{5}{10} \cdot 100 = 785 \text{ эрг}.$$

3) Медный диск (рис. 283) поставлен нормально к линиям сил магнитного поля и может вращаться вокруг оси O, проходящей через его центр и параллельной полю. Электрический ток J проходит по радиусу диска ab; для проводки тока к радиусу в точках a и b устроены скользящие контакты (металлические щетки). Если магнитное поле направлено от нас к чертежу, а ток идет от периферии к центру, то электромагнитная сила будет направлена вправо, и следовательно диск будет вращаться тоже вправо.

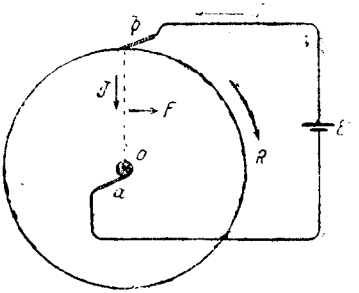


Рис. 283. Вращение медного диска в магнитном поле.

Этот случай интересен потому, что число линий сил, сцепленных с током при вращении диска, не изменяется, а тем не менее электромагнитные силы производят работу. Из этого мы видим, что бывают случаи, когда линии сил постоянно перерезываются проводником (в нашем случае радиусом ab), а общее число линий сил, сцепленных с током, остается все же постоянным. Это именно те случаи, когда имеются скользящие контакты. В этих случаях работу нужно вычислять по числу перерезываемых линий сил.

Сперва мы вычислим работу по обыкновенной формуле механики. Величина силы поля, действующего на радиус r, равна $F = BJr$. При повороте диска на некоторый угол β его окружность проходит путь $r\beta$, тогда как центр остается в покое. Среднее перемещение радиуса диска равно следовательно $\frac{1}{2} r\beta$, а работа силы поля, приложенной к радиусу, равна

$$F \cdot \frac{1}{2} r\beta = \frac{\beta}{2} r^2 BJ.$$

При одном полном обороте ($\beta = 2\pi$) диска работа будет равна

$$U = \pi r^2 BJ.$$

Тот же результат мы можем получить на основании следующих соображений. Число линий сил поля, пронизывающих площадь диска πr^2, равно

$$N = \pi r^2 B$$

и все эти линии сил перерезываются каждым радиусом диска во время одного полного его оборота. Следовательно работа, производимая за один оборот, равна

$$U = NJ = \pi r^2 BJ,$$

т. е. то же, что и выше. Мы можем рассматривать описанное приспособление как электродвигатель и написать для его *мощности*, т. е. для работы, производимой в одну секунду, при n оборотах диска в секунду:

$$W = n \cdot \pi r^2 BJ.$$

265. Магнитодвижущая сила. — Воспользуемся результатами предыдущих параграфов и вычислим работу, которая тратится при движении магнитного полюса m в поле какого-либо тока J.

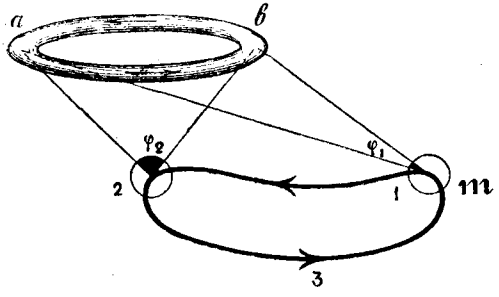


Рис. 284.

Мы знаем (183, **199**), что число линий сил (поток индукции), выходящих из полюса m, равно $4\pi m$; из них только часть пронизывает площадь, ограниченную током, а именно (рис. 284):

$$N_1 = m\varphi_1,$$

где φ_1 — тот телесный угол, под которым южная сторона тока видна из точки, где помещен полюс m. Если передвинуть полюс m в другую точку, то поток индукции изменится и будет

$$N_2 = m\varphi_2,$$

а работа, затраченная полем на это движение, будет

$$U_{12} = (N_2 - N_1) J = m(\varphi_2 - \varphi_1) J.$$

Если мы будем двигать полюс m из бесконечно удаленной точки, где $\varphi = 0$, в точку поля, из которой положительная сторона тока видна под углом φ, то работа будет равна

$$U = m\varphi J.$$

Относя эту работу к единице полюса, мы получаем *потенциал* магнитного поля тока в рассматриваемой точке:

$$V_m = \varphi J.$$

Эту формулу мы уже получили раньше (241, **257**) из совершенно других соображений.

Если, описав контур *1231* (рис. 284), полюс вернется снова в первую точку m, то полная работа на этом пути будет равна нулю:

$$U = m(\varphi_2 - \varphi_1) J = 0.$$

Однако эта работа будет равна нулю только тогда, если путь *1231* не охватывает тока.

Действительно, если бы мы шли по пути *1234561*, то угол φ_1 (на рис. 285 он отмечен черным цветом) принимал бы все бóльшие и бóльшие значения; в точке *5* угол φ делается равным 4π, и когда затем мы придем снова в точку *1*, то получим уже угол

$$\varphi_2 = 4\pi + \varphi_1.$$

Работа на замкнутом пути в этом случае дает в итоге не нуль, а

$$U = m(\varphi_2 - \varphi_1) J = 4\pi m J.$$

Впрочем этот результат мы можем получить и непосредственно. Ведь работа U равна силе тока J, умноженной на число линий сил, пересекаемых контуром тока во время движения; но на замкнутом пути *123451* полюс m непременно должен всеми своими линиями пересечь контур тока, а числу этих линий, как мы знаем, равно $4\pi m$. Следовательно

$$U = 4\pi m J.$$

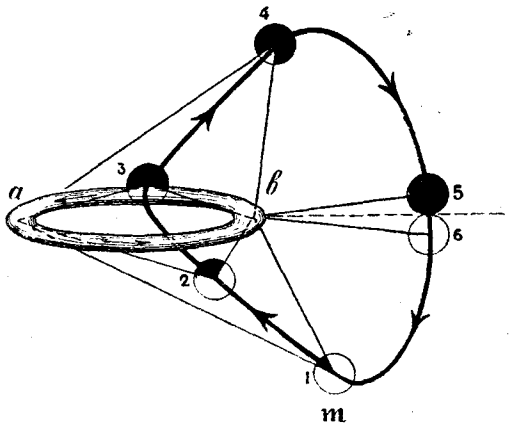


Рис. 285.

Работа, отнесенная к единице двигаемого полюса $m = 1$, называется, как мы знаем, разностью потенциалов. Но разность потенциалов, имеющая место в замкнутом пути, например в замкнутой цепи тока, носит название *электродвижущей силы*. Поэтому величину

$$\mathcal{E}_m = 4\pi J,$$

называют *магнитодвижущей силой*.

Если бы нам было дано несколько токов J (рис. 247, стр. 220), то во всяком контуре, который охватывает только один из токов, магнитодвижущая сила равна $4\pi J$; если контур охватывает два тока, то магнитодвижущая сила будет $4\pi \cdot 2J$; для n токов получим:

$$\mathcal{E}_m = 4\pi n J,$$

а если эти токи не одинаковы, то вообще

$$\mathcal{E}_m = 4\pi \Sigma J.$$

266. Пример. — Как пример применения этих формул возьмем уже известный нам случай прямого тока бесконечной длины. Пусть напряже-

ние магнитного поля на расстоянии r от этого тока будет M. Обведем вокруг данного тока полюс m, равный единице, ведя его все время по окружности круга радиуса r, где напряжение поля M вследствие симметрии должно быть одно и то же. Пройденный нами путь будет равен $2\pi r$, и так как мы двигались все время по направлению линий сил, то работа будет:

$$U = 2\pi r M.$$

По выведенной выше формуле эта работа должна равняться $4\pi J$:

$$2\pi r M = 4\pi J,$$

откуда

$$M = \frac{2J}{r}.$$

Мы получили известную формулу Био и Савара (224, **240**).

Таким же способом мы можем вычислить напряжение магнитного поля и *внутри* цилиндрического проводника. Обозначив плотность тока через i, получаем силу тока в центральной части проводника радиуса r:

$$J_r = \pi r^2 \cdot i.$$

Подставляя это вместо J в вышенаписанную формулу для работы по окружности радиуса r, получаем:

$$2\pi r M_i = 4\pi\ \pi r^2 i,$$

откуда

$$M_i = 2\pi r i.$$

Из этого мы видим, что магнитное поле на оси проводника ($r = 0$) равно нулю, а затем оно растет пропорционально расстоянию от оси. Самое сильное поле мы получаем у поверхности проводника, а затем напряжение поля убывает пропорционально расстоянию.

Предлагаем читателю убедиться в том, что формулы, полученные нами для внешнего и внутреннего магнитного поля цилиндрического проводника, дают одну и ту же величину напряжения на поверхности проводника.

IV. МАГНИТНАЯ ЦЕПЬ

267. Замкнутый соленоид. — Пусть нам дан замкнутый соленоид, состоящий из n оборотов, или, как говорят, *витков* проволоки, намотанной на сердечнике, длина коего l и площадь поперечного сечения S. На рис. 286 показан разрез такого соленоида. Стрелками показано направление магнитного поля: $+$ означает направление тока от чертежа к наблюдателю, а — означает обратное направление. Если поперечное сечение соленоида мало в сравнении с его длиною, то магнитное поле внутри соленоида можно считать однородным. Обойдем полюсом m, равным единице, внутри соленоида по замкнутому контуру. Так

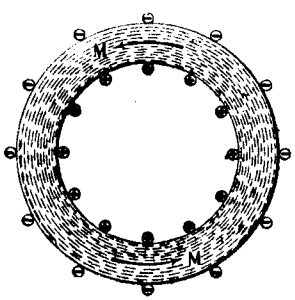


Рис. 286. Магнитная цепь.

как сила в данном случае равна напряжению поля M, а путь, пройденный под действием силы M, равен l, то работа, затраченная на этот обход, равна Ml.

С другой стороны, если $m=1$, то при обходе тока J мы должны (251, **265**) затратить работу $4\pi J$, а так как, проходя по пути l, мы обходим все n витков проволоки, то здесь работа будет $4\pi nJ$. Итак магнитодвижущая сила

$$Ml = 4\pi nJ.$$

Отсюда определяется напряжение поля внутри замкнутого, тонкого и длинного соленоида:

$$M = \frac{4\pi nJ}{l},$$

и поток индукции в нем

$$N = \mu MS = \frac{4\pi nJ}{l}\mu S.$$

Эту формулу можно написать и так (формула Гопкинсона):

$$N = \frac{4\pi nJ}{\frac{l}{\mu S}} = \frac{\mathcal{E}_m}{R_m},$$

где

$$R_m = \frac{l}{\mu S},$$

и тогда она напоминает собою формулу Ома (123, **130**), причем поток индукции N аналогичен электрическому току J, магнитодвижущая сила $4\pi nJ$ аналогична электродвижущей силе $\mathcal{E}$.

Величина R_m называется магнитным сопротивлением; она аналогична электрическому сопротивлению R; как R_m, так и R пропорционально длине и обратно пропорционально площади поперечного сечения и кроме того зависит от материала. Для электрического тока зависимость от материала выражена коэфициентом k удельной электропроводности, для магнитного потока ту же роль играет коэфициент μ магнитной проницаемости.

Наконец как электрический ток, так и магнитный поток образуют всегда замкнутые линии, а потому по аналогии с электрической цепью (122, **129**) принят термин *магнитной цепи*.

Легко видеть, что магнитная цепь представляет собою не что иное как замкнутую магнитную трубку сил.

268. Последовательное соединение в магнитной цепи. — В технике очень часто применяются соленоиды или электромагниты, проволока которых намотана на сердечнике из железа. Железный сердечник однако не заполняет собою всей длины соленоида, а только часть ее, так что остальная часть заполнена воздухом (рис. 287). В таких электромагнитах магнитная цепь состоит из двух частей, соединенных последовательно, и расчет ведется совершенно так же, как для двух последовательно соединенных проводников в цепи тока.

Положим, что в данном электромагните (рис. 287) длина его железного сердечника равна l_1, а воздушного промежутка — l_0, общее же их поперечное сечение пусть будет S. Далее, назовем поток индукции, пронизывающей соленоид, через N. Этот поток будет по всей длине соленоида один и тот же. Если принять для простоты расчета, что магнитное поле внутри соленоида приблизительно однородно, то напряжение магнитного поля будет внутри железного сердечника

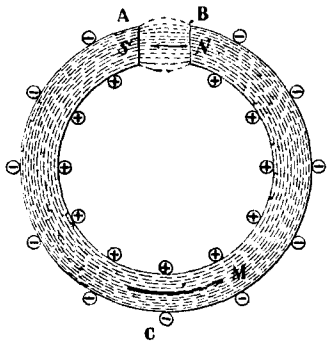


Рис. 287. Магнитная цепь электромагнита.

$$M_1 = \frac{N}{S\mu_1},$$

а в воздухе

$$M_0 = \frac{N}{S\mu_0},$$

где μ_1 и μ_0 — коэфициенты проницаемости железа и воздуха. Работа при движении магнитного полюса, равного единице, внутри железа будет равна $M_1 l_1$, а в воздухе равна $M_0 l_0$, и уравнение работы напишется таким образом:

$$\frac{N}{S\mu_1} l_1 + \frac{N}{S\mu_0} l_0 = 4\pi n J,$$

или

$$N = \frac{4\pi n J}{\frac{l_1}{S\mu_1} + \frac{l_0}{S\mu_0}}.$$

Эта формула опять напоминает собою закон Ома (123, **130**):

$$J = \frac{n\mathcal{E}}{r_1 + r_0}.$$

Магнитодвижущая сила здесь равна $4\pi nJ$ (как будто n элементов, с электродвижущей силой $4\pi J$ каждый, соединены последовательно), и цепь состоит из двух соединенных последовательно проводников длиною l_1 и l_0, площадью поперечного сечения S и удельною электропроводностью μ_1 и μ_0.

Если сравнить расчет электромагнита с расчетом плоского конденсатора (82, **90**), то увидим, что они тоже аналогичны. Поток электростатической индукции в плоском конденсаторе тоже определяется формулою, в числителе которой стоит разность потенциалов, а в знаменателе сумма членов вида $\frac{d}{\varepsilon S}$, которые мы можем назвать диэлектрическим сопротивлением; это сопротивление тоже пропорционально длине (в данном случае длиною служит толщина d диэлектрического слоя), обратно пропорционально площади поперечного сечения S и зависит еще от материала диэлектрика (ε).

269. Параллельные соединения. — Как электрический ток в электрической цепи, так и магнитный поток в магнитной цепи могут разветвляться.

Так например на рис. 288 показано, как из обмотки AB часть линий сил направляется по BCA, другая же часть — по BDA. Такие две ветви называются соединенными *параллельно*. Очевидно, что в месте разветвления, вследствие непрерывности линий сил, число линий сил, выходящих из AB, равно сумме всех линий, идущих по BCA и по BDA, т. е.

$$N = N_1 + N_2.$$

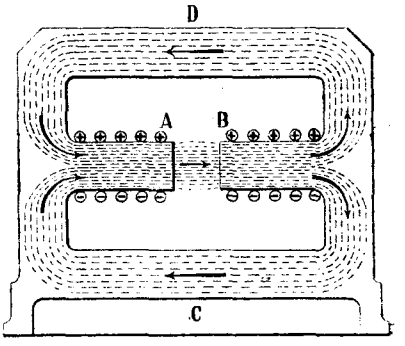


Рис 288. Магнитная цепь с разветвлением.

Далее, так как магнитодвижущая сила для цепи $ABCA$ и $ABDA$ очевидно одинакова и равна $\mathcal{E}_m = 4\pi nJ$, то мы можем написать:

$$\mathcal{E}_m = N_1 r_1 = N_2 r_2,$$

откуда видим, что оба магнитных потока, соединенных параллельно, обратно пропорциональны соответственным магнитным сопротивлениям. Наконец, суммируя N_1 и N_2, получим:

$$N = \mathcal{E}_m \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) = \frac{\mathcal{E}_m}{R_m},$$

где R_m — общее магнитное сопротивление двух ветвей, соединенных параллельно.

Следовательно и при последовательном и при параллельном соединении в магнитной цепи с магнитными сопротивлениями обращаются так же, как с сопротивлениями электрическими (129, **138** и 130 **139**).

270. Правила Кирхгофа для магнитной цепи. — Аналогию между электрической и магнитной цепью можно продолжать и еще далее. Мы можем для магнитной цепи вывести формулы, напоминающие собою правила Кирхгофа (134, **142**), которые нами были выведены для гальванической цепи.

Рассмотрим для примера электромагнит с разветвлениями (рис. 288), который часто встречается в технике, например в динамомашинах. В каждом месте разветвления A и B должен разветвляться и поток индукции, и вследствие непрерывности линий сил сумма потоков входящих и выходящих равна нулю:

$$\Sigma N = 0.$$

Это напоминает выражение первого правила Кирхгофа для электрических токов:

$$\Sigma J = 0.$$

При обходе какого-нибудь замкнутого контура $ABCA$ или $ABDA$ сумма

$$\Sigma Ml = 4\pi nJ,$$

или

$$\Sigma N \frac{l}{\mu S} = 4\pi nJ.$$

Но $4\pi nJ$ есть сумма магнитодвижущих сил, а $\Sigma N\frac{l}{\mu S}$ есть сумма произведений из потока индукции N и попадающихся на пути магнитных сопротивлений $\frac{l}{\mu S}$.

Следовательно наша формула вполне аналогична второму правилу Кирхгофа для электрических токов:

$$\Sigma Jr = \Sigma \mathcal{E}.$$

Во всех приведенных нами аналогиях коэфициент проницаемости играет роль электропроводности; не нужно однако забывать, что эта аналогия только формальная. Существенная разница между этими двумя величинами заключается в том, что электрический ток, обусловленный электропроводностью среды, всегда сопровождается непрерывным превращением электрической энергии в тепло по закону Джоуля (153, **167**), тогда как поток магнитной индукции хотя и требует для своего возникновения определенного количества энергии, но на поддержание его в постоянном состоянии никакой энергии не тратится. Таким образом коэфициент проницаемости μ только формально аналогичен коэфициенту электропроводности k.

Гораздо теснее может быть проведена аналогия между коэфициентом проницаемости μ и диэлектрической постоянной ε, между потоком электростатической и магнитной индукции, как это мы уже и делали, рассматривая магнитные явления, и как это может быть сделано и для явлений электромагнитных. При этом вполне аналогичными окажутся электромагнитная цепь и батарея конденсаторов, разность потенциалов на концах батареи и величина $4\pi nJ$.

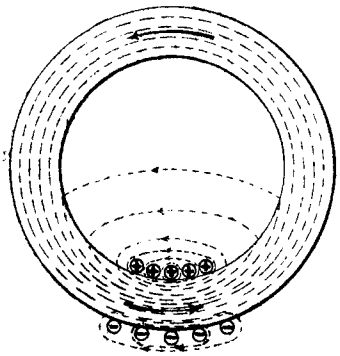


Рис. 289. Магнитная утечка.

271. Магнитная утечка. — Наш расчет электромагнита был основан на предположении, что поперечное сечение, по которому проходит поток индукции, везде одинаково; на самом же деле линии магнитной индукции, выйдя из железного сердечника в воздух, расходятся, отдаляясь друг от друга (рис. 289), вследствие чего величина самой индукции, а также и величина напряжения поля будут здесь меньше, чем мы определили по расчету. Кроме того линии магнитной индукции выходят не только на концах железного сердечника, а некоторые из них выйдут в воздух еще раньше; магнитное поле электромагнита, даже в том случае, когда железный сердечник совершенно замкнут, будет приблизительно иметь вид, представленный на рис. 289.

Что не все линии индукции пройдут через концы железного сердечника, — это следует также из тех формул, которые нами выведены для магнитной цепи. Ведь железный сердечник окружен с боков воздухом, и следовательно с точки зрения магнитной цепи железо и воздух сое-

динены друг с другом параллельно; поэтому поток магнитной индукции должен разделиться, часть пойдет через железо, а другая часть — через воздух. Правда, это разделение потока произойдет обратно пропорционально их магнитному сопротивлению, и потому вследствие большого магнитного сопротивления воздуха (малое μ) сравнительно с железом.

Так как на практике пользуются только тем магнитным полем электромагнита, которое заключено в междужелезном, или в междуполюсном пространстве, то весь поток индукции, который проходит вне этого пространства, оказывается бесполезным и носит название *магнитной утечки.*

Величина магнитной утечки зависит конечно от коэфициента проницаемости того железа, которое употреблено для сердечника электромагнита: чем проницаемость железа больше, тем утечка будет меньше. Кроме того на величину утечки оказывает влияние также и расположение обмотки электромагнита относительно междуполюсного пространства: чем ближе обмотка к этому последнему, тем, вообще говоря, утечка меньше. Так например на рис. 289 магнитная утечка больше, чем на рис. 287 (стр. 254), несмотря на то, что в последнем случае имеется еще междуполюсное пространство. На рис. 288 (стр. 255) магнитная утечка была бы больше, если бы та же обмотка была распределена не около AB, а в D и C.

272. Расчет электромагнита. — Пусть требуется построить электромагнит с сечением сердечника в 20 *см*^{2} и напряжением поля в междуполюсном пространстве в 10 000 ***C-G-S-M.***

Из рис. 225 (стр. 206) видно, что для $B = 10\,000$ мы имеем напряжение магнитного поля $M = 5$, следовательно $\mu = 2\,000$.

Поток индукции будет у нас:

$$N = BS = 2 \cdot 10^5 \; \textbf{\textit{C-G-S-M.}}$$

Если длина железного сердечника $l_1 = 50$ *см*, а междуполюсного пространства $l_0 = 1$ *см*, то по формуле:

$$N = 2 \cdot 10^5 = \frac{4\pi nJ}{\frac{l_1}{S\mu_1} + \frac{l_0}{S\mu_0}} = \frac{4\pi nJ}{\frac{50}{2\,000} + \frac{1}{1}} 20 = 250\, nJ,$$

получим:

$$nJ = 800 \; \textbf{\textit{C-G-S-M.}}$$

А если силу тока выразить в амперах (1 ***C-G-S-M*** $= 10$ ампер), получим:

$$nJ = 8\,000 \text{ ампер-витков.}$$

Из вышеприведенной формулы для потока индукции N видно, какое большое влияние оказывает величина междуполюсного пространства. Если бы вместо $l_0 = 1$ *см* мы взяли $l_0 = 1$ *мм*, то для получения того же магнитного поля нам было бы достаточно 1 000 ампер-витков, если же совсем уничтожить воздушный промежуток, то число необходимых ампер-витков понизится до 200.

Теперь остается еще решить вопрос, сколько взять оборотов (витков) проволоки и какой силы ток мы желаем пропускать через наш электро-

магнит; для получения желаемого магнитного поля важно только, чтобы их произведение было равно 8 000. Положим, что в нашем распоряжении может быть ток в 5 ампер, тогда необходимо намотать на электромагнит 1 600 витков проволоки. Имея однако в виду магнитную утечку, лучше взять несколько большее число витков, положим 2 000 оборотов.

При поперечном сечении в 20 $см^2$ каждый оборот будет иметь длину около 15 $см$, а вся проволока — около 300 $м$. Если взять медную проволоку поперечным сечением в 1 $мм^2$, то каждые 60 $м$ ее будут иметь сопротивление около одного ома (125, **133**), а вся обмотка электромагнита — 5 омов.

Для питания этого электромагнита током в 5 ампер нам потребуется электродвижущая сила в $5 \cdot 5 = 25$ вольт, и в обмотке будет тратиться мощность $25 \cdot 5 = 125$ уатт; следовательно ежесекундно будет выделяться 125 джоулей, или $125 \cdot 0{,}24 = 30$ малых калорий.

С другой стороны, в сердечнике электромагнита мы получаем индукцию $B = 10\,000$ и напряжение магнитного поля $M = 5$, и следовательно плотность магнитной энергии (184, **202**):

$$W_m = \frac{B \cdot M}{8\pi} = \frac{10\,000 \cdot 5}{8\pi} = 2\,000 \text{ эрг}/см^3,$$

а все количество магнитной энергии в объеме сердечника

$$Q = 20 \cdot 50 = 1\,000 \; см^3$$

будет

$$W = W_m Q = 2 \cdot 10^6 \text{ эрг} = 0{,}2 \text{ джоуля}.$$

273. Магнитная цепь в технике. — В электротехнике, например при расчете динамомашин, часто приходится иметь дело с магнитными цепями, которых поперечное сечение и магнитная проницаемость в различных частях цепи различны. В таких случаях удобнее расположить расчет несколько иначе, как это мы сейчас покажем на простом примере.

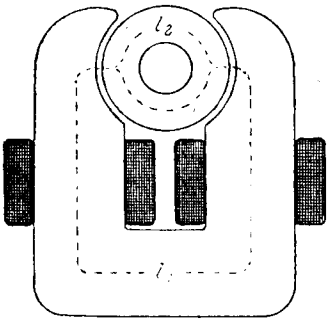


Рис. 290. Магнитная цепь динамомашины.

Положим, что требуется рассчитать динамомашину (рис. 290), в подвижном якоре которой протекал бы магнитный поток $N = 3 \cdot 10^6$, в три миллиона линий сил, или максвеллей. Принимая во внимание неизбежную утечку (256, **271**), задаемся в электромагните на 20% большим потоком индукции, т. е. $3 \cdot 6 \cdot 10^6$.

Размеры машины принимаем следующие. Средняя длина линий сил в теле электромагнита пусть будет $l_1 = 100$ $см$, а его поперечное сечение 400 $см^2$. Толщину обоих воздушных промежутков возьмем в 1 $см$, а так как линии сил, выходя из железа в воздух, расходятся, то поперечное сечение потока индукции в воздухе будет больше, чем в электромагните, и мы примем его равным 600 $см^2$. В якоре поток индукции разветвляется на две одинаковые ветви длиною $l_2 = 20$ $см$ с общим поперечным сечением в 350 $см^2$. Но так как якорь динамомашины составлен из же-

лезных листов с бумажными прослойками, то поперечное сечение его железа примерно на 15% меньше; мы примем его в 300 $см^2$.

Разделяя поток индукции на поперечное сечение, получаем в различных частях машины следующие индукции B:

В якоре . . . . . $3 \cdot 10^6 : 300 = 10\,000$
В воздушном промежутке . . . . $3 \cdot 10^6 : 500 = 6\,000$
В электромагните . . . . . $3 \cdot 6 \cdot 10^6 : 400 = 9\,000$

Далее мы знаем, что напряжение поля в соленоиде определяется независимо от проницаемости среды по формуле (253, **267**):

$$M = \frac{4\pi nJ}{l}.$$

Если силу тока выразить в амперах ($= 0{,}1$ ***C-G-S-M***), то получаем

$$\frac{nJ}{l} = \frac{M}{0{,}4 \cdot \pi} = 0{,}8 \cdot M.$$

Слева у нас получилось число ампер-оборотов, приходящихся на единицу длины магнитной цепи. Начертим характеристику, которой изображалась бы зависимость величины $0{,}8\,M$ от индукции B. Такую характеристику мы можем получить из характеристики (BM) (стр. 206, рис. 225): умножив все M на 0,8 (т. е. приняв масштаб для M соответственно бо́льший); тогда для каждой величины индукции B мы можем непосредственно по характеристике определить величину $0{,}8\,M$, а следовательно и равную ей величину $\frac{nJ}{l}$ ампер-оборотов на единицу длины магнитной цепи. Таким путем мы получим для каждой части цепи сперва число ампер-оборотов единицы длины, а затем, умножая на длину, *полное* число ампер-оборотов.

Такой расчет приведен для рассматриваемой динамомашины в следующей таблице:

Части цепи	B	$\frac{nJ}{l}$	l	nJ
Якорь	10 000	3	20	60
Воздушный промежуток .	6 000	4 800	1	4 800
Электромагнит	9 000	2,4	100	240
Всего ампер-оборотов .	—	—	—	5 100

Из этой таблицы мы ясно видим, какое громадное значение имеет воздушный промежуток, а потому нужно стремиться делать его как можно меньше, насколько это вообще практически возможно (ведь нужно, чтобы вращающийся якорь не задевал за полюсы электромагнита).

Что касается выбора числа витков и силы тока в различных частях машины, то это делается на основании практических соображений, на которых мы здесь не можем останавливаться.

V. ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ

274. Конструкция электромагнитов. — На практике большинство электромагнитов имеет замкнутую форму, как это мы уже видели на примере динамомашины. Если электромагнит не предназначен для образования внешнего магнитного поля (как например в трансформаторах), то не надо делать и воздушного промежутка, а нужно стараться, чтобы магнитная цепь была как можно короче и как можно большего поперечного сечения; тогда мы получим и поток индукции наибольший.

На рис. 291 изображен электромагнит Джоуля, сделанный из железной трубы, в которой вырезана долевая щель; щель эта закрыта тщательно пришлифованным якорем. Здесь реализованы вышеуказанные условия (короткая и широкая магнитная цепь); и действительно этот электромагнит при сравнительно небольшом числе витков и при токе, взятом от обыкновенного гальванического элемента, способен удержать на своем якоре несколько десятков килограммов.

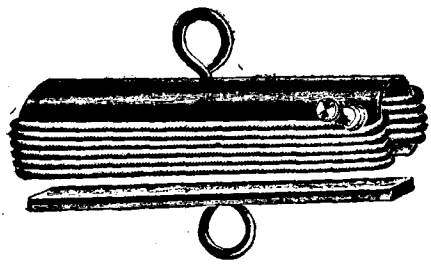


Рис. 291. Электромагнит Джоуля.

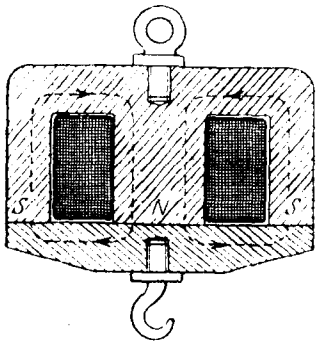


Рис. 292. Колоколообразный магнит.

На рис. 292 изображен колоколообразный электромагнит. Здесь железный сердечник не только заполняет пространство внутри обмотки, но и снаружи ее, для того чтобы линии сил на всем своем пути проходили внутри железа. Подъемная сила (203, **222**) подобного электромагнита может быть сделана очень значительной.

Однако подобные *замкнутые в железе* электромагниты обладают следующим неудобством: раз возбужденное в них поле не пропадает тотчас после выключения тока. Дело в том, что, при отсутствии полюсов, в них нет размагничивания (193, **210**) и остаточный магнетизм остается надолго. Поэтому, если мы желаем, чтобы по выключении тока, электромагнит тотчас же отпустил свой якорь, необходимо устраивать между ними немагнитный промежуток. Часто для этой цели покрывают полюсы электромагнита слоем бумаги или картона, чтобы якорь к ним не прикасался непосредственно. Даже при небольшой толщине такой прослоек сильно помогает быстрому уничтожению остаточного магнетизма.

При проектировании электромагнита нужно оставить достаточно места для обмотки. Большею частью обмотка состоит не только из нескольких витков, но даже из нескольких слоев проволоки, намотанных друг

на друга. При этом является вопрос, как отвести теплоту джоуля, чтобы электромагнит не слишком сильно нагревался при продолжительном пропускании тока. В технике для этого применяют вентиляцию, а в лабораториях иногда для охлаждения электромагнита параллельно с обмоткой наматывают тонкие медные трубки, в которые пускают охлаждающую воду.

Поток индукции, выходящий из полюсов наружу, можно, смотря по надобности, распределить различным образом. Это достигается тем, что концам железного сердечника придают ту или иную форму, надевая на них так называемые *полюсные наконечники*. Полюсные наконечники

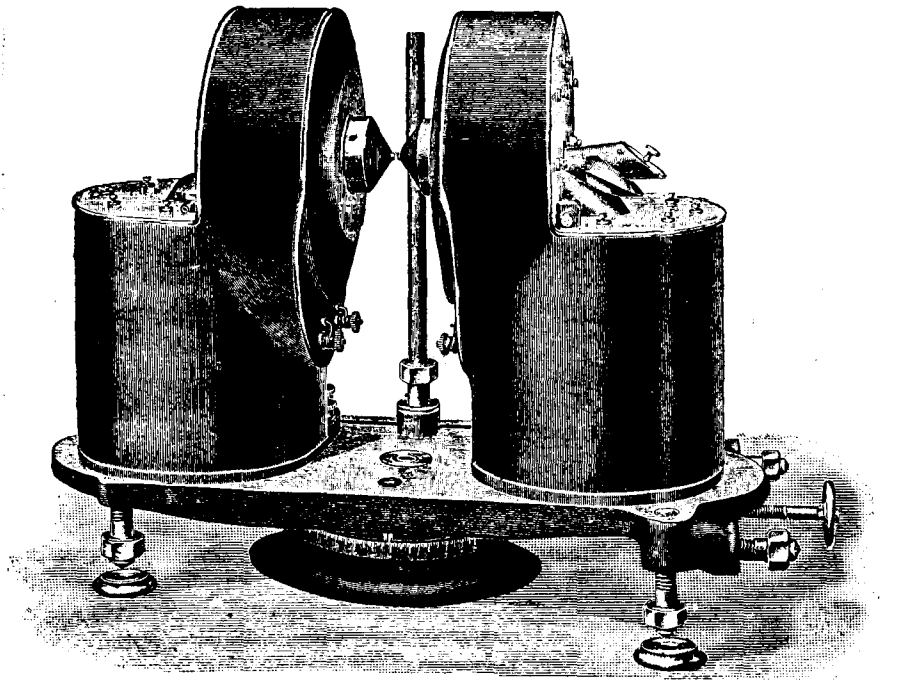


Рис. 293. Электромагнит Дюбуа.

должны быть тщательно пришлифованы и хорошо прилегать к концам сердечника, чтобы не образовать в стыках немагнитных прослоек. Что же касается формы наконечников, то Дюбуа нашел, что для наилучшей концентрации линии сил между полюсами наконечники нужно делать в виде конусов с углом в 60° при вершине. Чем больше поле сконцентрировано, тем больше мы получаем индукцию, но зато поперечное сечение поля делается меньше.

Иногда приходится употреблять полюсные наконечники, просверленные вдоль линий сил; это делается для оптических наблюдений того, что происходит между полюсами, а также в струнных гальванометрах (см. ниже).

На рис. 293 изображен электромагнит Дюбуа (H. Du Bois), построенный им для лабораторных целей. В этом электромагните при

междуполюсном пространстве в 1 *мм* можно получить напряжение поля в 60 000 гаусс. Однако обыкновенно пользуются большим междуполюсным пространством и соответственно более слабым полем. На сердечнике умещается 100 000 ампер-оборотов. Сила тока выбирается сообразно с имеющимся в лаборатории источником тока.

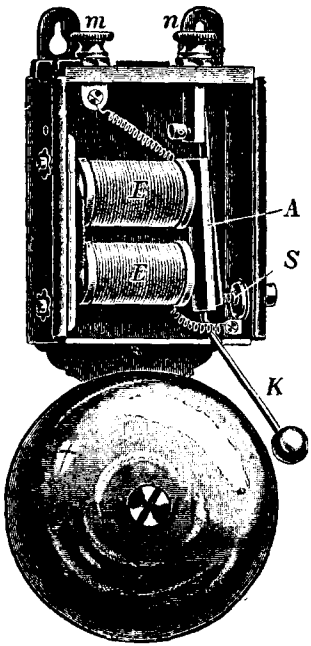


Рис. 294. Электрический звонок.

Получению еще более сильного магнитного поля препятствует теплота, выделяемая обмоткой электромагнита при сильных токах. П. Капица обошел это затруднение тем, что употреблял для опытов кратковременные токи. Капице удалось получить магнитное поле в 500 000 гаусс при продолжительности тока в одну сотую секунды; этого было достаточно для того, чтобы успеть зарегистрировать фотографически некоторые магнито-оптические и магнито-электрические явления, которые исследовал Капица.

275. Электрический звонок. — Не имея возможности останавливаться на многочисленных применениях электромагнитов, мы считаем однако нужным хотя бы вкратце указать на некоторые из них, наиболее часто встречающиеся.

Мы начнем с описания обыкновенного электрического звонка (рис. 294).

Здесь электрический ток идет от клеммы *m* через электромагнит *E* в винтик *S*. К винтику *S* особой пружинкой прижимается якорь *A* и соединяет *S* со второй клеммой звонка *n*. При проходе тока электромагнит притягивает к себе якорь *A* и следовательно размыкает ток между *A* и *S*; но вследствие прекращения тока электромагнит перестает действовать, якорь снова отходит от *E*, и ток снова замыкается и т. д. Таким образом якорь *A*, а с ним вместе и молоточек *K* совершает колебательные движения, и звонок издает прерывистый звон все время, пока клеммы *m* и *n* соединены с источником тока. Источниками тока при звонках служат обыкновенно элементы Лекланше, а замыкание тока происходит при помощи кнопок (рис. 137, стр. 140). На рис. 295 показана схема такой установки для одного звонка с тремя кнопками.

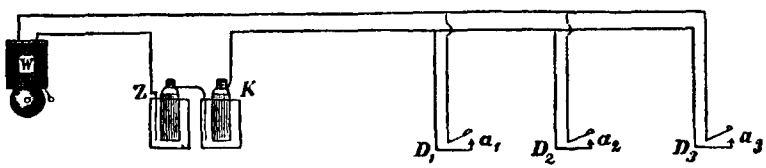


Рис. 295. Схема соединения в цепи электрического звонка.

276. Телеграф. — На рис. 296 показана самая простая схема электромагнитного телеграфа Морзе.

На каждой станции имеется ключ m, местная батарея элементов c и электромагнит d. Оба ключа m соединены воздушным проводом (линия), тогда как батарея c и электромагнит d соединены с землею Z.

Если на какой-либо станции нажать ключ m, то линия соединяется с b, т. е. с местной батареей c, и разъединяется с a. Электрический

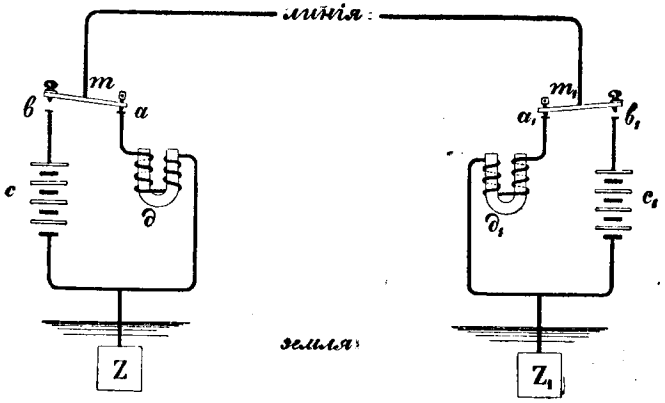


Рис. 296. Схема телеграфа.

ток батареи c идет через линию на следующую станцию и, проходя по обмотке электромагнита d_1, возвращается через землю обратно к батарее c. При этом ток приводит в действие электромагнит d, вследствие чего якорь электромагнита притягивается, а соединенное с ним перо чертит на подвижной бумажной ленте небольшую линию. Из коротких и длинных линий составлена телеграфная азбука.

277. Реле. — Если телеграфный ток очень слаб, как это например бывает при очень длинных линиях с большим сопротивлением, то им не пользуются непосредственно для приведения в действие электромагнита телеграфного аппарата, а направляют его в так называемое *реле*. Реле представляет собою тоже электромагнит с якорем, для притяжения которого достаточно очень слабого тока. Этот якорь, притянувшись электромагнитом, замыкает цепь тока местной батареи, которая и приводит в действие электромагнит пишущего прибора. В особенности чувствительно так называемое *поляризованное реле* (рис. 297), в котором сердечник сделан из постоянного магнита NS, а обмотка намотана таким образом, что образует у N и S одинаковые полюсы. Между полюсами NS помещается железная пластинка n, которую можно установить так,

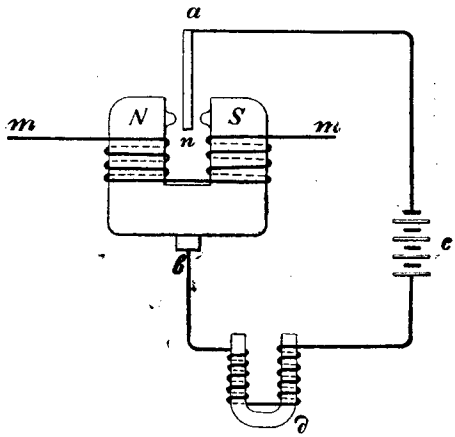


Рис. 297. Схема реле.

чтобы она с одинаковою силою притягивалась обоими полюсами магнита. Малейший ток, проходящий по обмотке *mm*, усиливает действие одного из полюсов магнита и ослабляет действие другого полюса; вследствие этого равновесие пластинки *n* нарушается, она прижимается к одному из штифтиков, приделанных к полюсам магнита, и замыкает ток местной батареи *c*, которая приводит электромагнит телеграфного аппарата *d* в действие.

278. Телефон и микрофон. — При электрической передаче человеческой речи самую существенную роль играют два прибора: телефон, изобретенный Беллем (Graham Bell, 1876 г.), и микрофон, изобретенный Юзом (David E. Hughes, 1878 г.).

Микрофон Юза состоит из угольного стержня *A* (рис. 298), зажатого между двумя угольными пластинками *C* и *C'*, которые включены в цепь батареи *V*. При небольшом изменении давления пластинок на стержень сопротивление угольного контакта сильно меняется, а вместе с тем изменяется

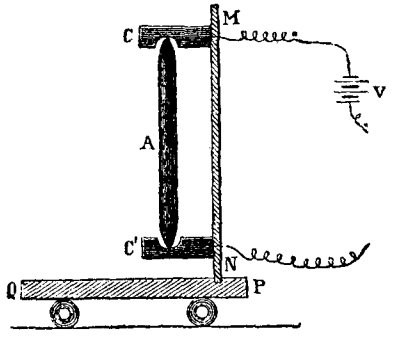


Рис. 298. Микрофон Юза.

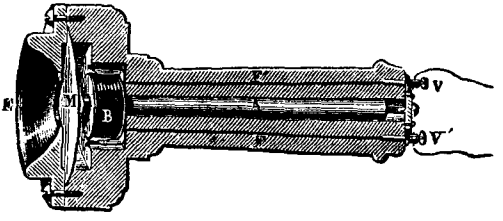


Рис. 299. Телефон Белля.

и сила тока. Поэтому, если на деревянную пластинку *MN* будут падать звуковые колебания, то в цепи мы получим соответствующие колебания в силе электрического тока.

Для обратного превращения этих электрических колебаний в звуковые служит телефон. Телефон Белля (рис. 299) состоит из железной пластинки *M*, помещенной вблизи магнита *A*, на конце которого имеется обмотка *B* (электромагнит), соединенная с цепью электрического тока. Пока сила тока в цепи постоянна, железная пластинка хотя и притянута магнитом, но остается в покое; но если сила тока в цепи меняется, то одновременно изменяется взаимодействие между электромагнитом и пластинкой, и пластинка приходит в движение.

Включим в цепь телефонной обмотки батарею элементов и микрофон; тогда всякое звуковое колебание, сообщенное микрофону, повлечет за собою соответственные колебания электрического тока; этот последний будет колебать железную пластинку телефона, а пластинка издаст тот именно звук, который был передан микрофону. Таким путем всевозможные звуки, а между прочим и человеческая речь, могут быть переданы по проволокам, и в настоящее время, благодаря целому ряду усовершенствований, эта передача возможна даже на 1 000 километров и более.

Угольный стержень микрофона Юза в настоящее время заменен угольным порошком (рис. 300), который образует множество контактов и потому более чувствителен к изменению давления.

В телефоне, вместо прямого магнита, теперь почти исключительно употребляется магнит подковообразный, который, благодаря хорошо замкнутой магнитной цепи, дает более сильное поле, чем прямой магнит, и тем самым увеличивает чувствительность телефона. На рис. 301 представлен разрез по оси телефона фирмы Сименс и Гальске, а на рис. 302 — вынутые из него подковообразные магниты. Полюсы одного из магнитов отогнуты кверху, и на них надеваются катушки S, соединяемые с наружными клеммами телефона. Полюсы с катушками помещаются вблизи мембраны m (рис. 301).

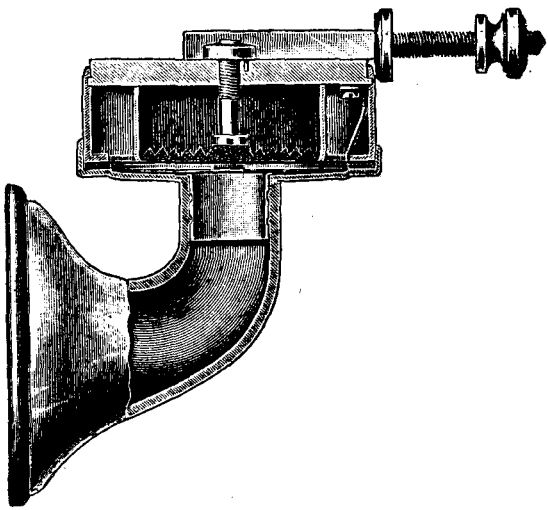


Рис. 300. Микрофон с угольным порошком.

Не вдаваясь в подробности устройства разных систем телефонов, необходимо однако добавить еще одно важное замечание. Казалось бы, что в телефоне можно было бы обойтись совсем без магнита, так как колебания пластинки могли бы происходить под действием обмотки электромагнита. Но дело в том, что телефонные токи вообще очень слабы, поэтому слабо и напряжение поля электромагнита M; притяжение же железной пластинки было бы пропорционально M^2 (204, **222**), т. е. было бы ничтожно. Если

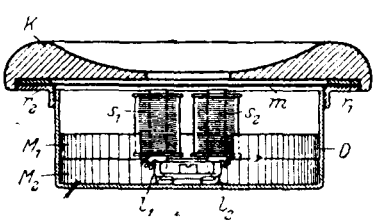


Рис. 301. Разрез телефона.

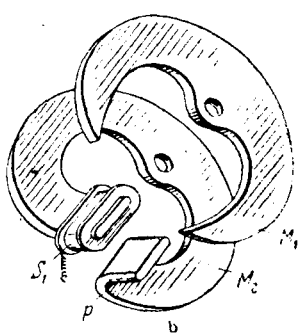


Рис. 302. Магниты телефона.

же применить в телефоне постоянный магнит, то под влиянием сильного поля этого магнита M_0 на железной пластинке появится магнетизм, притяжение ее электромагнитом будет уже пропорционально M_0M. Так как M_0 может быть сделано значительно сильнее M, то становится ясным, почему в телефоне необходим магнит (см. главу о переменных токах)-

Из вышеприведенного мы видим, что чувствительность телефона тем больше, чем сильнее поле магнита и чем сильнее поле тока.

Замечательно, что переменные токи в 10^{-5} ампер уже ясно слышны в телефоне.

279. Автоматический регулятор дуговой лампы. — Хотя дуговые лампы в настоящее время почти вытеснены более простыми лампами накаливания, тем не менее мы считаем полезным познакомить читателя с устройством одного типа автоматических регуляторов дуговых ламп, который часто употреблялся в прежнее время. На рис. 303 и 304 изображен подобный регулятор. Оба угля, между которыми образуется вольтова дуга, прикреплены к медным держателям и висят на цепи, перекинутой через блок (рис. 303), причем верхний, положительный уголь немного перевешивает, вследствие чего, когда лампа выключена, оба угля сходятся до соприкосновения. Внутри медных стержней помещены куски железа, которые могут втягиваться в два соленоида C и D (рис. 304). Один из соленоидов C

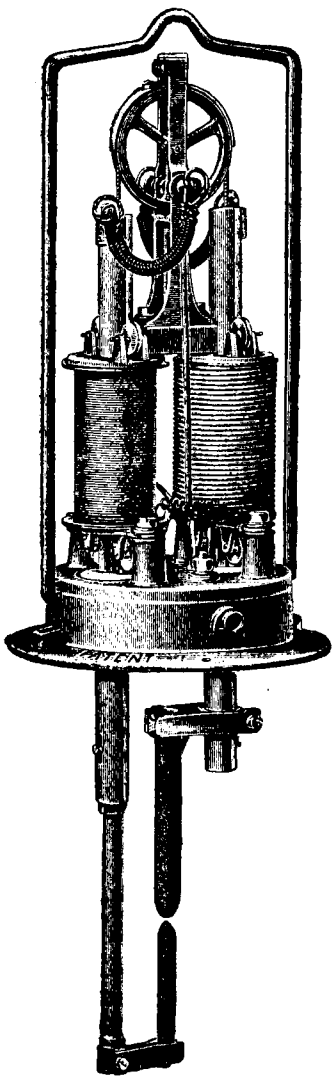


Рис. 303. Лампа Кржицика.

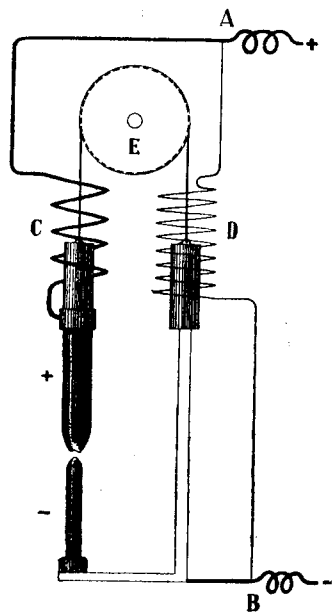


Рис. 304. Схема регулятора Кржицика.

с толстой обмоткой включен последовательно с обоими углями в цепь, другой же D с тонкой обмоткой включен параллельно с углями.

Когда угли сомкнуты или слишком близки друг к другу, то сопротивление дуги незначительно, ток толстой обмотки оказывается сильным,

и соленоид C втягивает в себя железо стержня верхнего угля, так что оба угля расходятся. Если же концы углей слишком разошлись друг от друга, то сопротивление вольтовой дуги делается большим, сила тока в толстом соленоиде C ослабляется, тогда как в соленоиде D, соединенном параллельно с дугою, напротив, сила тока увеличивается. Действие этого последнего соленоида на железо пересиливает действие первого, и угли опять немного сходятся. Для того чтобы не происходило постоянных качаний, блок E двигается с небольшим трением. Размеры обоих соленоидов, форму и вес железных стержней можно подобрать так, чтобы вольтова дуга оставалась все время одинаковой, наивыгоднейшей для ее горения величины. Таким путем достигается постоянная автоматическая регулировка дуги.

Подобные дуговые лампы строятся на 1 000 и до 10 000 свечей и употребляются главным образом для уличного освещения.

Описанный нами тип регулятора носит название *дифференциального*, потому что регулировка здесь происходит под влиянием разности действий двух обмоток C и D. Прежде устраивались регуляторы с одной обмоткой, но они оказались непрактичными.

VI. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ

280. Открытие Фарадея. — Мы видели, что проводник, к которому приближено наэлектризованное тело, сам электризуется через влияние (23, 20); это так называемая *электростатическая* индукция. Фарадей задался вопросом, нельзя ли чего-либо подобного получить и с электрическими токами, т. е. нельзя ли в проводнике, находящемся вблизи другого проводника, по которому идет ток, тоже возбудить электрический ток через влияние. Для того чтобы исследовать это, Фарадей взял два параллельных проводника AB и CD (рис. 305), из которых AB был соединен с источником электрического тока $\mathcal{E}$, тогда как CD был замкнут на чувствительный гальванометр G. Однако опыт показал, что явления, аналогичного электростатической индукции, при этом не получилось: в то время как по первому проводнику AB шел сильный ток, во втором проводнике CD не оказывалось и следа какого-нибудь тока. Но зато Фарадей заметил нечто иное, а именно: электрический ток в проводнике CD появлялся каждый раз, как в проводнике AB ток *замыкался* или *размыкался;* при замыкании тока в AB по какому-нибудь направлению в CD возникал всегда ток по направлению обратному, тогда как при размыкании тока AB и CD возникал ток того же направления, что и в AB.

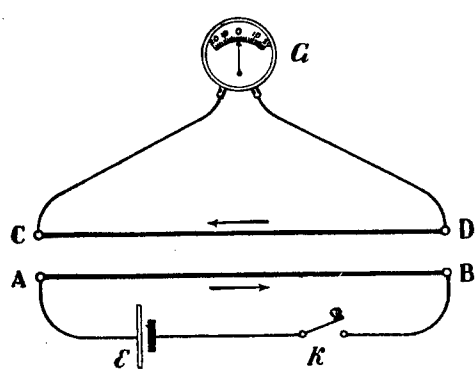


Рис. 305. Опыт Фарадея с индукционным током.

По аналогии с электростатическою индукциею Фарадей назвал электрические токи, возникающие в этих и подобных им опытах, *индуцированными,* или *индукционными,* токами.

Для того чтобы оценить открытие индукционных токов, сделанное Фарадеем, достаточно указать, что во всех современных технических способах получения электрической энергии при посредстве динамомашин это открытие Фарадея служит основою.

281. Причина индукционных токов. — После многочисленных вариантов вышеописанного опыта Фарадей пришел к заключению, что индукционные токи в проводниках наблюдаются каждый раз, когда магнитное поле около проводника меняется. Чтобы убедиться в справедливости этого заключения, а также чтобы выяснить подробнее самое возникновение индукционных токов сделаем следующие опыты.

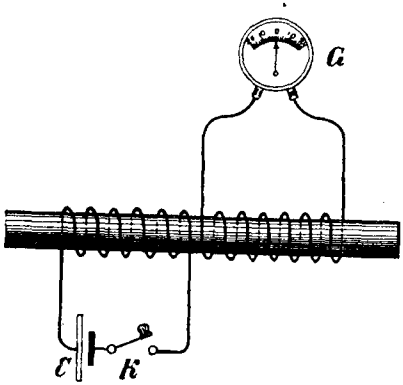


Рис. 306. Индукция в катушках.

1. Возьмем две катушки из проволоки (рис. 306) и наденем их на одну общую ось; если через первую катушку пропустить ток, то во второй катушке возникает индукционный ток обратного направления. При размыкании тока первой катушки во второй возникает ток того же направления, что и в первой. Этот опыт есть не что иное как повторение опыта предыдущего параграфа, только теперь оба тока не прямые, а навиты на одну общую ось.

2. Вместо замыкания и размыкания тока в первой катушке будем усиливать и ослаблять ее ток. Индукционные действия окажутся такие же, как и в предыдущем случае, только несколько слабее.

3. Оставим теперь ток в первой катушке замкнутым и будем ее приближать или удалять от второй катушки; тогда магнитное поле в этой последней будет усиливаться или ослабляться. Опыт показывает, что в этом случае тоже возникает индукционный ток, причем приближение катушки соответствует усилению тока, а удаление — ослаблению тока.

4. Мы знаем, что катушка, по которой идет ток, или соленоид, дает такое же магнитное поле, как и магнит соответственной силы. Поэтому сделаем предыдущий опыт, заменив соленоид магнитом. В результате мы не только получим индукционные действия от постоянного магнита, но даже и направления индукционных токов при движении соответствующих друг другу полюсов соленоида, с одной стороны, и магнита — с другой, оказываются одинаковыми.

5. Вдвинем теперь во вторую катушку железный сердечник и будем намагничивать его каким-либо способом — электрическим током или постоянным магнитом. Изменение магнитной поляризации железа опять будет сопровождаться индукционными токами, причем в этом случае индукционные токи окажутся особенно сильными.

Заметим, что в этом последнем случае поток напряжения внутри второго соленоида не сильнее, чем в том случае, когда не было железа;

поток же индукции в μ раз больше. Очевидно, что индукционные действия изменяющегося магнитного поля зависят не от напряжения поля, а от индукции поля.

Из всех этих опытов мы можем вывести общее заключение, что *индукционные токи обязаны своим возникновением изменению магнитной индукции около проводника.*

282. Правило Ленца. — Познакомившись в общих чертах с явлением индукционных токов, нам необходимо теперь научиться определять в каждом частном случае как величину, так и направление этих токов. Для определения *направления* этих токов можно руководствоваться следующим общим *правилом Ленца.*

Индукционные токи всегда направлены так, чтобы противодействовать тому движению, которым они воспроизводятся.

Пусть например к данному проводнику (рис. 307) мы приближаем северный полюс магнита или соленоида; тогда, как мы видели, в данном контуре проводника должен возникнуть индукционный ток, обратный токам соленоида, т. е. в проводнике возникает ток против стрелки часов, и возникший ток будет обращен к нам своей северной стороной.

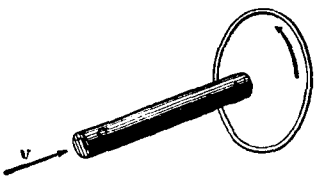


Рис. 307.

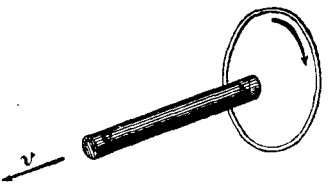


Рис. 308.

Индукция при движении магнита. Правило Ленца.

Применяя правило Ленца, получим то же самое: при приближении северного полюса магнита на обращенной к нему плоскости тока должен оказаться северный же полюс, потому что только северный полюс будет противодействовать данному движению (одноименные полюсы отталкиваются), а потому индукционный ток должен итти здесь против стрелки часов.

При *удалении* северного полюса (рис. 308) в проводнике возникнет ток по стрелке часов, который *притягивает* северный полюс магнита.

Аналогичные рассуждения применимы во всех других случаях относительного движения токов и магнитов. Советуем читателю самому разобрать несколько случаев.

Что касается тех случаев, где нет видимого движения, а есть только ослабление и усиление магнитной индукции, то и в этих случаях можно применять правило Ленца, только под противодействием нужно понимать возникновение нового магнитного поля (а именно магнитного поля индукционного тока), противоположного индуцирующему. Так например, если внутри данного контура ABC находится железо, и мы каким-либо образом возбудим в нем магнитную индукцию по направлению от наблюдателя к чертежу, то в контуре возникает электрический ток против движения часовой стрелки, и поле такого тока направлено от чертежа к наблюдателю, т. е. против индуцирующего магнитного поля, как и требуется правилом Ленца.

283. Вывод Гельмгольца. — Выяснив, каким образом можно определять *направление* индукционного тока, нам остается еще определить его *величину*.

Опыт показывает, что величина индукционного тока, при прочих равных условиях, обратно пропорциональна сопротивлению того проводника, по которому он протекает, так что изменением магнитной индукции в явлении индукционных токов обусловливается очевидно не сила тока, а электродвижущая сила. Сила же тока является лишь следствием этой электродвижущей силы, а потому конечно должна, по закону Ома, быть обратно пропорциональною сопротивлению проводника.

Прежде чем перейти к самому выводу величины электродвижущей силы индукции в самом общем случае, сделаем несколько замечаний.

Рассматривая явление электромагнитных вращений (229, 247), мы уже пришли к заключению, что вращения эти не могут происходить без затраты известного количества работы или энергии. Откуда же является эта энергия?

Энергия, которая тратится на вращение магнита или проводника, по которому идет ток, доставляется самим этим током. Если бы мы наблюдали гальванометр при неподвижном магните и при его вращении, то заметили бы, что в первом случае электрический ток оказался бы сильнее, чем во втором. Действительно в первом случае энергия тока тратится только на нагревание проводника по закону Джоуля J^2rt, тогда как во втором случае необходимо еще затратить определенное количество энергии на движение магнита, а именно JN (231, 248), где N — *увеличение* потока индукции сквозь площадь, обтекаемую током J. И та и другая энергия доставляются одним и тем же источником, а именно гальванической батареей. Батарея с электродвижущей силой $\mathcal{E}$ доставляет при силе тока J в каждую секунду $\mathcal{E}J$ эргов, если $\mathcal{E}$ и J выражены в абсолютных единицах. В некоторое время t она доставит $\mathcal{E}Jt$ эргов. Эта энергия должна быть равна сумме энергий, затрачиваемых на нагревание проводника и на магнитное поле; следовательно

$$\mathcal{E}Jt = J^2rt + JN,$$

откуда

$$J = \frac{\mathcal{E} - \frac{N}{t}}{r}.$$

Из этой формулы мы видим, что $-\frac{N}{t}$ играет роль добавочной электродвижущей силы. Это и есть *электродвижущая сила индукции*.

Заметим, что $-N$ есть *уменьшение* потока индукции, происшедшее за некоторое время t, а $-\frac{N}{t}$ равно уменьшению потока, отнесенному к единице времени. Чем быстрее будет изменяться поток, тем больше будет электродвижущая сила индукции. Поэтому величину $-\frac{N}{t}$, которая равна электродвижущей силе индукции в данном замкнутом проводнике, можно назвать *быстротою уменьшения потока индукции со временем*.

Конечно при этом мы предполагаем, что за время t поток изменяется равномерно.

При неравномерном изменении потока необходимо брать для вычисления быстроты его изменения такие малые промежутки t, для которых $\frac{N}{t}$ можно считать постоянным. При этом мы поступаем совершенно так же, как при определении скорости какой-либо точки: для определения скорости v мы делим пройденный путь s на время t, и в результате получаем *среднюю* скорость за время t. Если движение равномерно, то это и будет *истинная* скорость движения. Если же движение очень неравномерно, то лучше разделить путь на более мелкие участки и брать более краткие промежутки времени, чтобы полученная при делении s на t скорость v была как можно ближе к истинной скорости.

Быстроту изменения пути s со временем, т. е. скорость точки, часто принято обозначать точкой над буквой:

$$v = \dot{s}.$$

Точно так же быстроту изменения потока индукции мы будем обозначать через $\dot{N}$; следовательно для электродвижущей силы индукции можем написать:

$$\mathcal{E} = -\dot{N}.$$

284. Перерезывание магнитных линий. — Мы можем дать закону электромагнитной индукции несколько иную форму, которая ближе подходит к воззрениям Фарадея и даже обладает большей наглядностью, чем предыдущая. Мы видели, что электродвижущая сила индукции появляется всякий раз тогда, когда поток индукции, пронизывающий площадь, ограниченную данным проводником, изменяется. Но поток индукции есть не что иное как число линий индукции, а это число может измениться внутри данной площади только тогда, когда новые линии индукции войдут в эту площадь снаружи или когда существующие уже линии выйдут за пределы этой площади. И в том и другом случае линии индукции при своем движении должны перейти или пересечь границы рассматриваемой площади, поэтому закон электромагнитной индукции мы можем выразить и так.

Электродвижущая сила индукции по величине своей *равна числу ежесекундно пересекаемых проводником линий индукции.*

Что же касается направления электродвижущей силы или индукционного тока, то здесь можно пользоваться правилом Ленца: при движении проводника относительно магнитных линий возникает индукционный ток, противодействующий этому движению. Так например мы знаем (217, 234), что если магнитное поле направлено от нас к чертежу, а ток идет сверху вниз, то поле действует на ток с силою, направленною *вправо* (рис. 309). Поэтому, если мы будем двигать проводник *влево* (по направлению v, рис. 310), против силы F, то в нем возникнет индукционный ток (по направлению E, рис. 310) сверху вниз; этот ток и будет противодействовать нашему движению. Пусть длина проводника — l, а путь, пройденный им перпендикулярно к линиям сил, — s; тогда число перерезанных им линий сил будет $N = M \cdot l \cdot s$.

Если путь s пройден во время t, то имеем:

$$\frac{N}{t} = Ml \cdot \frac{s}{t},$$

или

$$\dot{N} = Ml\,\dot{s} = Ml\,v.$$

Разность потенциалов на концах проводника l будет равна:

$$V = -\dot{N} = -Ml\,v.$$

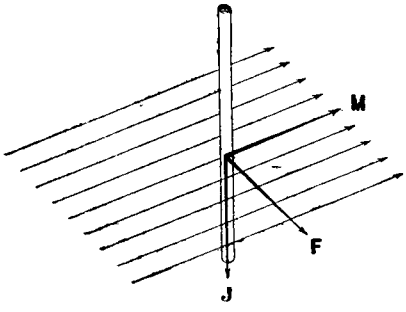


Рис. 309.

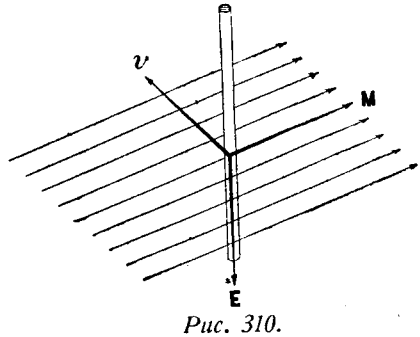


Рис. 310.

Индукция при движении проводника.

Если длина l остается перпендикулярной к полю M, но движение со скоростью v происходит не перпендикулярно к M, тогда очевидно число перерезанных линий будет меньше, а именно:

$$N = Mls \sin (Mv).$$

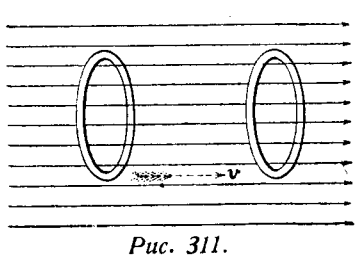


Рис. 311.

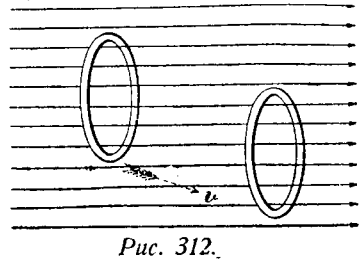


Рис. 312.

Поступательное движение проводника в однородном поле.

Электродвижущая сила индукции будет тогда:

$$\dot{V} = -\dot{N} = -Mlv \sin (Mv).$$

В замкнутом проводнике различные его части могут различно пересекать линии магнитного поля, а потому в отдельных частях проводника возникают и различные электродвижущие силы. Все эти электродвижущие силы складываются, как складываются электродвижущие силы целого ряда последовательно соединенных элементов.

285. Движение витка в магнитном поле. — На рис. 311 и 312 показаны поступательные движения замкнутого проводника (витка) в *одно-*

родном поле. При этом число линий сил, или поток индукции, внутри контура проводника остается неизменным, и никакой электродвижущей силы не возникает. Только при вращательном движении проводника (рис. 313) может возникнуть индукционный ток. В неоднородном поле (рис. 314) и при поступательном движении может возникнуть индукционный ток. Предлагаем читателю поупражняться на рис. 313 и 314 в определении направления индукционного тока.

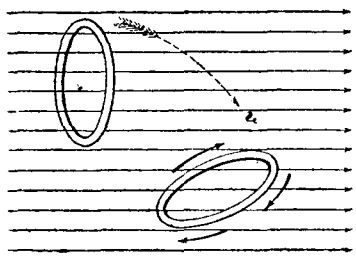


Рис. 313. Вращение проводника в однородном поле.

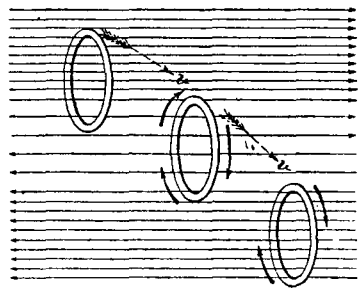


Рис. 314. Движение проводника в неоднородном поле.

286. Количество индуцируемого электричества. — Зная выражение для электрического тока, возникающего путем электромагнитной индукции, легко определить и количество индуцируемого электричества e. Действительно, если поток увеличивается на величину N, то сила тока в каждый момент времени равна:

$$J = -\frac{N}{rt},$$

где r — сопротивление проводника; количество электричества

$$e_1 = Jt = -\frac{N}{r}.$$

Если же поток индукции будет исчезать, то N будет уже отрицательным, и тогда

$$e_2 = +\frac{N}{r}.$$

Оба количества e_1 и e_2 равны между собою, но перемещаются в противоположные стороны.

287. Индукция в соленоиде. — Мы определили электродвижущую силу индукции в одном замкнутом проводнике. В том случае, когда проводник образует соленоид из n оборотов проволоки и когда весь поток индукции, который пронизывает соленоид, меняется одновременно, то в каждом обороте проволоки соленоида возникает электродвижущая сила, равная $V_0 = -\frac{N}{t}$, и если все обороты соединены последовательно, то полная электродвижущая сила во всем проводнике будет равна:

$$V = -\frac{Nn}{t},$$

а количество перемещаемого электричества при сопротивлении r:

$$e = -\frac{Nn}{r}.$$

Заметим, что здесь величина Nn представляет собою число линий *сил, сцепленных* (246, **261**) с соленоидом.

288. Примеры. — Для расчета электродвижущих сил индукции мы возьмем те же самые примеры, которые мы рассматривали при расчете электромагнитных сил и работы при движении токов в магнитном поле (248, **264**).

1) Вертикальный проводник длиною $l = 15$ *см* движется с востока на запад в магнитном поле земли со скоростью в 100 километров в час (скорый поезд). Как велика разность потенциалов, индуцированная на концах этого проводника, и какой конец его имеет высший потенциал.

Земное поле $M = 0{,}2$ направлено с юга на север; при движении проводника с востока на запад (рис. 310) индуцируется электродвижущая сила сверху вниз. Следовательно в рассматриваемом случае верхний конец проводника будет иметь более высокий потенциал, чем нижний конец.

Так как в этом случае все направления перпендикулярны друг к другу, то мы должны для разности потенциалов применить формулу (271, **284**):

$$V = Mls.$$

Подставляя сюда цифровые значения величин, выраженных в абсолютной электромагнитной системе единиц:

$$M = 0{,}2; \quad l = 15 \text{ } см,$$

$$s = 100 \text{ } км/час = \frac{10^7}{60 \cdot 60} \text{ } см/сек = 2\,800 \text{ } см/сек,$$

получаем для разности потенциалов в тех же единицах:

$$V = 0{,}2 \cdot 15 \cdot 2\,800 = 8\,400 \text{ } \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M}.$$

Если мы хотим выразить разность потенциалов в вольтах, то должны умножить это на 10^{-8}: $V = 8{,}4 \cdot 10^{-5}$ вольт.

Гораздо бо́льшие разности потенциалов можно получить при движении катушек в магнитном поле.

2) Катушка в $n = 100$ витков проволоки, намотанных очень близко друг к другу, имеет диаметр $d = 5$ *см* и помещена нормально к линиям сил магнитного поля напряжения (или индукции, так как $\mu = 1$) $B = 10\,000$. Теперь повернем катушку на 90° или быстро вынем ее из магнитного поля; как в том, так и в другом случае магнитный поток сквозь катушку делается равным нулю. Спрашивается, какое количество электричества индуцируется при этом в катушке, если ее сопротивление равно $R = 1$ ом.

Поток индукции, проходивший сквозь площадь катушки в первом ее положении, был:

$$N = 10\,000 \frac{\pi d^2}{4} = 157\,000 \text{ максвелл},$$

а число сцепленных с ней линий сил при n витках, близко друг к другу намотанных, равнялось nN. Количество электричества, индуцированное в катушке, равно:

$$e = \frac{nN}{R} = \frac{100 \cdot 157\,000}{R}.$$

В этой формуле поток индукции N выражен в электромагнитных единицах. Для того чтобы и сопротивление R выразить в тех же единицах, необходимо число омов умножить на 10^9 (228, **245**), а для того чтобы количество электричества e выразить в кулонах, нужно правую часть нашего уравнения умножить на 10 (228, **245**). Мы получаем таким образом в правой части множитель 10^{-8}:

$$e = 0{,}0016 \text{ кулона}.$$

Положим, что мы вынимаем катушку из поля очень быстро, например с быстротою 0,01 секунды. Тогда средняя электродвижущая сила индукции будет:

$$\varepsilon = \frac{nN}{t} = \frac{15.700\,000}{0{,}01} \; \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M} = 16 \text{ вольт}.$$

3) Медный диск поставлен нормально к магнитному полю индукции B (рис. 315) и приведен в быстрое вращение вокруг оси O, помещенной в центре диска нормально к его плоскости. К периферии и к оси вращения диска приложены щетки a и b, позволяющие вывести индуцируемый в диске ток наружу, где его можно наблюдать и смерить при помощи гальванометра. Если поле B направлено от нас к чертежу, а диск вращается против движения часовой стрелки, то направление электродвижущей силы в движущемся радиусе ab будет сверху вниз, а ток J во внешнем проводнике будет направлен, как показано на рис. 315 стрелкой.

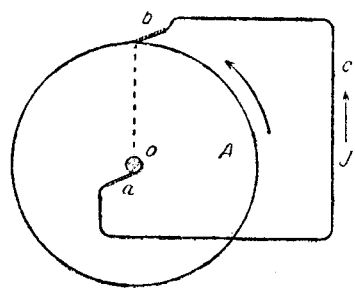


Рис. 315. Динамомашина Фарадея.

Вычислим электродвижущую силу подобной динамомашины (Фарадея). При каждом обороте радиус диска r перерезывает число линий сил:

$$N = \pi r^2 \cdot B,$$

а при n оборотах в секунду число линий сил, перерезываемых в секунду, т. е. электродвижущая сила индукции, будет:

$$\mathcal{E} = n\pi r^2 \cdot B.$$

Подставляя сюда значения $B = 15\,000$, $r = 15$ *см*, $n = 100$, получаем:

$$\mathcal{E} = 100 \cdot 707 \cdot 15\,000 = 10{,}6 \cdot 10^8 \; \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M} = 10{,}6 \text{ вольт}.$$

Как видим, электродвижущая сила подобной динамомашины, даже при очень больших значениях B и n, невелика, почему она и не получила практического значения: выгоднее двигать катушки в магнитном поле, как это и сделано во всех современных технических динамомашинах.

Очень поучительно сравнить действие описанной динамомашины с действием электродвигателя, который мы рассчитывали на стр. 248, **264** (рис. 283), потому что обе машины имеют совершенно одинаковую конструкцию.

Во-первых, мы видим, что направления электрических токов в них одинаковы, но вращения в противоположные стороны. Если бы вращения были одинаковы, то электрические токи были бы противоположны. Это представляет собою прямое следствие правила Ленца (269, **282**), или закона сохранения энергии (270, **283**). Советуем читателю обдумать это подробнее.

Далее, мы знаем, что мощность тока определяется произведением электродвижущей силы на силу тока (152, **165**). Поэтому, если мы умножим полученную нами выше электродвижущую силу индукции на силу индукционного тока J, то получим мощность:

$$W = n\pi r^2 \cdot BJ.$$

Этот результат совершенно совпадает с тем, который мы получили для мощности электродвигателя в нашей прежней задаче (248, **264**). Более того, во время вращения диска в магнитном поле как электродвигателя в нем должны были возникать индукционные токи. Электродвижущая сила этих индукционных токов как раз уравновешивала внешнюю электродвижущую силу источника тока, приводящего электродвигатель во вращение. С точки зрения закона сохранения энергии мы можем сказать, что в электродвигателе электрическая энергия превращается в механическую (в движение), тогда как в динамомашине, наоборот, механическая энергия превращается в электрическую. — Это рассуждение применимо не только к рассмотренному нами здесь диску, вращающемуся в магнитном поле, но вообще к электромашинам любой конструкции.

289. Явление самоиндукции. — Уже сам Фарадей на основании опытов пришел к заключению, что при изменении силы тока в каком-либо проводнике должно меняться и его магнитное поле; поэтому и в самом проводнике в этом случае должна возникать добавочная электродвижущая сила индукции. Проводник индуцирует ток в самом себе, поэтому это явление носит название явления *самоиндукции*, а индуцированный в проводнике ток называется *экстратоком*. Из правила Ленца следует, что экстраток при замыкании направлен против замыкаемого тока, тогда как экстраток размыкания — одного с ним направления. Фарадей показал это явление на опыте следующим образом.

Через катушку (рис. 316) с большим числом оборотов пропускался ток J_1 от элемента $\mathcal{E}$; часть этого тока J_2 шла в гальванометр. Но для того чтобы стрелка гальванометра не отклонялась от тока J_2, к ней приставлена с одной стороны задержка. Если теперь разомкнуть ключ K (рис. 317), то в катушке возникнет экстраток размыкания J_3 того же направления, что J_1. Этот ток не может однако направиться по BKE, так как ключ K разомкнут; поэтому току остается только один путь — через гальванометр G, как показано на рис. 317; ток J_3 имеет в катушке то же направление, что и J_1, но в гальванометре J_3 будет противоположно J_2, и действительно опыт показывает, что стрелка отклоняется теперь влево.

Что касается экстратока *замыкания*, то его непосредственно наблюдать нельзя, но он обнаруживается в том обстоятельстве, что замы-

каемый ток никогда не принимает сразу то значение, которое следует из закона Ома, а лишь *постепенно*. Это и означает, что в первые моменты после замыкания возникает индукционный ток противоположного направления.

Постепенное усиление тока при замыкании можно наблюдать следующим образом. Устроим разветвление тока; в одной ветви поставим лампочку накаливания, а в другой — такую же лампочку с последовательным приключением какого-либо электромагнита с большим магнитным потоком, но с небольшим сопротивлением для того, чтобы при установившемся токе (по закону Ома) обе лампочки горели почти одинаково. Если замкнуть ток, то мы увидим, что в той цепи, где включен электромагнит, лампочка загорится заметно *позже*, чем в цепи без электромагнита.

При выключении электромагнита вследствие появления экстратока *размыкания* у ключа образуется искра, а иногда загорается вольтова

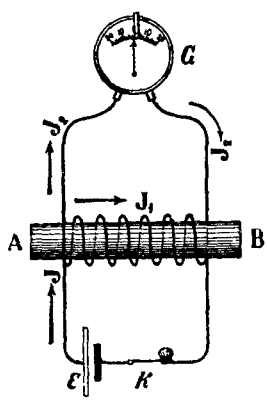


Рис. 316.

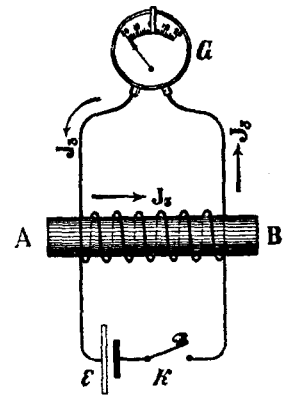


Рис. 317.

Экстраток размыкания.

дуга. Вообще размыкание токов в сети с электромагнитами нужно делать осторожно: при быстром размыкании возникающая в обмотке электромагнита электродвижущая сила самоиндукции может попортить изоляцию проволоки обмотки. Во избежание этого иногда производят размыкание, вводя постепенно сопротивление.

Читатель может демонстрировать себе самому экстраток размыкания, если он составит цепь из электрического звонка (в нем есть электромагнит) и нескольких сухих элементов и замкнет эту цепь, держа неизолированные концы проволок голыми руками. Если теперь развести концы проволок, то ток прекратится, а экстраток размыкания пойдет по рукам в тело экспериментатора, который почувствует небольшое сотрясение, как от лейденской банки.

290. Токи Фуко. — Если индукционные токи появляются в сплошных массах, а не в отдельных проволочных проводниках, то они называются токами Фуко. С физической точки зрения токи Фуко конечно ничем не отличаются от токов в проволочных проводниках.

Так например, если в катушку, по которой идет переменный или прерывистый ток, поместить железный или медный сердечник, то в таком сердечнике возникнут очень сильные токи, и притом тем сильнее, чем электропроводность металла больше. Следовательно в меди токи Фуко будут сильнее, чем в железе.

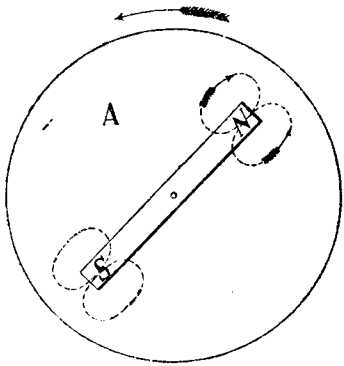
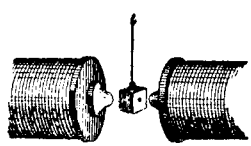


Рис. 318. Опыт Араго.

На практике всегда надо иметь в виду, что токи Фуко поглощают энергию, превращая ее в джоулево тепло, а потому нужно избегать помещать массивные части из проводящего металла вблизи переменного магнитного поля. Если же этого избежать нельзя, как например в сердечниках электромагнитов для переменных токов, то массивные части заменяют отдельными изолированными друг от друга листами или проволоками, и притом так, чтобы изолирующие прослойки были перпендикулярны к токам Фуко и мешали их образованию.

291. Явление Араго. — Применяя к токам Фуко закон Ленца, мы должны заключить, что эти токи имеют такое направление, что противодействуют изменению внешнего поля. Этим объясняется опыт, сделанный Араго (1822) еще задолго до открытия явлений индукции и состоящий в следующем. Если вблизи какого-нибудь массивного проводника поместить магнитную стрелку, то ее качания успокаиваются чрезвычайно быстро, гораздо быстрее, чем при отсутствии проводящих масс. Очевидно, что в этих проводниках возбуждаются токи Фуко, противодействующие движению стрелки.


Рис. 319.

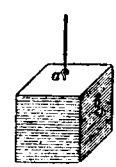


Рис. 320.

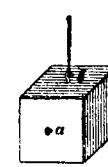


Рис. 321.

Демонстрация токов Фуко.

Подобным же образом объясняются и следующие явления.

Если поместить медный диск под магнитом *NS* (рис. 318), то вращение магнита поведет за собою и вращение диска.

Так как для образования токов Фуко и явления Араго необходимо лишь относительное перемещение диска и магнита, то мы можем сделать опыт, обратный предыдущему, а именно вращением медного диска *A* (рис. 318) привести во вращение находящуюся над ним легкую магнитную стрелку.

На рис. 318 показаны направления токов Фуко, возникающих около северного полюса *N* магнита *NS*, при вращении диска *A* по направлению, указанному стрелкой.

Советуем читателю самому определить направление токов Фуко около южного полюса S, а также разобрать случай, когда диск A неподвижен, а вращается магнит.

292. Электромагнитное торможение. — Явлением Араго пользуются в гальванометрах для получения быстрого успокоения качания магнитной стрелки.

Чтобы показать влияние изолирующих прослоек на токи Фуко, сделаем из листочков меди, переложенных бумагой, небольшой кубик и, повесив его на ниточке между полюсами электромагнита (рис. 319), сообщим ему быстрое вращательное движение вокруг вертикальной оси, перпендикулярной к полю. Тогда мы увидим, что если подвесить кубик за крючок a (рис. 320), т. е. так, чтобы его листочки были горизонтальны, — он будет продолжать свое вращение в магнитном поле, и токов Фуко не будет. Если же подвесить его за крючок b (рис. 321), то в его вертикальных листочках возникнут токи Фуко, противодействие которых затормозит вращение кубика.

VII. КОЭФИЦИЕНТЫ ИНДУКЦИИ

293. Коэфициент самоиндукции. — При вычислении силы индукционных токов полезно пользоваться так называемыми *коэфициентами индукции*, которые не зависят ни от силы тока, ни от индукции поля, а только от расположения проводников. Проводники мы будем предполагать в виде тонких проволок неизменной формы. Расчетом же опытов Фуко, Араго и аналогичных явлений в *сплошных* проводящих массах мы здесь заниматься не будем: они слишком сложны.

Мы начнем с простейшего случая; положим, что проволока или катушка включаются в цепь некоторой постоянной электродвижущей силы E_0. Когда по проводнику идет электрический ток J, то вокруг него образуется магнитное поле. Какой бы формы ни был проводник и каков бы ни был ток J, всегда образовавшийся при этом поток индукции, или число линий сил, сцепленных с проводником, будет пропорционально силе тока. Обозначая коэфициент пропорциональности через L_{11}, мы можем написать:

$$N = L_{11} J.$$

Если проводник и проницаемость окружающей его среды неизменны, то изменение величины N может происходить только от изменения силы тока J. Обозначим быстроту изменения силы тока через $\dot{J}$ (270, **283**); тогда электродвижущая самоиндукция будет равна:

$$E = -L_{11}\dot{J}.$$

Введенный нами коэфициент L_{11} называется коэфициентом самоиндукции рассматриваемой цепи.

294. Практическая единица коэфициента индукции. — Из самого определения коэфициента индукции следует, что практическую единицу для этого коэфициента мы получим, если возьмем такой проводник, в котором, при изменении силы тока на один ампер в секунду, индуцируется электродвижущая сила в один вольт. Такая единица носит название *генри*.

Поэтому можем написать:

$$\text{вольт} = \text{генри}\ \frac{\text{ампер}}{\text{секунда}},$$

$$\text{генри} = \frac{\text{вольт.секунда}}{\text{ампер}}.$$

Для выражения генри в абсолютных электромагнитных единицах вспомним, что

$$\text{ампер} = 0{,}1\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M},$$

$$\text{вольт} = 10^8\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M}.$$

Следовательно

$$\text{генри} = 10^9\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M}.$$

Коэфициенты индукции L зависят от формы, величины и расположения проводников. Вычисления этих коэфициентов, вообще говоря, представляют значительные затруднения и могут быть сделаны легко только для небольшого числа простейших частных случаев. Но их всегда можно определить и непосредственно из опыта, как это будет показано ниже.

295. Экстраток размыкания. — Теперь мы можем рассмотреть несколько подробнее, что происходит в цепи при выключении. Предположим, что постоянная электродвижущая сила $\mathcal{E}_0$ в цепи с сопротивлением R и с самоиндукцией L сразу перестала действовать. Мы можем себе например представить, что во время протекания тока J_0 цепь сразу была замкнута на себя коротко и осталась вне источника тока. В момент разъединения в цепи шел ток силою:

$$J_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{R},$$

которая совершенно не зависит от величины самоиндукции. С момента включения в цепи начинает действовать электродвижущая сила самоиндукции, которую мы выразили выше формулою:

$$\mathcal{E} = -L\dot{J}.$$

Следовательно сила тока в цепи теперь будет определяться формулою:

$$J = \frac{\mathcal{E}}{R} = -\frac{L}{R}\dot{J},$$

откуда

$$\dot{J} = -\frac{R}{L}J.$$

Эта формула и выражает тот закон, по которому будет изменяться сила тока в рассматриваемой цепи со временем: быстрота уменьшения силы тока будет в каждый момент времени пропорциональна силе тока. Вначале, когда еще сила тока J_0 была велика, уменьшение силы тока будет происходит быстро; затем, когда ток ослабнет, убывание тока со временем будет происходить все медленнее и медленнее. На рис. 322 изображена зависимость силы тока от времени в виде кривой J_0abd.

Если мы возьмем на этой кривой две близкие друг к другу точки a и b и, проведя линии, параллельные осям, нарисуем треугольник abc, то сторона ac будет представлять уменьшение силы тока, а сторона cb — протекшее время. Разделив одно на другое, получаем *быстроту* уменьшения силы тока J. Из чертежа видно, что это будет равно тангенсу угла наклонения α, или уклону линии ab. При непосредственной близости точек a и b линия ab превращается в *касательную* к кривой. Итак для касательной к рассматриваемой кривой мы можем написать:

$$\operatorname{tg}\alpha = \dot{J} = -\frac{J}{\tau} = -kJ.$$

Значение $\tau = \frac{1}{k}$ видно из рис. 322.

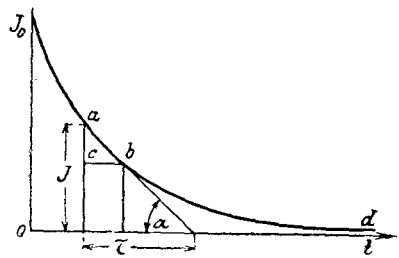


Рис. 322. Экстраток размыкания.

Но из геометрии известно, что кривая линия с таким свойством, что уклон касательной к любой ее точке пропорционален высоте этой точки над нулевой линией Ot, выражается экспоненциальною формулой:

$$J = J_0 e^{-kt}.$$

Здесь J_0 представляет собою начальную, наибольшую силу тока (при $t = 0$), e означает основание неперовых (натуральных) логарифмов. Величина k называется логарифмическим декрементом функции J. Обратная ей величина τ называется релаксационным временем. Это то время, в течение которого функция J убывает до величины $J_0 e^{-1}$.

В рассматриваемом нами теперь случае логарифмический декремент экстратока и его релаксационное время выражаются формулами:

$$\tau = \frac{L}{R}; \quad k = \frac{R}{L}.$$

Зависимость силы тока от времени выражается формулой:

$$J = J_0 e^{-\frac{R}{L}t}.$$

Таким образом, зная сопротивление и самоиндукцию цепи, а также начальную силу тока, мы можем по этой формуле построить кривую зависимости силы тока от времени.

Чем больше сопротивление и чем меньше самоиндукция, тем *круче* будет спускаться кривая, тем скорее будет исчезать экстраток. Наоборот, при малом сопротивлении, или при большой самоиндукции, убывание, или исчезновение, или, как говорят, *затухание* электрического тока будет происходить медленнее.

296. Экстраток замыкания. — Теперь присоединим опять нашу цепь к источнику электродвижущей силы $\mathcal{E}_0$. Тогда, кроме того тока, который должен итти по закону Ома:

$$J_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{R},$$

у нас получится еще экстраток самоиндукции, такой же величины, как и при размыкании, но направленный в противоположную сторону; мы получим:

$$J = \frac{\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}}{R} = J_0\left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right).$$

Зависимость этого тока от времени мы можем получить графически (рис. 323), вычитая из ординат прямой линии J_0J_0 ординаты кривой рис. 322.

Итак после выключения внешней электродвижущей силы $\mathcal{E}_0$ сила тока в замкнутой цепи будет постепенно убывать, *асимптотически* приближаясь к нулю; при включении сила тока, начиная с нулевого значения, также постепенно увеличиваясь, асимптотически приближается к тому значению, которое определяется законом Ома.

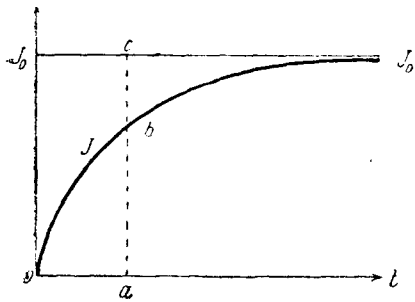


Рис. 323. Экстраток замыкания.

297. Пример. — Для вычисления удобнее привести вышеполученные формулы к другому виду путем логарифмирования. Для силы экстратока получаем:

$$\ln\left(\frac{J_0}{J}\right) = \frac{R}{L}t.$$

Определим то время, по прошествии которого сила тока экстратока уменьшается на половину и до одной десятой части своей первоначальной величины, т. е. положим:

$$\frac{J_0}{J} = 2 \text{ и } \frac{J_0}{J} = 10.$$

Тогда получаем:

$$t_2 = \frac{L}{R}\ln 2 = \frac{L}{R}0{,}7, \quad t_{10} = \frac{L}{R}\ln 10 = \frac{L}{R}2{,}3.$$

Пусть сопротивление цепи равно $R = 10$ ом, а самоиндукция $L = 1$ генри; тогда:

$$k = \frac{R}{L} = 10; \quad \tau = \frac{L}{R} = 0{,}1.$$

Наши формулы показывают, что в такой цепи сила тока уменьшается на половину через $t_2 = 0{,}07$ секунды и уменьшается до одной десятой своего первоначального значения через $t_{10} = 0{,}23$ секунды.

Значит при замыкании рассматриваемой цепи уже через четверть секунды сила тока так мало отличается от своей конечной величины по закону Ома, что мы можем в это время считать ток уже установившимся.

Строго говоря, по формуле $J_0 e^{-kt}$ экстраток может уничтожиться совершенно только через бесконечно долгое время ($J = 0$ при $t = \infty$),

но на практике, как это и показывает приведенный пример, *почти* установившееся движение электричества наступает довольно скоро.

Аналогичные условия мы имеем, когда открываем кран водопровода. По теории скорость течения воды будет увеличиваться постепенно, никогда (т. е. через бесконечное время) не достигая своей наибольшей величины, соответствующей установившемуся равномерному движению. Но практически *почти* установившееся движение наступает довольно быстро.

298. Коэфициент взаимной индукции. — Теперь рассмотрим *два* проводника или соленоида I и II (рис. 324), расположенных как угодно друг относительно друга, и пусть по первому проводнику течет ток J_1. Этот ток образует магнитное поле, напряжение которого будет везде пропорционально J_1. Часть линий сил этого поля пронижет обмотку второго соленоида, и если мы, оставив оба соленоида на местах, будем менять силу тока первого соленоида, то во втором соленоиде будет возникать индукционный ток. В этом случае поток индукции изменяется только благодаря изменению силы тока J_1, поэтому и электродвижущая сила индукции во втором проводнике $\mathscr{E}_2$ будет пропорциональна быстроте изменения этого тока J_1. Быстроту изменения тока J_1 мы будем обозначать через $\dot{J}_1$, поэтому мы можем написать:

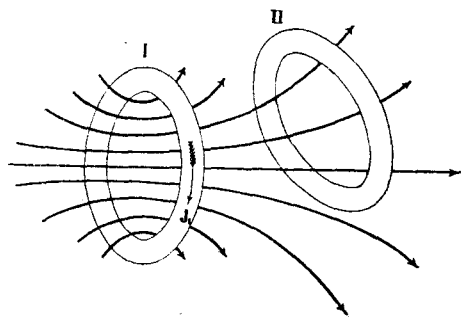


Рис. 324. Часть линий сил первого проводника пронизывает площадь, ограниченную вторым проводником.

$$\mathscr{E}_2 = -L_{12}\dot{J}_1.$$

Коэфициент L_{12} носит название коэфициента *взаимной* индукции.

Если бы пропускали некоторый ток J_2 через второй соленоид, то получили бы в первом соленоиде электродвижущую силу индукции $\mathscr{E}_1$, которая по тем же соображениям будет равна:

$$\mathscr{E}_1 = -L_{21}\dot{J}_2.$$

Докажем, что коэфициенты L в обоих случаях будут одинаковы.

Для этого представим себе, что мы производим индукцию не изменением силы тока, а передвижением одного соленоида относительно другого. Пусть первый соленоид неподвижен и по нему идет постоянный ток J_1, второй же соленоид, тоже с постоянным током J_2, двигается в поле первого соленоида; на такое движение потребуется, вообще говоря, затратить некоторую работу (244, **260**) $N_1 J_2$, где N_1 — число линий сил, исходящих из первого соленоида и пересеченных вторым соленоидом на своем пути. Если поэтому соленоид двигался из бесконечно большого расстояния, где $N = 0$, до данного его положения относительно второго соленоида, в котором $N_1 = L_{12} J_1$, то он совершил на своем пути работу (244, **260**):

$$U_2 = J_2(N_1 - N) = L_{12} J_1 J_2.$$

Точно так же, если бы второй соленоид оставить на месте, а двигать первый соленоид из бесконечности, когда линии сил второго соленоида до него совсем не доходят, до данного положения, в котором $N_2 = L_{21}J_2$, то мы должны будем совершить работу:

$$U_2 = L_{21}J_2J_1.$$

Но так как и в том и другом случае силы взаимодействия между обоими соленоидами зависят только от их *относительного* положения, то обе работы W_1 и W_2 должны быть одинаковы, и следовательно

$$L_{12} = L_{21}.$$

Величины коэфициентов взаимной индукции выражаются в тех же единицах, как и коэфициенты самоиндукции (278, **294**).

299. Вычисление коэфициента самоиндукции. — Как уже сказано (стр. 221, **239**), величину самоиндукции в некоторых частных случаях можно определить расчетом. Для примера возьмем *замкнутый* соленоид. Так как здесь поток индукции (252, **267**)

$$N = \mu\frac{4\pi nS}{l}J,$$

то при изменении силы тока J мы получим в каждом обороте проволоки соленоида электродвижущую силу:

$$V_0 = -\mu\frac{4\pi nS}{l}\dot{J},$$

где $\dot{J}$ есть быстрота изменения силы тока J (221, **239**). Так как здесь поток N пронизывает все n оборотов, то полная электродвижущая сила будет в n раз больше:

$$V = nV_0 = -\mu\frac{4\pi n^2S}{l}\dot{J} = -L\dot{J},$$

откуда видим, что коэфициент самоиндукции электромагнита равен:

$$L = \frac{\mu 4\pi n^2}{l}S;$$

он пропорционален квадрату числа оборотов соленоида.

Если через n_1 обозначить *густоту обмотки*, т. е. число витков проволоки, приходящихся на единицу длины l соленоида, положив

$$n = n_1 l,$$

то самоиндукция выразится так:

$$L = 4\pi\mu n_1^2 \cdot lS.$$

Из этой формулы видно, что коэфициент самоиндукции замкнутого соленоида пропорционален квадрату густоты обмотки и объему lS его сердечника.

300. Примеры. — Пусть дан *соленоид* (252, **267**), но без сердечника, с числом оборотов проволоки $n = 2\,000$; $l = 50$; $S = 20$ и $\mu = 1$. В этом случае получаем:

$$L = \frac{4\pi \cdot 4 \cdot 10^6}{50} 20 = 2 \cdot 10^7 \; \textbf{\textit{C-G-S-M}} = 0{,}02 \text{ генри.}$$

Если поместить в этот электромагнит железный сердечник, то коэфициент L будет в μ раз больше; но не надо забывать, что μ зависит от намагничивающего поля, а потому для различных сил токов J коэфициент самоиндукции тоже будет различный. Так например положим, что железный сердечник заполняет собою весь соленоид, тогда напряжение магнитного поля внутри соленоида определится по формуле (252, **267**):

$$M = \frac{4\pi n J}{l} = \frac{4\pi \cdot 2\,000}{50} J = 502\, J,$$

а если сила тока выражена в амперах, то

$$M = 50{,}2\, J.$$

Вычисляя для различных сил тока J напряжение поля M и взяв из рис. 225 (стр. 206) соответственное значение μ, получим следующую табличку:

при	$J = 0{,}01$	ампер	$M = 0{,}5$;	$\mu = 400$;	$L = 8$	генри
„	$J = 0{,}1$	„	$M = 5$;	$\mu = 2\,000$;	$L = 40$	„
„	$J = 1{,}0$	„	$M = 50$;	$\mu = 300$;	$L = 6$	„

Этот пример показывает, что значения коэфициента самоиндукции одного и того же электромагнита при различных силах тока могут быть весьма различны. При переменном, периодически меняющемся токе нужно еще принять во внимание явление гистерезиса (208, **227**) и при расчетах пользоваться некоторым средним значением μ за полный цикл намагничивания сердечника.

К этому необходимо еще прибавить, что взятый нами соленоид при 2 000 оборотах проволоки будет иметь обмотку, сделанную в 4 или 5 лежащих друг на друге слоев проволоки. Поэтому поток индукции, образуемый одним каким-либо слоем, не будет *целиком* проходить *внутри* другого слоя и не будет пронизывать все n оборотов проволоки соленоида, а соответственно с этим и коэфициент L будет меньше того, который получается по вышеприведенной формуле.

Для приблизительной ориентировки мы можем сообщить следующие данные о самоиндукции одного оборота проволоки.

Проволока диаметром в 1 *мм*, образуя собою круг диаметром 5, 10, 20 *см*, имеет коэфициент самоиндукции 125, 294, 676 ***C-G-S-M***. Если проволока *толще*, например диаметром 1 *см*, то при тех же кругах дает коэфициент *меньше*, а именно 53, 150, 386 ***C-G-S-M***. Это объясняется тем, что при толстой проволоке поток индукции частью проходит внутри самой проволоки и не огибает всего тока.

Если взять n оборотов проволоки указанных выше размеров и поместить их очень близко друг к другу, то коэфициент индукции такой

катушки будет приблизительно в n^2 раз больше. Если же растянуть эту катушку, то коэфициент ее самоиндукции будет уменьшаться и при далеком расстоянии оборотов друг от друга будет только в n раз больше, чем для одного оборота.

301. Вычисление коэфициента взаимной индукции. — Пусть два соленоида намотаны на общий сердечник. Тогда поток индукции первого соленоида, равный

$$N_1 = \frac{4\pi n_1 J_1}{l} S\mu,$$

целиком пронизывает все n_2 оборотов второго соленоида, а потому во втором соленоиде мы получим электродвижущую силу:

$$V_2 = -\frac{4\pi n_1 n_2}{l} S\mu \dot{J}_1,$$

откуда коэфициент взаимной индукции

$$L_{12} = \frac{4\pi n_1 n_2}{l} S\mu.$$

Если бы мы исходили из второго соленоида, где сила тока J_2, то получили бы поток индукции второго соленоида

$$N_2 = \frac{4\pi n_2 J_2}{l} S\mu,$$

и электродвижущую силу в первом соленоиде

$$V_1 = -\frac{4\pi n_2 n_1}{l} S\mu \dot{J}_2 = -L_{21}\dot{J}_2.$$

Отсюда видим, что коэфициенты L_{12} и L_{21} для второго и первого соленоидов одинаковы. Поэтому L_{12} и получило название *коэфициента взаимной индукции* (283, 298).

В том случае, когда поток N, исходящий из одной катушки, не пронизывает целиком вторую катушку (стр. 283, рис. 324), коэфициент взаимной индукции обоих соленоидов будет меньше, положим kL_{12}. Коэфициент k называется *коэфициентом связи* (Koppelungs-Koeffizient) обоих соленоидов.

Повторяем, что приведенные нами вычисления коэфициентов самоиндукции и взаимной индукции только приблизительны и касаются лишь замкнутых соленоидов, в которых все магнитное поле проходит внутри соленоида без магнитной утечки. Но легко видеть, что для разомкнутых соленоидов коэфициенты эти, при прочих равных условиях, будут меньше, чем для замкнутых, во-первых, потому, что напряжение магнитного поля будет меньше, а во-вторых, потому, что некоторые линии сил этого поля будут огибать не все, а только часть оборотов соленоида.

302. Энергия электромагнита. — Пользуясь коэфициентом самоиндукции L, можно очень просто выразить энергию, заключающуюся в данном электромагните при силе тока J.

Мы знаем, что энергия, находящаяся в каждом кубическом сантиметре магнитного поля (184, **202**)

$$U_m = \frac{\mu M^2}{8\pi}.$$

С другой стороны, для замкнутого соленоида мы определили (252, **267**):

$$M = \frac{4\pi}{l} nJ.$$

Следовательно, обозначая объем соленоида через lS, имеем:

$$U = \frac{\mu M^2}{8\pi} lS = \frac{4\pi n^2}{l} S\mu \frac{J^2}{2} = L\frac{J^2}{2}.$$

303. Энергия в трансформаторе. — Положим, что обмотка электромагнита состоит из двух частей, в которых могут течь электрические токи различной силы J_1 и J_2. Подобное расположение применяется в так называемых *трансформаторах*, о которых мы будем говорить подробнее в последующих главах. При двух обмотках с числом витков n_1 и n_2 напряжение магнитного поля в электромагните (не принимая во внимание утечки) определится так:

$$M = M_1 + M_2 = \frac{4\pi}{l}(n_1 J_1 + n_2 J_2),$$

а для магнитной энергии мы получим:

$$U = \frac{\mu M^2}{8\pi} lS = \frac{2\pi\mu}{l} S[(n_1 J_1)^2 + (n_2 J_2)^2 + 2(n_1 J_1 n_2 J_2)].$$

Введя в эту формулу коэфициенты самоиндукций и взаимной индукции:

$$L = \frac{4\pi\mu n^2}{l} S; \quad L_{12} = \frac{4\pi\mu n_1 n_2}{l} S,$$

получаем:

$$U = \frac{1}{2} L_1 J_1^2 + \frac{1}{2} L_2 J_2^2 + L_{12} J_1 J_2.$$

Мы видим, что в этом случае полная энергия в трансформаторе составлена из трех частей: из двух собственных энергий каждой обмотки в отдельности, к которым еще прибавляется взаимная энергия обеих обмоток.

304. Магнитная энергия системы токов. — Полученное нами в предыдущем параграфе выражение для энергии трансформатора представляет собою частный случай более общей формулы магнитной энергии системы нескольких токов, которую мы вывели раньше (247, **263**):

$$U = \sum \frac{1}{2} NJ,$$

причем здесь под N подразумеваются не действительные потоки магнитных индукций, а число магнитных линий сил, *сцепленных* с

соответственным током J (246, 261). Величины N пропорциональны тем силам токов, которые производят эти линии сил, а коэфициенты пропорциональности суть не что иное, как коэфициенты соответствующих индукций.

Если мы применим написанное выше общее выражение для случая двух токов, то получим:

$$U=\frac{1}{2}N_{11}J_1+\frac{1}{2}N_{21}J_1+\frac{1}{2}N_{12}J_2+\frac{1}{2}N_{22}.$$

С другой стороны, числа сцеплений N связаны с силами токов соотношениями:

$$N_{11}=L_{11}J_1;\ N_{21}=L_{21}J_2;\ N_{12}=L_{12}J_1;\ N_{22}=L_{22}J_2.$$

Подставляя это в формулу энергии и принимая во внимание, что

$$L_{12}=L_{21},$$

получаем то же самое выражение, что и в предыдущем параграфе:

$$U=\frac{1}{2}L_{11}J_1^2+\frac{1}{2}L_{22}J_2^2+L_{12}J_1J_2.$$

Но мы можем для той же энергии получить и другую формулу, если выразим силы всех токов через производимые ими потоки. Тогда имеем:

$$U=\frac{1}{2}\frac{N_{11}^2}{L_{11}}+\frac{1}{2}\frac{N_{22}^2}{L_{22}}+\frac{N_{12}\cdot N_{21}}{L_{12}}.$$

Оба полученные нами выражения нам сейчас пригодятся.

305. Сравнение электростатической энергии с электромагнитной. — Мы воспользуемся полученными сейчас формулами для выяснения одного пункта теории электромагнитного поля, который иногда возбуждает недоразумения.

Для плотности энергии электростатического поля и магнитного поля мы вывели раньше тождественные выражения:

$$U_e=\frac{\varepsilon E^2}{8\pi},\quad U_m=\frac{\mu M^2}{8\pi}.$$

Но сравнивая энергию электрических зарядов с энергией электрических токов, мы находим следующее различие.

Когда два электрических заряда, притягивая друг друга, приближаются друг к другу, то энергия их поля делается *меньше*. Мы объясняем это тем, что при приближении зарядов силы поля совершают *положительную* работу, отчего энергия поля должна *уменьшиться*. Но когда притягивающие друг друга электрические токи сближаются, то их магнитное поле усиливается и энергия его *увеличивается*.

Это сравнение может подать повод к заключению, что электрическая и магнитная энергии поля ведут себя как-то различно. Чтобы выяснить,

в чем тут дело, мы напишем выражение электрической энергии плоского конденсатора в двух видах (90, 98):

$$U_e = \frac{e^2}{2C} = \frac{1}{2} \cdot \frac{4\pi d}{\varepsilon S} \cdot e^2,$$

$$U_e = \frac{CV^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\varepsilon S}{4\pi d} \cdot V^2.$$

Обе эти формулы дают нам величину одной и той же энергии, но из первой формулы непосредственно видно, что если заряды e остаются неизменными, то энергия поля *уменьшается* вместе с уменьшением расстояния d между обкладками. Притяжение между обкладками происходит при этом за счет энергии электрического поля. Но если не заряды, а потенциалы V поддерживаются постоянными, то удобнее применять вторую формулу, из которой мы прямо видим, что при том же уменьшении расстояния d энергия поля делается *больше*. В этом случае источник энергии, который поддерживает потенциалы постоянными, должен не только произвести работу передвижения обкладок, но должен кроме того увеличить энергию электрического поля конденсатора (потому что C стало больше).

Совершенно аналогичные явления мы имеем при взаимодействии электрических токов; для взаимной энергии двух токов мы тоже можем написать две формулы:

$$U_{em} = \frac{N_{12} \cdot N_{21}}{L_{12}},$$

$$U_{em} = L_{12} \cdot J_1 J_2.$$

Из первой формулы мы видим, что если числа линий сил N_{12} и N_{21} остаются постоянными, то при приближении токов друг к другу, когда коэфициент их взаимной индукции увеличивается, энергия магнитного поля *уменьшается*; при этом энергия поля тратится на работу передвижения токов. Если же мы будем поддерживать токи постоянными, то вторая формула показывает нам, что с увеличением взаимной индукции энергия поля *увеличивается*. Поэтому тот внешний источник энергии, которым мы, несмотря на индукционное действие движения, поддерживали токи постоянными, — этот источник не только производил работу передвижения, не только пополнял убыль энергии в магнитном поле, но кроме того должен был еще доставить энергию на увеличения числа линий сил магнитного поля токов (потому что L_{12} стало больше).

Мы видим таким образом, что взаимодействия электрических токов вполне аналогичны взаимодействиям между электрическими зарядами.

306. Взаимодействия магнитов. — Если основываться на гипотезе Ампера (242, 258) о молекулярных токах, циркулирующих в молекулах магнитов, то является вопрос, что в постоянных магнитах считать постоянным: число магнитных линий сил или силы молекулярных токов. В первом случае магнитная энергия поля при сближении притягивающихся магнитных полюсов будет уменьшаться, во втором случае магнитная энергия будет увеличиваться.

Ответ на этот вопрос может дать нам только опыт. Опыт показывает однако, что постоянные магниты ведут себя так, как будто количество магнетизма, т. е. выходящее из их полюсов число магнитных линий сил, остается постоянным. Более точные опыты показывают, что при движении магнитов друг относительно друга в их молекулах возникают и индукционные токи. Однако возникающее при этом новое магнитное поле настолько ничтожно в сравнении с магнитным полем самих магнитов, что этими явлениями можно пренебречь. Итак взаимодействия сильных постоянных магнитов можно рассчитывать так, как если бы магнетизмы их полюсов при их относительном движении совсем не изменялись.

Однако при очень близком положении магнитов друг около друга их молекулярные токи могут поворачиваться. Это изменение ориентировки молекулярных токов мы, правда, непосредственно наблюдать не можем, но оно будет обнаруживаться в изменении намагничивания железа магнитов и в изменении их магнитных потоков. К этому прибавляется еще осложнение, вносимое явлением гистерезиса. Но если постоянные магниты намагничены до насыщения, тогда конечно можно считать их магнетизм независимым от их взаимного расстояния.

VIII. ПРИБОРЫ И ИЗМЕРЕНИЯ

307. Тангенс-буссоль. — Для непосредственного измерения силы токов применяются гальванометры, основанные большею частью на магнитных свойствах электрических токов. Но если желательно делать абсолютные измерения, то гальванометр должен быть построен таким образом, чтобы действия тока могли быть измерены в абсолютных мерах (226, **243**). Один из таких абсолютных гальванометров представляет собою *тангенс-буссоль*, которая имеет следующее устройство.

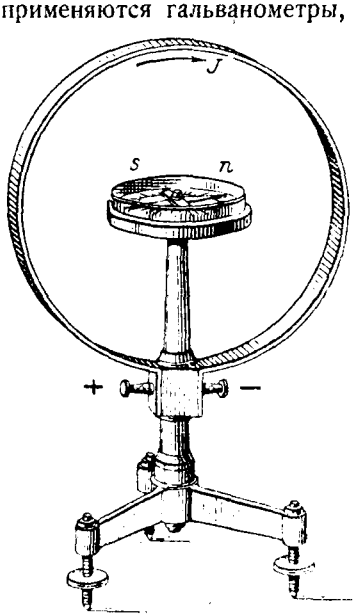


Рис. 325. Тангенс-буссоль.

В центре большого кругового проводника (рис. 325) помещена сравнительно небольшая магнитная стрелка буссоли, так что магнитное поле в пределах стрелки можно считать однородным. Если по окружности круга радиуса r намотано n оборотов проволоки, по которой идет ток в J ампер ($=0{,}1\ J$ ***C-G-S-M***), то напряжение поля в центре этого круга будет (225, **241**):

$$M = \frac{0{,}2 \cdot \pi J}{r}.$$

Это напряжение имеет направление, перпендикулярное к плоскости круга. Но одновременно с этим на стрелку будет действовать напряже-

ние земного поля M_0, которое при установке круга в плоскости магнитного меридиана будет перпендикулярно к M. Под действием напряжений M и M_0 стрелка установится по равнодействующей этих напряжений (стр. 195, рис. 213) и потому отклонится от магнитного меридиана на угол α, причем

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{M}{M_0} = \frac{0{,}2\,\pi J}{rM_0},$$

откуда

$$J = \frac{rM_0}{0{,}2\pi}\operatorname{tg}\alpha = C\cdot\operatorname{tg}\alpha.$$

Описанный нами прибор может, как видим, служить для абсолютного измерения силы тока, если будет известно C.

Сила тока здесь пропорциональна тангенсу угла отклонения стрелки; вот почему такой прибор носит название тангенс-буссоли.

Если известны размеры круга, число оборотов проволоки и напряжение земного магнитного поля (около 0,2), то можно C определить расчетом. Но гораздо практичнее определить постоянную C данной буссоли раз навсегда из опыта, пропуская через данную тангенс-буссоль какой-либо известный ток J_0, измеряемый например вольтаметром (144, 155), и наблюдая соответствующее отклонение α_0; тогда

$$C = \frac{J_0}{\operatorname{tg}\alpha_0}.$$

При наблюдении α полезно отсчитывать показания обоих концов стрелки и брать среднее, чтобы избавиться от ошибки, происходящей от эксцентричного положения стрелки относительно круга делений. Точно так же полезно менять направление тока J и, наблюдая отклонения в обе стороны, брать среднее, чем исправляется ошибка от несовершенно точной установки прибора в магнитном меридиане.

Если C определено из опыта, то тангенс-буссоль дает нам возможность вычислить напряжение горизонтальной составляющей M_0 земного магнетизма для данного места.

Заметим, что для того чтобы сила тока J была пропорциональна $\operatorname{tg}\alpha$, необходимо, чтобы магнитное поле в пределах стрелки было однородно. С этою целью желательно делать диаметр обмотки возможно большим; но тогда чувствительность прибора будет мала. Поэтому в тех случаях, где желательно иметь большую чувствительность, устраивают гальванометры с большим числом оборотов проволоки, возможно близко охватывающих магнитную стрелку. Хотя вышеупомянутой пропорциональности тангенсу угла отклонения теперь уже не будет, но тем не менее этот прибор можно употреблять для измерения, если его предварительно проградуировать, например вольтаметром.

308. Зеркальный отсчет. — При измерениях очень слабых токов, где отклонения очень малы, было бы невозможно точно отсчитывать отклонение стрелки. В таких случаях пользуются методом, предложенным Гауссом.

На одном стержне с магнитной стрелкой прикрепляют небольшое зеркальце, которое вращается вокруг вертикальной оси вместе со стрелкой, и в недалеком расстоянии устанавливают оптическую трубку C (рис. 326) так, чтобы, смотря в зеркальце через трубку, можно было видеть среднее, нулевое деление масштаба AB. При пропускании тока через гальванометр стрелка и зеркальце повернутся на некоторый угол α; луч света DC повернется на угол 2α, и мы увидим в трубу уже другое деление масштаба, положим m. Если расстояние между зеркальцем и масштабом равно d, то $\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{m}{d}$. Далее, для малых углов мы можем положить $\operatorname{tg} 2\alpha = 2\alpha$, а силу тока можем считать пропорциональной α; тогда

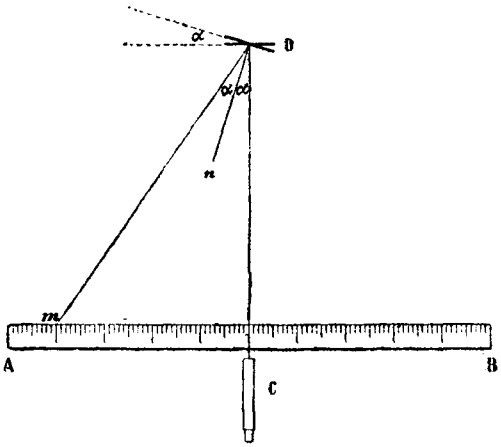


Рис. 326. Зеркальный отсчет с трубой.

$$\alpha = \frac{m}{2p}; \quad J = C\alpha = C\frac{m}{2d}.$$

Здесь C — постоянная величина, определяемая опытом, как это делается и для тангенс-буссоли.

Если отношение m к d меньше $\frac{1}{10}$, то ошибка, происходящая от того, что мы положили $\operatorname{tg} 2\alpha = 2\alpha$, меньше $\frac{1}{2}\%$.

Вместо трубы можно поставить какой-либо источник света и проектировать его изображение на шкалу посредством линзы. Наконец можно устранить и линзу, если сделать зеркальце вогнутым (рис. 327); тогда можно расположить источник света S и шкалу AB таким образом, чтобы на шкалу проектировалось действительное изображение источника света (например уголек лампочки накаливания). Это изображение будет передвигаться при поворачивании зеркальца.

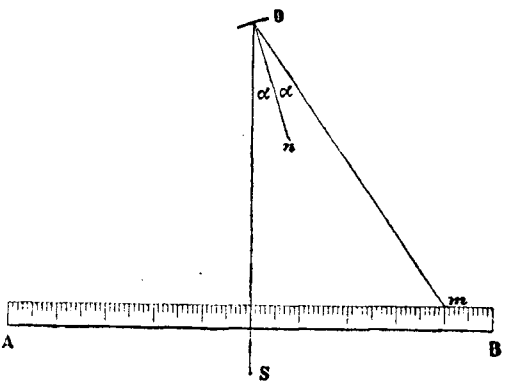


Рис. 327. Зеркальный отсчет, объективный.

Такой способ называется *объективным*, в отличие от *субъективного* — с трубою.

309. Астазирование. — Чувствительность гальванометра будет при прочих равных условиях тем больше, чем слабее действие земного магнитного поля на стрелку (290, **307**). Чтобы ослабить это действие,

употребляют систему из двух одинаковых стрелок (астатическая система, рис. 328), приделанных к одному стержню, но так, чтобы полюсы стрелок были направлены в разные стороны. Действие земного магнетизма на такую систему стрелок весьма слабо, а между тем действие измеряемого тока может быть удвоено, если одну стрелку поместить внутри обмотки, а другую снаружи (рис. 328).

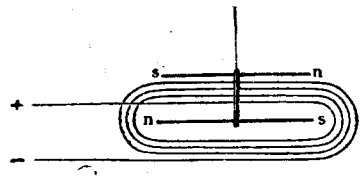


Рис. 328.

Другой способ уменьшения действия земного магнитного поля состоит в помещении вблизи гальванометра постоянного магнита, поставленного таким образом, чтобы давать у стрелки поле, обратное земному полю. Такой магнит носит название *астазирующего* магнита.

Наконец третий способ заключается в применении железного цилиндра или шара (панцыря) (201, **219**), окружающего гальванометр. Благодаря большой магнитной проницаемости железа магнитные линии земного поля проходят в его массе, и лишь незначительная часть их достигает

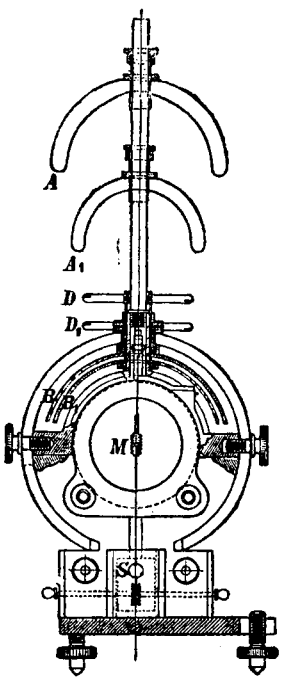
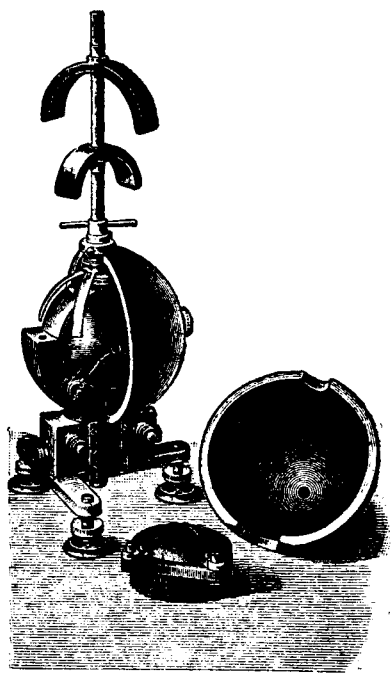


Рис. 329. Разрез панцырного гальванометра.


Рис. 330. Панцырный гальванометр.

магнитной стрелки. Вместе с уменьшением напряжения магнитного поля при употреблении панцыря уменьшается влияние случайных изменений внешнего магнитного поля на показание гальванометра.

310. Гальванометр Дюбуа и Рубенса. — Оба последних способа астазирования применены в так называемом *панцырном* гальванометре Дю-

буа и Рубенса (рис. 329—331), обладающем наибольшей достигнутой в настоящее время чувствительностью.

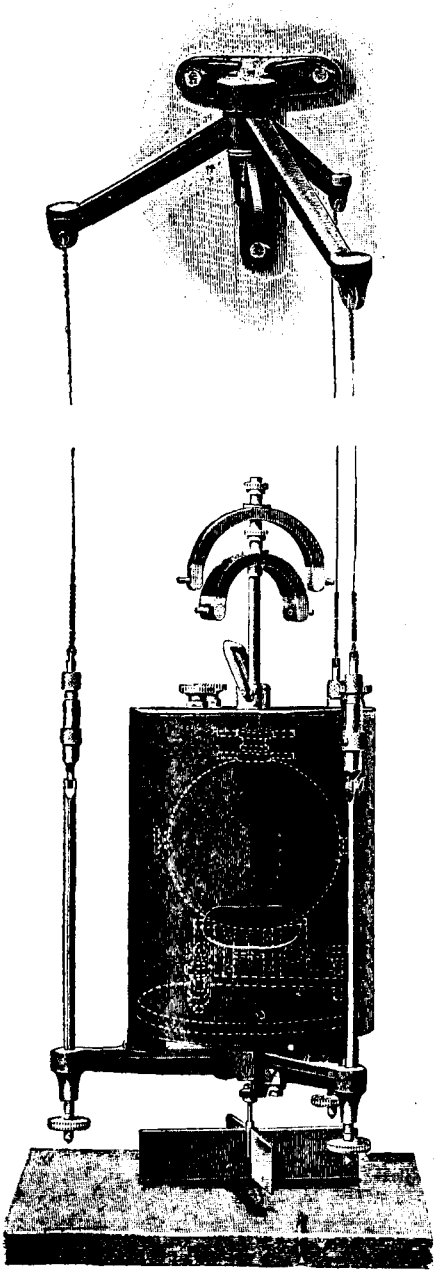


Рис. 331. Панцырный гальванометр на подвесе.

На рис. 329 показан разрез этого гальванометра и видна система магнитных стрелок M и зеркальце S; далее, A и A' — наружные астазирующие магниты; B и B' — внутренние магниты, которые можно повертывать при помощи наружных рукояток D. На рис. 330 половина наружного панцыря снята, и внизу лежит одна из катушек, имеющая тоже железную оболочку. На рис. 331 показано помещение гальванометра внутри цилиндрического большого панцыря; таким образом магнитная система M оказывается окруженною тремя железными оболочками, благодаря чему влияние внешнего магнитного поля на систему N оказывается уменьшенным в 1 000 раз. Обыкновенно этот гальванометр подвешивают на трех стальных струнах. Этот подвес изобретен Юлиусом и имеет целью уменьшить влияние внешних сотрясений на стрелку.

Для быстрого успокоения колебаний обе стрелки помещают между близко сдвинутыми между собою пластинками химически чистой меди. Сама система стрелок подвешивается на тонкой кварцевой нити. Кварц имеет то преимущество, что обладает большим коэфициентом прочности, и потому для подвешивания данной стрелки его можно сделать чрезвычайно тонким (до 0,001 *мм*) и с ничтожным сопротивлением закручивающей силе; кроме того кварц почти не имеет *упругого последствия*.

311. Чувствительность гальванометра.— Для того чтобы сделать гальванометр насколько возможно чувствительнее, необходимо, во-первых, иметь чувствительную магнитную стрелку и, во-вторых, сделать обмотку так, чтобы данный для измерения ток давал возможно сильное магнитное поле.

Что касается первого условия, то, как мы видели, оно достигается различными способами астазирования стрелки, но не надо упускать из виду того обстоятельства, что вместе с увеличением астазирования, т. е. вместе с уменьшением магнитного поля M_0, возвращающего стрелку в ее положение равновесия, увеличивается период качания стрелки по формуле (194, **213**):

$$K = M_0 P = I\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2.$$

При малом M_0 и большом T приходится долго дожидаться, пока наконец стрелка установится, а при периоде T более 20 секунд наблюдения уже становятся крайне неудобными.

Оставаясь однако в этих пределах, выгодно делать момент инерции I стрелки по возможности меньше, т. е. делать стрелку короче: от этого уменьшится, правда, и магнитный момент стрелки P, но не в такой степени, ибо магнитный момент (181, **197**) пропорционален первой степени расстояния между полюсами, тогда как момент инерции пропорционален второй степени длины стрелки.

Но малые стрелки плохо намагничиваются, поэтому и здесь оказывается предел достижимого; обыкновенно стрелки делают от 3 до 5 *мм* длиною, соединяя несколько таких стрелок параллельно в одну систему.

Для соблюдения второго условия, т. е. для получения сильных магнитных действий на данную стрелку от слабых токов, необходимо поместить обмотку гальванометра возможно ближе к стрелке и делать ее с большим числом оборотов; при n оборотах проволоки чувствительность гальванометра при прочих равных условиях увеличивается в n раз. Но если мы возьмем определенный объем этой обмотки, который можно поместить вблизи стрелки, то легко сообразить, что с увеличением числа оборотов, положим в n раз, длина проволоки увеличится приблизительно в n раз, и во столько же раз уменьшится ее поперечное сечение; от обеих причин вместе сопротивление проволоки гальванометра R увеличится в n^2 раз.

Мы можем следовательно сказать, что чувствительность гальванометра, при прочих равных условиях, пропорциональна $\sqrt{R}$.

Совершенно другое условие мы получаем, если наш гальванометр должен быть чувствительным не к силе тока, а к слабым электродвижущим силам, например при измерениях с термоэлементами (170, **183**). Тогда сила тока будет обратно пропорциональна сопротивлению R, а чувствительность гальванометра к электродвижущим силам — обратно пропорциональна $\sqrt{R}$.

В этом случае следовательно выгодно выбирать гальванометр с возможно малым сопротивлением. Впрочем, так как сам термоэлемент обладает некоторым сопротивлением, то наибольшего действия (158, **171**) мы достигнем тогда, когда сопротивление гальванометра равно сопротивлению термоэлемента. Во всяком случае выгодно делать и сопротивление термоэлемента по возможности малым.

Гальванометр Дюбуа и Рубенса, при сопротивлении обмотки в 20 омов и силе тока 10^{-10} ампер, дает при помощи зеркального отсчета

отклонение в 1 *мм* на шкале, находящейся от зеркальца в расстоянии 1 *м*.

312. Гальванометр Депре-д'Арсонваля. — Гальванометры с подвижной магнитной стрелкой в технике мало употребительны, потому что ими невозможно делать измерения вблизи динамомашин. Поэтому Депре и д'Арсонваль предложили делать магнит неподвижным, а катушку, по которой идет измеряемый ток, устраивать подвижною.

На рис. 332 показано устройство такого гальванометра. Между полюсами *P*, *P* нескольких сложенных вместе магнитов *M* помещена на остриях подвижная легкая рамка *S* с навитою на ней тонкою проволокою. Внутри рамки находится неподвижный железный цилиндр *E* для уменьшения междужелезного пространства. Ток к подвижной катушке подводится помощью двух спиралей из тонких медных лент, упругость которых стремится повернуть рамку к нулевому положению. С рамкою соединена стрелка, идущая вертикально вверх и двигающаяся по шкале прибора. Успокоение качаний (демпфирование) достигается тем, что сама рамка, на которой навита проволока, делается из меди, и при движении в магнитном поле в ней возбуждаются токи Фуко.

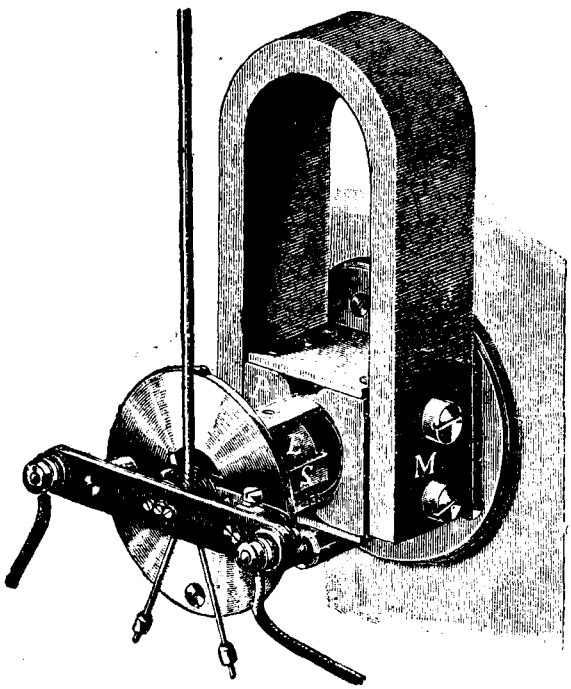


Рис. 332. Гальванометр с подвижной рамкой.

На рис. 333 показан такой же гальванометр, но устроенный с зеркальным отсчетом; здесь *A*, *A* — магниты, *B* — железный цилиндр, *CC* — подвижная рамка с зеркальцем *J*. Рамка подвешена на проволоках *HJ* и *DE*, которые служат для подводки тока.

Система Депре-д'Арсонваля, вообще говоря, менее чувствительна, чем система с подвижной магнитной стрелкой, но все же такие зеркальные гальванометры можно устроить с чувствительностью в 10^{-7} ампера при сопротивлении около 10 омов. При большем числе оборотов проволоки в катушке, а следовательно при большем сопротивлении, можно получить и бо́льшую чувствительность. Так например при сопротивлении в 10 000 омов может быть достигнута чувствительность в 10^{-9} ампера. Для лабораторных измерений, например с мостиком Уитстона, гальванометры Депре-д'Арсонваля строятся не с зеркальным отсчетом, а со стрелкою и показывают до 10^{-5} ампера.

313. Электродинамометр. — Предыдущие два типа гальванометров не дают возможности делать измерения с токами, быстро меняющими свое направление, потому что вместе с переменою направления тока меняется и направление вращения подвижной части гальванометра. Поэтому, если ток будет быстро менять свое направление, стрелка гальванометра не будет успевать отклоняться. Если же мы поместим подвижную катушку в поле другой катушки, но неподвижной, и через обе катушки пропустим один и тот же ток, то ток будет меняться одновременно в обеих катушках, их взаимодействия будут пропорциональны квадрату силы тока, и мы получим определенное постоянное отклонение даже в случае переменного тока.

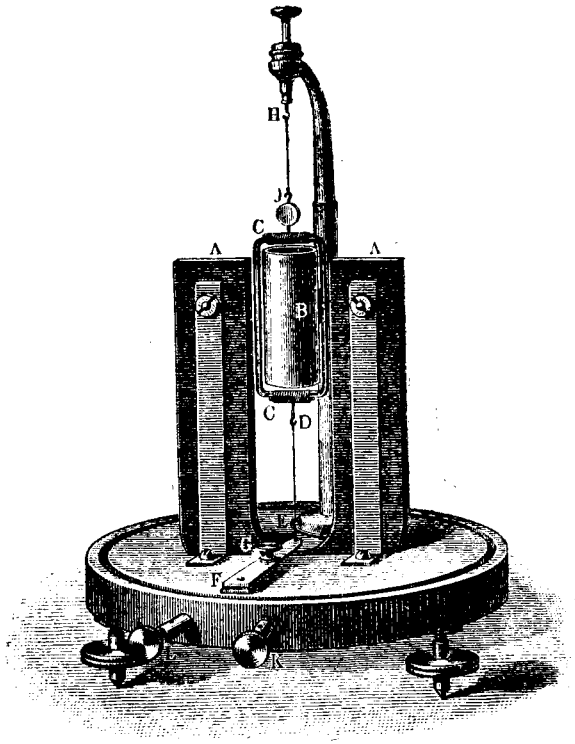


Рис. 333. Гальванометр с подвижной рамкой и зеркальцем.

На рис. 334 изображена схема подобного электродинамометра фирмы Гартман и Браун. К нижнему концу стрелки подвижной катушки здесь прикреплена алюминиевая пластинка, которая при отклонении стрелки движется внутри коробки *C*; это приспособление служит воздушным тормозом для успокоения качаний стрелки. Подобные воздушные тормоза часто устраиваются в технических гальванометрах.

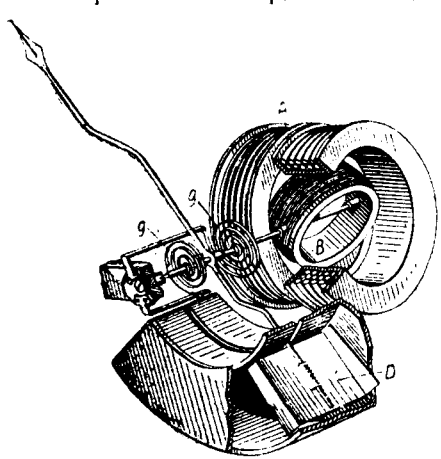


Рис. 334. Электродинамометр.

314. Струнный гальванометр. — К типу гальванометров с подвижным током принадлежит струнный гальванометр, устроенный Эйнговеном (Einthoven). Тонкая волластонова проволока *ab* (105, 109) протянута между полюсами сильного постоянного под-

ковообразного магнита или электромагнита (рис. 335). Если пропустить через проволоку электрический ток, то она прогибается в магнитном поле, и по величине этого прогиба можно судить о силе тока. При тех малых прогибах, которые обыкновенно производятся, можно считать прогиб проволочки пропорциональным силе тока. Так как отклонение тока в магнитном поле происходит *перпендикулярно* к полю, то наблюдать этот прогиб можно только смотря вдоль линий сил. Поэтому в струнных гальванометрах магнитные полюса просверлены (рис. 335), чтобы поместить в них систему линз с оптическою осью, направленною вдоль магнитного поля. В одном из полюсов помещается линза для освещения k (оптический конденсор), а в другом полюсе вставляется микроскоп M. Отклонения проволочки можно мерить окулярным микрометром микроскопа; или можно тень проволочки проектировать на движущуюся фотографическую бумагу и таким образом регистрировать отклонения, меняющиеся со временем.

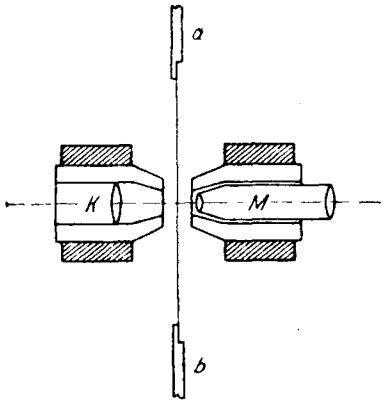


Рис. 335. Струнный гальванометр.

Струнный гальванометр обладает тем преимуществом, что он чрезвычайно быстро устанавливается и поэтому позволяет быстро регистрировать переменные токи.

Но с другой стороны, так как проволочка струнного гальванометра должна быть очень тонка, чтобы прогибы ее были как можно больше, то сопротивление проволочки оказывается сравнительно большим, и поэтому струнный гальванометр более пригоден для измерения слабых переменных токов, чем для малых электродвижущих сил. Толщина волластоновых проволок в этих гальванометрах бывает обыкновенно от 4 до 1 μ, и сопротивление их от 4 000 до 10 000 ом. Проектируя тень проволочки на экран в расстоянии одного метра, можно наблюдать отклонения середины проволочки на экране в 1 *мм* при силе тока в 10^{-10} ампер.

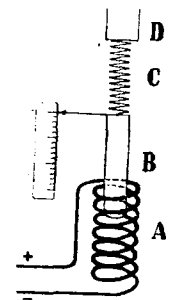


Рис. 336. Схема гальванометра Кольрауша.

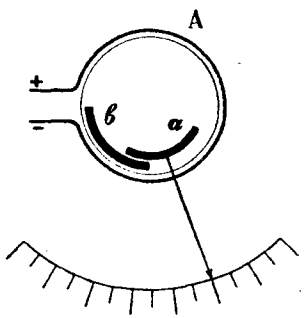


Рис. 337. Схема гальванометра Гуммеля.

315. Гальванометры с подвижным куском железа. — Из наиболее часто встречающихся приборов этого типа упомянем о гальванометре Кольрауша, в котором вертикальный железный стержень висит на пружине над вертикальной же катушкой (рис. 336); при пропускании через катушку тока стержень более или менее втягивается катушкой, и понижения его отсчитываются по градуированной на амперы шкале.

В других гальванометрах, например в гальванометре Гуммеля, движение железа в места с более сильным магнитным полем передается вращающейся стрелке (рис. 337).

Само собою разумеется, что гальванометры годны и для постоянных и для переменных токов, и они часто употребляются, благодаря своей сравнительной дешевизне. Зато они менее чувствительны и обладают очень неравномерной шкалой.

316. Амперметр. — Гальванометры в технических применениях градуируются на амперы, т. е. снабжаются указателем (стрелкой) и шкалой, на которой указана соответственная сила тока в амперах, и тогда носят название *амперметров*. Если они градуированы на тысячные доли ампера, то называются *миллиамперметрами*.

Положим, что данный нам амперметр имеет шкалу от 0 до 10 ампер, а нам желательно измерить и более сильные токи. Это можно сделать и данным нам амперметром, если снабдить его ответвлением (шунт) с малым сопротивлением. Если подобрать сопротивление шунта в 9 раз меньшим, чем сопротивление амперметра, то очевидно $^9/_{10}$ тока пойдет через ответвление, $^1/_{10}$ — через обмотку амперметра. В таком случае, для того чтобы определить силу тока в цепи, мы должны показания нашего *шунтированного* амперметра умножить на 10.

Легко подобрать различные ответвления, чтобы иметь возможность измерять одним и тем же амперметром и с одинаковой относительною точностью токи, в 10, 100 и т. д. раз бо́льшие, чем указанные на шкале.

Амперметр должен иметь малое сопротивление, для того чтобы от включения его сила тока в цепи не изменялась значительно.

317. Вольтметр. — Если имеется чувствительный гальванометр, то им можно воспользоваться и для измерения разности потенциалов между двумя данными точками цепи. Для этого прибавляют к гальванометру последовательно большое сопротивление и все вместе присоединяют к данным двум точкам цепи. Сила тока, показываемая гальванометром, при постоянном его сопротивлении пропорциональна разности потенциалов у его клемм, и потому мы можем измерять эту разность потенциалов, наблюдая силу тока, или, что гораздо удобнее, мы можем проградуировать наш гальванометр, снабженный сопротивлением, непосредственно на вольты. Такой гальванометр, шкала которого проградуирована на вольты, носит название *вольтметра* [1].

Для того чтобы ток в вольтметре составлял лишь незначительную часть тока главной цепи, необходимо, чтобы в нем было большое сопротивление.

На рис. 338 изображен гальванометр Гартмана и Брауна, внутреннее устройство которого видно из рис. 332 (стр. 296). Этот гальванометр часто применяется на лекциях; его легко превратить в амперметр, или вольтметр. Для этого клеммы его подвижной катушки снабжены гибкими шнурами с штепселями, которые можно втыкать в отверстия медных пластин, прикрепленных к основной доске прибора. Пластины A и D соединены небольшим сопротивлением S, а в катушке

[1] Не надо смешивать вольтметр с вольтаметром (144, 155).

R большое сопротивление. Если мы воткнем штепселя гальванометра в b и c, то можем при помощи винтовых сжимов B и C включить гальванометр в какую-либо цепь; чувствительность гальванометра около 10^{-5} ампер. Если воткнуть штепселя в a и d, то сопротивление S будет служить *шунтом*, и гальванометр может быть амперметром. Если наконец воткнуть штепселя в b и R, то гальванометр превращается в вольтметр с большим сопротивлением.

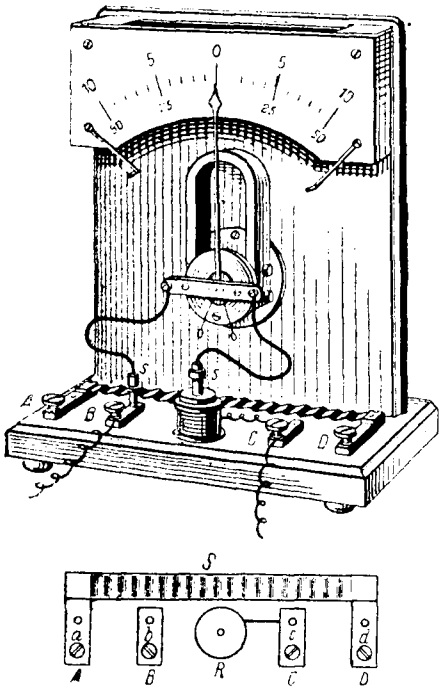


Рис. 338. Гальванометр для демонстраций.

318. Измерение мощности. — Пусть требуется определить, сколько энергии тратится ежесекундно в каком-нибудь приборе, например в лампочке накаливания (рис. 339). Включаем в цепь последовательно с лампочкой амперметр, а параллельно с лампочкой — вольтметр. Амперметр покажет силу тока в лампочке, если в вольтметр ответвляется лишь ничтожная сила тока; в то же время вольтметр покажет разность потенциалов у клемм a и b лампочки. Произведение из показаний обоих приборов дает нам эффект тока в лампочке, выраженный в уаттах.

319. Уаттметр. — Имея вольтметр и амперметр, мы всегда можем определить количество энергии, поглощаемое ежесекундно каким-нибудь приспособлением. Но можно устроить и один прибор, который позволял бы делать отсчеты непосредственно в уаттах. Для этого стоит только взять электродинамометр, в котором подвижная катушка была бы с большим сопротивлением, а неподвижная — с малым; первую мы включим в ответвление к лампочке как вольтметр, и сила тока в ней будет пропорциональна разности потенциалов у лампочки; вторую включим в сеть как амперметр. Взаимодействия обеих катушек будут пропорциональны произведению $\mathcal{E} \cdot J$, т. е. числу уатт, поглощаемому лампочкой.

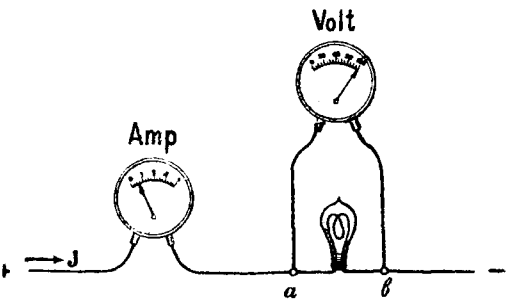


Рис. 339. Измерение мощности амперметром и вольтметром.

Такой прибор (рис. 340 и 341), снабженный шкалой, проградуированной на уатты, носит название *уаттметра*.

320. Тепловой амперметр и вольтметр. — При измерениях с переменными токами иногда употребляются амперметры, основанные не на магнитных действиях тока, а на его тепловых действиях. Устроенный на этом принципе амперметр Гартмана и Брауна состоит из платино-серебряной или платино-иридиевой проволочки AB (рис. 342), по которой идет измеряемый ток или его ответвление. К середине проволоки AB припаяна другая проволочка b, которая оттягивается посредством кокона c пружиною f влево. Кокон c перекинут через блок, соединенный со стрелкою Z. Когда AB, нагреваясь от действия тока, удлиняется (рис. 343), то b оттягивается пружиною f влево, и блок со стрелкою повертывается. Показания стрелки могут быть градуированы на вольты или амперы.

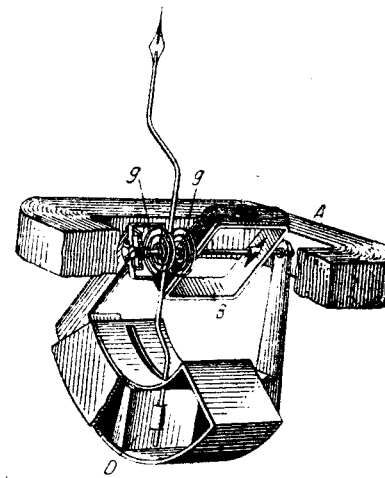


Рис. 340. Схема уаттметра.

321. Баллистический гальванометр. — Гальванометром можно воспользоваться и для измерения количества электричества e, если одновременно наблюдать время t, в которое проходил постоянный ток J; тогда $e = Jt$. Но если желают измерить какой-либо разряд, происходящий почти мгновенно, то употребляют следующий способ.

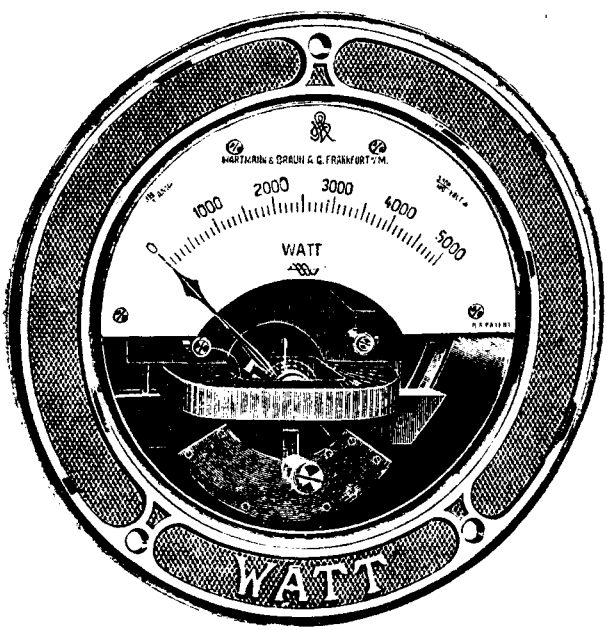


Рис. 341. Уаттметр.

Так как силы F, действующие в гальванометре, можно положить пропорциональными силе тока J, то импульс этих сил Ft будет пропорционален Jt, т. е. количеству прошедшего через гальванометр электричества. Импульс силы равен, как известно, сообщенному данной системе количеству движения, и если время t мало в сравнении со временем колебания подвижной системы, то мы можем считать угол отклонения пропорциональным сообщенному количеству движения, а следовательно пропорциональным количеству протекшего через гальванометр электричества.

Чтобы по возможности приблизиться к рассмотренному нами идеальному случаю, необходимо, чтобы гальванометр, предназначенный для баллистических измерений, был без демпфирования (296, **312**) и имел большой период колебаний. От влияния демпфирования угол отклонения уменьшится (являются новые силы), а если период колебания очень мал, то мы уже не можем считать импульс мгновенным по отношению к периоду колебания.

322. Измерение емкости и самоиндукции. — Баллистическим гальванометром можно измерять емкость. Зарядив конденсатор емкости C до разности потенциалов V, имеем $e = CV$. Разрядив конденсатор через баллистический гальванометр определяем e и, зная V, вычисляем неизвестную емкость C.

При известной емкости можно этим путем проградуировать баллистический гальванометр.

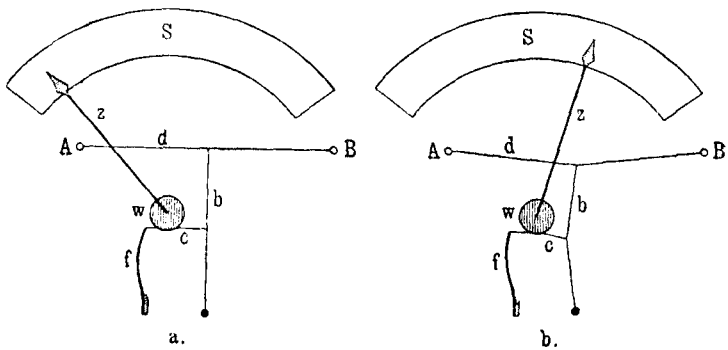


Рис. 342—343. Схема действия теплового амперметра.

Для измерения самоиндукции пропускают через данный для измерения соленоид какой-нибудь ток J и затем пропускают через гальванометр экстраток размыкания.

Мы знаем (273, **296**), что количество протекшего электричества

$$e = Jt = L\frac{J}{r},$$

следовательно отклонения гальванометра будут пропорциональны коэфициенту самоиндукции.

Для измерения емкости и самоиндукции можно воспользоваться и методом мостика Уитстона, о чем будет сказано ниже, в главе о переменных токах.

323. Градуированные емкости и самоиндукции. — Для измерения емкостей и самоиндукций при помощи баллистического гальванометра необходимо иметь уже готовые эталоны этих величин, подобно тому как имеются готовые магазины сопротивлений. Для точных опытов употребляют конденсаторы, в которых диэлектриком служит чистая (прозрачная) слюда (рис. 85 стр. 96) для того, чтобы исключить влияние электропроводности. При очень точных опытах применяют воздушные конденсаторы,

или даже конденсаторы, коих обкладки помещены в безвоздушном пространстве.

Точно так же имеются в продаже катушки, самоиндукция которых точно определена. Несколько таких катушек различной самоиндукции могут с удобством служить для измерения неизвестных самоиндукций.

Иногда кроме отдельных эталонов емкости и самоиндукции желательно иметь эталоны этих величин, устроенных так, чтобы их можно было изменять *непрерывно* между известными пределами.

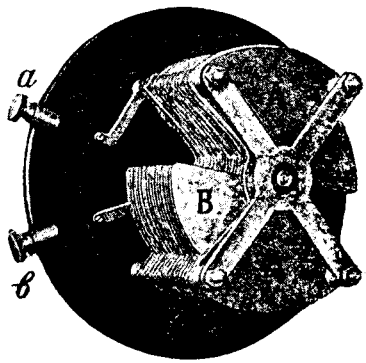


Рис. 344. Переменная емкость.

Переменная емкость устраивается обыкновенно из целой системы алюминиевых секторов (рис. 344), представляющих собою обкладки A и B конденсатора. При повороте ручки подвижные секторы B входят в промежутки между неподвижными секторами A, не касаясь их, вследствие чего емкость конденсатора постепенно и непрерывно увеличивается. Стрелка, соединенная с ручкой, указывает соответственное деление проградуированной шкалы. При значительных разностях потенциалов подобные конденсаторы устраивают так, чтобы их можно было заполнять хорошо изолирующим маслом.

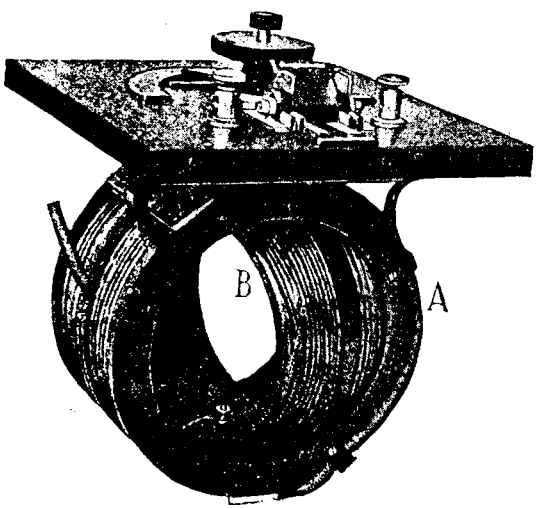


Рис. 345. Переменная самоиндукция.

Обыкновенно емкость таких конденсаторов не велика: от 0,001 до 0,002 микрофарады. При наполнении маслом емкость увеличивается приблизительно вдвое.

Катушку *переменной* самоиндукции мы можем получить, сделав одну часть этой катушки подвижною относительно другой. У нас на рис. 345 обе части такой катушки устроены повертывающимися друг относительно друга; самоиндукция этой системы будет зависеть от угла поворота катушек. Иногда такие самоиндукции называются *вариаторами*.

324. Катушки без самоиндукции и без емкости. — Представим себе, что обе катушки только что описанного вариатора совершенно одинаковы и мы повертываем их так, чтобы магнитные поля их были взаимно противоположны. Такая система почти не будет иметь магнитного поля и следовательно не будет обладать самоиндукцией. Этим обстоятельством

пользуются для устройства сопротивлений, которые должны служить для измерений с переменными токами, или при помощи баллистического гальванометра. Ведь при баллистических измерениях всякая самоиндукция, находящаяся в цепи, действует как электродвижущая сила. Чтобы избавиться от этого, устраивают катушки сопротивлений следующим образом. Проволоку, служащую сопротивлением, сгибают посередине и получившуюся двойную проволоку (рис. 346) наматывают в виде катушки. Такую катушку можно рассматривать как состоящую из двух катушек, токи которых направлены взаимно противоположно и результирующее поле которых равно нулю. Этот способ наматывания называется *бифилярным* (в две нитки).

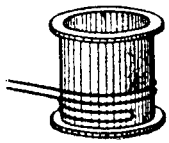


Рис. 346. Катушка без самоиндукции.

Каждая катушка обладает не только самоиндукцией, но и некоторой емкостью: действительно, по закону Ома при прохождении тока различные части проводника всегда имеют различные потенциалы и следовательно будут образовывать электрическое поле. Линии сил этого поля будут итти между отдельными витками катушки в изолирующем слое. Чем ближе друг к другу будут расположены витки с большими разностями потенциалов, тем больше будет емкость катушки. Между тем во время баллистических измерений емкость проявляет себя так же, как самоиндукция. Во избежание могущих отсюда произойти ошибок (в особенности при измерении с быстро-переменными токами), стараются наматывать катушки самоиндукции так, чтобы части проволок с большими разностями потенциалов приходились как можно дальше друг от друга. Легко видеть, что бифилярное наматывание совершенно не удовлетворяет этому условию. Несколько лучше будет наматывание в одну нитку, делая несколько витков в одну сторону, а затем по ним столько же витков в обратную сторону. Были придуманы различные обмотки, в которых витки ведутся зигзагообразно, подходя к соседнему витку только в отдельных точках; от этого емкость делается несколько меньше (рис. 347).

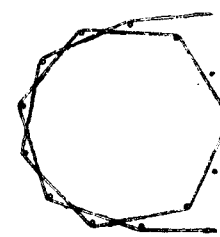


Рис. 347. Катушка малой емкости.

325. Измерение магнитного поля путем индукции. — При помощи баллистического гальванометра можно измерить напряжение магнитного поля, или величину его индукции (в воздухе $\mu = 1$ и обе величины равны друг другу).

Для этой цели берут небольшую плоскую катушку и помещают ее в том месте поля, где желают измерить напряжение, и притом так, чтобы линии сил приходились нормально к плоскости катушки. Соединив катушку с баллистическим гальванометром, быстро вынимают ее из поля, или быстро поворачивают ее так, чтобы она стала параллельно линиям сил. При уничтожении таким образом потока индукции сквозь катушку в ней возникает электродвижущая сила, получается отклонение баллистического гальванометра (ср. пример 2 стр. 274, 288). По величине этого отклонения можно определить количество индуцированного электричества:

$$e = \frac{N}{R} = \frac{nS}{R} M,$$

а затем, если площадь катушки S, число n витков проволоки и ее сопротивление R известны, можно вычислить и напряжение M магнитного поля.

326. Измерение разности магнитных потенциалов. — Если катушка не плоская, а представляет собою соленоид длины l, то расчет наш несколько изменится. Обозначим число витков, приходящихся на единицу длины соленоида, через n_0. Тогда получим:

$$n = n_0 l; \quad e = \frac{n_0 S}{R} \cdot M l.$$

Напряжение поля M может иметь в различных местах соленоида различные значения. Но если соленоид малого сечения, то мы можем считать его поле однородным на некоторой малой длине его l_0. Каждый такой малый участок соленоида даст в баллистическом гальванометре свою долю электричества e_0, а полное количество электричества от всех частей соленоида вместе будет равно:

$$e = \frac{n_0 S}{R} \sum M l_0.$$

Входящая в эту формулу величина $\sum M l_0$ представляет собою не что иное как разность магнитных потенциалов на концах соленоида (184, 201).

$$\sum M l_0 = V_m,$$

так как величины n_0, S и R для данного соленоида постоянны, то можем написать

$$e = k \cdot V_m.$$

Этим обстоятельством воспользовались Роговский и Штейнгаус для построения прибора, которым можно измерять разности магнитных потенциалов в двух точках исследуемого магнитного поля.

На рис. 348 схематически показан этот прибор. На немагнитной гибкой ленте C длиною около 75 *см* равномерно намотана тонкая проволока, которая соединяется с баллистическим гальванометром. Концы соленоида прикладывают к тем точкам поля, разность потенциалов которых хотят измерить. Если теперь сразу вынуть концы из поля, или соединить их вместе, то отклонение гальванометра позволит определить V_m.

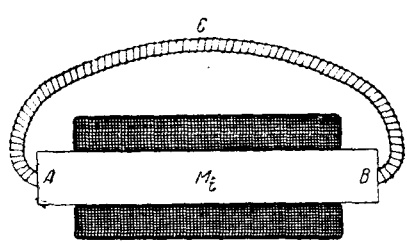


Рис. 348. Измерение разности магнитных потенциалов.

Как видим, для измерения нам необходимо знать коэфициент k для данного соленоида. Его можно определить расчетом, но гораздо практичнее и точнее можно определить его из опыта в таком поле, где разность магнитных потенциалов нам известна. Для этого надевают на соленоид катушку, или даже один виток проволоки, и соединяют концы соленоида вместе. Если по витку идет электрический ток J, его магнитодвижущая сила (250, 265) будет равна $4\pi J$. Магнитодвижущая сила есть не что иное как разность потенциалов в замкнутом контуре, огибающем данный проводник. В нашем случае таким замкнутым контуром и служит гибкий

замкнутый соленоид Роговского и Штейгауса. При замыкании тока J, или при его уничтожении, баллистический гальванометр, соединенный с соленоидом, дает нам величину:

$$e = k \cdot V_m = k \cdot 4\pi J.$$

Отсюда и определяется коэфициент k, которым можно затем пользоваться и при других измерениях.

Как один из примеров применения прибора (по-немецки он назван magnetischer Spannungsmesser), приведем измерение магнитного поля *внутри* железного стержня и определение коэфициента размагничивания. Расположение опыта показано схематически на рис. 348. Железный стержень AB помещен как сердечник внутри намагничивающей катушки D. Магнитодвижущая сила катушки может быть вычислена по формуле $4\pi n J$. Разность магнитных потенциалов на концах стержня V_a в контуре ACB мы измеряем гибким соленоидом. Следовательно падение магнитного потенциала вдоль стержня AB будет равно:

$$V_l = 4\pi n J - V_a.$$

Принимая напряжение магнитного поля внутри стержня везде почти одинаковым, мы можем вычислить среднюю величину этого напряжения по формуле:

$$M_l = \frac{V_l}{l}.$$

Сравнивая эту величину с напряжением поля катушки без стержня, получаем коэфициент размагничивания (191, **208**).

327. Висмутовая спираль. — При измерении сильных полей очень удобно воспользоваться свойством висмута увеличивать свое сопротивление под действием магнитного поля. Для этого свертывают висмутовую



Рис. 349. Висмутовая спираль.

проволоку в виде небольшой спирали (рис. 349) и зажимают ее между двумя слюдяными листочками. Такая висмутовая спираль имеет обыкновенно диаметр около 1 *см* и толщину в 1 *мм*, так что она легко помещается в узкие междуполюсные пространства. Соединяя концы a_1, b_1 с мостиком Уитстона, можно измерить сопротивление спирали и судить по нему о напряжении магнитного поля. Увеличение магнитного напряжения на 1 000 ***C-G-S*** увеличивает сопротивление висмута примерно на 5%.

Перед измерением какого-либо неизвестного поля висмутовая спираль исследуется и градуируется в известных полях.

Измерение проницаемости μ сводится к измерению M и B.

На рис. 350 изображен прибор для измерения проницаемости железных стержней (пермеаметр). Испытуемые образцы стержней A и B вкладываются в катушку MN, в середине которой помещена висмутовая

спираль *c*. Магнитное поле катушки замкнуто снаружи толстым железным остовом *AEBD* с ничтожным магнитным сопротивлением; благодаря этому напряжение магнитного поля у спирали *c* обусловливается 253, **267**) главным образом магнитным сопротивлением стержней, вставленных во внутреннюю часть катушки. Измеряя сопротивление висмутовой спирали при вставленных и вынутых стержнях *A* и *B*, мы можем определить отношение полей в том и в другом случае, а следовательно и проницаемость данного куска железа. Изменяя силу тока *J* в катушке, мы можем определять проницаемость μ данного железа при различных напряжениях поля *M*.

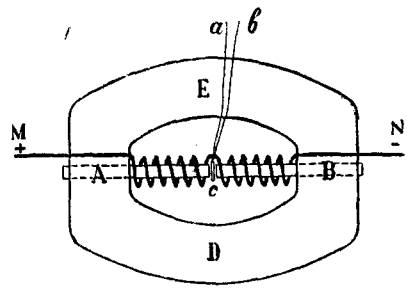


Рис. 350. Схема пермеаметра.

328. Измерение коэфициента намагничивания. — Описанный только что способ измерения проницаемости μ, а следовательно и коэфициента *k*, применим только к телам сильно магнитным. Однако большинство тел имеют коэфициенты *k* очень малые. В таких случаях можно применять следующие два способа.

Из исследуемого материала изготовляют небольшие шарики, или эллипсоиды и подвешивают их в магнитном поле известного напряжения. Наблюдаемые при этом силы позволяют судить о величине коэфициента намагничивания (ср. 203, **220**, рис. 223).

Другой способ состоит в следующем. Между двумя одинаковыми соленоидами (рис. 351) *A* и *B* помещена магнитная стрелка (магнитометр) *ns*. В соленоиды пускают электрические токи одинаковой силы, но так, чтобы магнитные поля соленоидов у стрелки *ns* взаимно уничтожались: стрелка будет стоять в нулевом положении. Затем помещают в один из соленоидов исследуемое тело *C*. Тело *C* само намагнитится, и равновесие магнитных полей у стрелки *ns* будет нарушено. Отклонение стрелки от нулевого положения даст нам магнитный момент тела *C*, по которому и можно вычислить коэфициент его намагничивания.

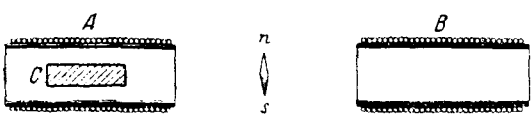


Рис. 351. Измерение коэфициента намагничивания.

329. Трансформатор. — Явлением электромагнитной индукции пользуются между прочим в тех случаях, когда хотят *трансформировать* токи, т. е. когда желательно из тока данного вольтажа получить другой ток с напряжением большим или меньшим данного. С этою целью навивают на один общий сердечник (рис. 352) два соленоида, или две обмотки; из них одна называется *первичной*, а другая — *вторичной*. В первичной обмотке пускают переменный или прерывистый ток; тогда в сердечнике получается переменный поток индукции, и, так как тот же поток индукции проходит и сквозь вторичную обмотку, то в этой последней возникает индукционный ток. Чем больше будет оборотов во вторичной обмотке, тем бо́льшую электродвижущую силу мы в ней получим.

Иногда удобно бывает соединить обе обмотки как на рис. 353 (автотрансформатор), где вторичная обмотка представляет собою часть первичной.

Положим, что оба соленоида трансформатора навиты на один общий сердечник из железа: тогда и первичная и вторичная обмотки будут пронизываться одним и тем же потоком индукции N. Если в первичной обмотке имеется n_1 оборотов проволоки, тогда как во вторичной их n_2, то вследствие переменного потока индукции в каждом обороте проволоки возникает электродвижущая сила индукции, и если быстроту изменения потока индукции обозначить через N', то получим электродвижущие силы в первой и второй обмотке:

$$V_1 = n_1 N',$$
$$V_2 = n_2 N'.$$

Из наших формул следует, что

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{n_2}{n_1},$$

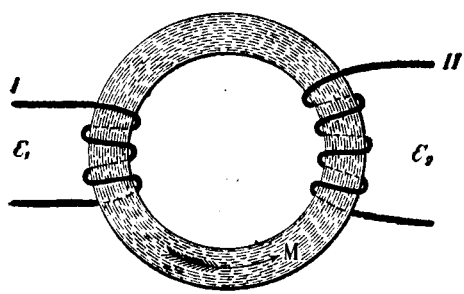


Рис. 352. Схема трансформатора.

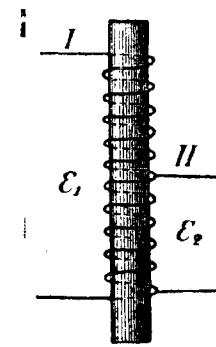


Рис. 353. Автотрансформатор.

т. е. если мы желаем повысить данное напряжение тока V в m раз, то должны во вторичной обмотке сделать в m раз большее число оборотов, чем в первичной. Наоборот, желая иметь напряжение во вторичной обмотке меньшее, мы должны взять в ней и пропорционально меньшее число оборотов проволоки.

Если бы трансформатор был идеальным, то в нем вся энергия первичной обмотки передавалась бы вторичной обмотке; на самом же деле конечно часть этой энергии тратится на джоулево тепло и на гистерезис; кроме того вследствие магнитной утечки не весь поток индукции, порождаемый первичною цепью, пронизывает вторичную. Но для примерного подсчета предположим, что вся энергия первичной обмотки переходит во вторичную; тогда можем написать, что

$$W = V_1 J_1 = V_2 J_2.$$

Это означает, что в той обмотке, где электродвижущая сила больше, сила тока будет меньше, и наоборот.

Сопоставляя обе полученные нами формулы вместе, получаем:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{J_1}{J_2}.$$

Следовательно силы токов в обеих обмотках обратно пропорциональны числу оборотов проволоки. Вследствие этого та обмотка, в которой имеется большее число оборотов и по которой следовательно течет более слабый ток, может иметь и более тонкую проволоку. Это кроме того желательно и потому, что тонкая проволока позволит уместить на данной длине трансформатора большее число оборотов.

С другой стороны, эта проволока должна иметь более тщательную изоляцию, чем проволока первичной обмотки, потому что вместе с увеличением числа оборотов растет и разность потенциалов во вторичной обмотке [1].

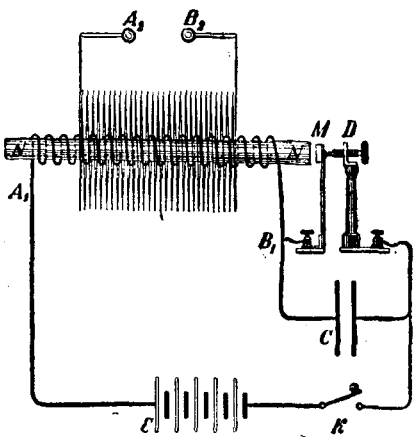


Рис. 354. Схема действия индуктора.

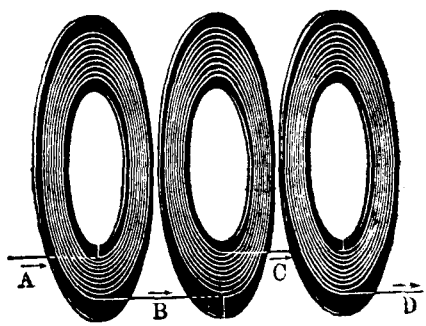


Рис. 355. Секция вторичной катушки индуктора.

330. Индуктор. — Трансформаторы, употребляемые в лабораториях и работающие прерывистым током в первичной цепи, носят название индукторов, или катушек Румкорфа, по имени изобретателя, который занимался их изготовлением. Устройство индукторов следующее.

Сердечник индуктора *NN* (рис. 354) состоит из пучка железных проволок; его не делают сплошным во избежание возникновения в нем индукционных токов Фуко, которые только бесполезно нагревали бы его.

Первичная обмотка A_1B_1 состоит из небольшого числа оборотов толстой проволоки, во вторичной же обмотке A_2B_2 проволока очень тонкая, намотанная в несколько тысяч оборотов и в несколько слоев. Для того чтобы проволоки с значительными разностями потенциалов не лежали близко друг от друга, вторичная обмотка составлена из отдельных частей или секций (рис. 355, 356), отделенных перегородками из хорошо изолирующего материала, например слюды или миканита (смесь, состоящая из кусочков слюды и шеллака).

Получение прерывистого тока в первичной катушке достигается особыми прерывателями.

[1] Подробнее о трансформаторах см. ниже главу о переменных токах.

Прерыватель Румкорфа состоит из молоточка, головка которого M сделана из железа. Молоточек может колебаться в горизонтальном направлении, но пружинка прижимает его постоянно к винтику D.

Электрический ток от какого-либо источника $\mathcal{E}$ проведен к первичной катушке через винтик D и молоточек M. Когда ток замкнут, то

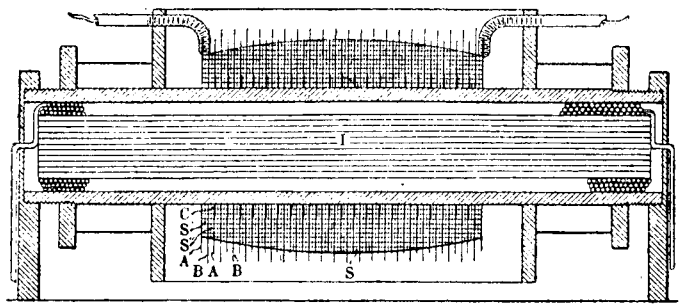


Рис. 356. Разрез индуктора без конденсатора.

сердечник NN намагничивается и притягивает к себе молоточек, вследствие чего этот последний отходит от винтика, и ток размыкается. В это время магнетизм сердечника исчезает, молоточек под влиянием пружинки снова прижимается к винтику, и снова ток оказывается замкнутым; таким путем процесс размыкания и замыкания постоянно повторяется, и в первичной обмотке получается прерывистый ток.

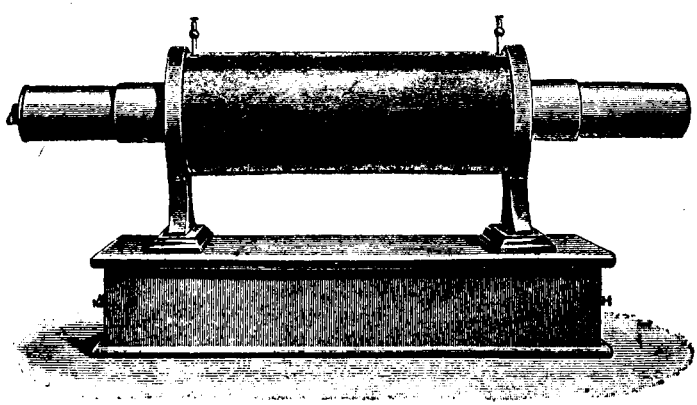


Рис. 357. Общий вид индуктора без прерывателя, но с конденсатором.

Для ослабления искр в прерывателе параллельно с ним включается конденсатор C.

Заметим, что усиление тока при замыкании происходит медленнее, чем исчезновение тока при размыкании; сообразно с этим и электродвижущая сила во вторичной катушке в первом случае меньше, чем во втором. Поэтому, пока полюсы A_2 и B_2 (рис. 354) близки друг

к другу, между ними проскакивают искры обоих токов: но раздвинув полюсы A_2 и B_2 дальше, мы можем получить во вторичной катушке ток только одного направления, который образуется при размыкании первичной цепи. Это легко показать, заряжая искрами индуктора лейденскую банку.

Индукторы бывают весьма различной величины, с длиною искр между полюсами A_2 и B_2 от миллиметра до метра и более.

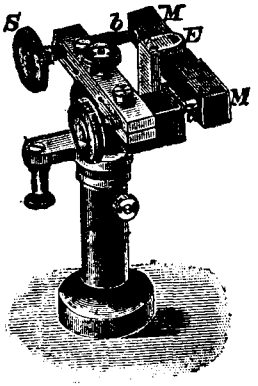


Рис. 358. Прерыватель Депреца.

Рис. 357 представляет общий вид индуктора без прерывателя. На рисунке виден ящик, в котором помещается конденсатор. Конденсатор состоит из оловянных листов, переложенных парафиновой бумагой (стр. 96, рис. 84).

На рис. 358 изображен употребляющийся и в настоящее время прерыватель Депреца. В принципе это — тот же прерыватель Румкорфа, но только с очень коротким молоточком, вследствие чего прерывания его получаются гораздо быстрее.

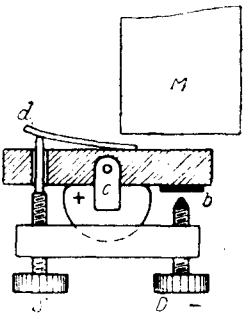


Рис. 359. Детали прерывателя Депреца.

Здесь *MM* — железный стержень (рис. 358), совершающий качания в горизонтальной плоскости вокруг вертикальной оси *E*. Винтик *Sb* снабжен платиновым наконечником, и в *b* происходит перерыв первичного тока. Другой подобный же винт проходит в отверстии, сделанном в железном стержне, и служит для регулировки натяжения пружины, прижимающей стержень *MM* к винтику *Sb*. Весь прибор устанавливается так, чтобы железный стержень *MM* пришелся у конца сердечника индуктора. На рис. 359 показаны детали этого прерывателя.

331. Прерыватель Венельта. — Оригинальный прерыватель был изобретен Венельтом (рис. 360). Он имеет следующее устройство. В стакан с 20% раствором серной кислоты опущены два электрода. Положительным электродом служит конец платиновой проволочки, небольшого сечения (около 1 *мм*), которая впаяна в стеклянную трубку со ртутью; опуская положительный конец цепи в ртуть, мы соединяем его с платиновой проволочкой. Отрицательным электродом служит свинцовая пластинка большой поверхности. Если включить этот прибор в цепь первичной катушки Румкорфа, то при слабых электродвижущих силах идет постоянный ток; начиная же с 30 вольт, плотность тока у платиновой проволочки оказывается настолько сильною, что вся проволочка покрывается парами и газами, и ток прерывается. После небольшого перерыва серная кислота опять получает доступ к проволоке, и ток возникает вновь, чтобы снова прерываться, и т. д.

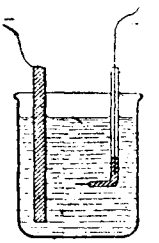


Рис. 360. Прерыватель Венельта.

Таким образом при напряжении около 100 вольт можно достигнуть более 1 000 перерывов в секунду. Искры вторичной катушки при этом прерывателе получаются особенно эффектными (рис. 361).

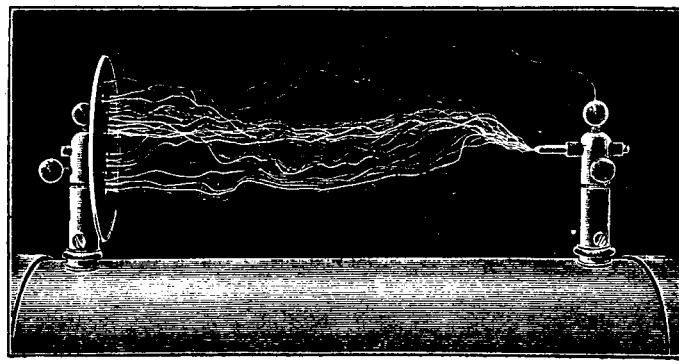
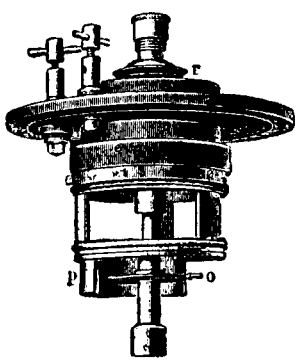
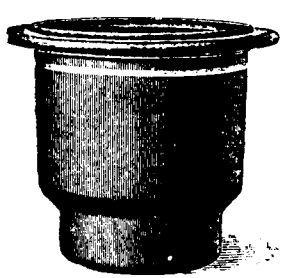


Рис. 361. Искры индуктора.

Заметим еще, что платиновую проволочку необходимо соединять с положительным полюсом батареи или той сети, откуда берется ток. В противном случае на ней выделяется водород, и платиновая проволочка настолько раскаляется, что стеклянная трубка лопается, и прерыватель портится. Кроме того оказывается, что прерыватель Венельта действует лучше без конденсатора.



a



b

Рис. 362. Турбинный прерыватель.

332. Турбинный прерыватель. — Для получения быстрых и правильных прерываний употребляются в настоящее время так называемые турбинные прерыватели, которые могут выдерживать долгое время сильные токи без значительного нагревания. В чугунном сосуде (рис. 362 b) налито немного ртути и вставлена маленькая железная турбинка (рис. 362 a); при вращении турбинки ртуть поднимается по трубчатой оси ее и выбрасывается центробежной силой в отверстие *o*. Когда отверстие *o* приходится против полукольца *p*, то между *p* и *o* образуется ртутный контакт, который замыкает первичный ток индуктора. Через полоборота ток размыкается (рис. 363).

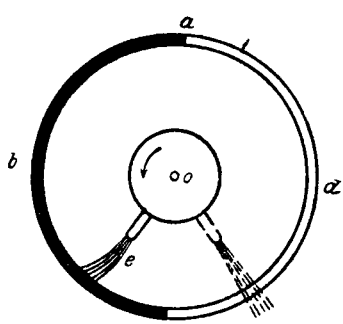


Рис. 363. Схема турбинного прерывателя.

Турбинка приводится во вращение особым электродвигателем, который при помощи ремня соединяется со шкивом r турбинки.

Благодаря такому устройству при помощи турбинного прерывателя можно получать определенное число прерываний в секунду, регулируя скорость вращения турбинки. Кроме того вместо одного полукольца p мы можем по окружности установить две полосы, из которых каждая занимает лишь четверть окружности, оставляя четверть окружности свободною. Тогда при каждом обороте турбинки мы получим два прерывания тока. Легко видеть, что можно строить и большее число перерывов, а также изменять соотношение между продолжительностью замыкания и размыкания.

Для того чтобы искры, образующиеся при размыкании, не загрязняли ртути, отчего действие прерывателя прекратилось бы, над ртутью в чугунный сосуд наливают слой спирта. В последнее время стали наполнять чугунный сосуд светильным газом (но без воздуха), в котором размыкание оказывается более резким.

IX. СИСТЕМЫ ЕДИНИЦ

333. Основные единицы. — Так как все наши измерения по существу своему имеют лишь относительный характер, то для того чтобы они имели универсальную научную ценность, необходимо согласиться относить все измерения к каким-нибудь *основным, общим для всех* единицам. Число таких основных единиц желательно по возможности ограничить.

В настоящее время приняты следующие *три основные единицы.*

1. *Сантиметр* — единица длины, составляет одну сотую часть метра, хранящегося в Международном бюро мер и весов (Bureau international des poids et mesures) в Севре (близ Парижа). Метр представляет собою стержень, сделанный из сплава платины и иридия (90 Pt, 10 Ir), т. е. из наименее изменяющихся материалов. Сорок миллионов метров очень близко подходят к длине парижского меридиана.

2. *Грамм* — единица массы, составляет одну тысячную часть килограмма, сделанного из платино-иридия и хранящегося в Севре. Грамм очень близко подходит к массе одного кубического сантиметра воды при температуре ее наибольшей плотности, т. е. около 4° Ц.

3. *Секунда* — единица времени, составляет одну 86 400-ю часть средних солнечных суток.

Длительность одной секунды дается точными хронометрами астрономических обсерваторий.

334. Производные единицы. — Все остальные физические величины и их единицы называются *производными,* потому что могут быть сведены на вышеприведенные *три основные* единицы. Все основные и производные единицы вместе составляют *систему абсолютных единиц* и обозначаются знаком ***C-G-S,*** т. е. сантиметр, грамм, секунда.

Из производных единиц приведем следующие:

1. *Площадь* выражается в абсолютных единицах в квадратных сантиметрах и обозначена в этом курсе через $см^2$.

2. *Объем* в кубических сантиметрах обозначен у нас через $см^3$.

3. *Угол.* За единицу угла принимают такой угол, который, будучи центральным углом круга с радиусом в 1 *см,* опирается на дугу в 1 *см*

Поэтому в системе ***C-G-S*** мы имеем такое соотношение между длиною дуги s, углом α и радиусом r:

$$s = r\alpha.$$

Угол α, равный единице, соответствует $\frac{360}{2\pi} = 57{,}3$ градусам.

Наоборот, 360° соответствуют в абсолютной системе угла $\alpha = 2\pi$. Действительно, подставляя это в нашу формулу для длины s, получаем длину всей окружности $2\pi r$.

4. *Телесный угол.* За единицу телесного угла принимают такой телесный угол, который, образуя вершину конуса, помещенную в центре шара с радиусом 1 *см*, вырезает этим конусом на поверхности шара площадь в 1 *см*^{2}. Поэтому в системе ***C-G-S*** мы имеем такое соотношение между площадью S, вырезанною на поверхности шара радиуса r, и телесным углом φ центрального конуса:

$$S = r^2\varphi.$$

Когда центральный конус, постепенно увеличивая угол φ, займет собою наконец весь объем шара, то телесный угол $\varphi = 4\pi$, и вся поверхность шара обращается в $4\pi r^2$, как это и следует из нашей формулы для S.

5. *Скорость.* Скорость есть увеличение пройденного пути в единицу времени, а потому в системе ***C-G-S*** выражается в сантиметрах в секунду и обозначается *см*/сек.

$$v = \frac{S}{t} = \dot{S}.$$

Например скорость света в эфире

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ } см/\text{сек}.$$

6. *Ускорение* есть увеличение скорости в единицу времени и потому выражается в *см*/сек., отнесенных к секунде, т. е. в *см*/сек^2:

$$a = \frac{v}{t} = \dot{v}.$$

7. *Импульс*, или *количество движения*, определяется произведением массы тела на его скорость:

$$J = mv.$$

Единица импульса может быть выражена через другие абсолютные единицы так:

$$г \cdot см/\text{сек}.$$

8. *Сила*, по второму закону механики Ньютона равна быстроте изменения импульса:

$$F = \frac{J}{t} = \dot{J}.$$

Отсюда следует, что импульс равен произведению силы на время ее действия:

$$J = F \cdot t.$$

Если масса тела остается во время движения неизменной, то силу можно приравнять произведению массы на быстроту изменения скорости, т. е. на ускорение:

$$F = \frac{mv}{t} = m\dot{v}.$$

Сила, которая сообщает массе в 1 *г* ускорение в 1 *см* в секунду, называется диной:

$$\text{дина} = г \cdot см/\text{сек}^2.$$

Сила тяжести у поверхности земли сообщает каждому телу ускорение (в среднем) 980 *см*/сек². Следовательно масса в 1 *г* притягивается землею с силою 980 дин.

В практических применениях принято называть *граммом* и *килограммом* не только массы, но и веса этих масс у поверхности земли. А между тем масса тела не зависит от положения тела на поверхности земли, тогда как вес тела при приближении к полюсам делается больше и вообще может иметь на поверхности земли значения, разнящиеся на 0,2%. В центре земли тело не имеет никакого веса, так как силы тяжести там направлены во все стороны и уравновешивают друг друга, между тем как масса тела остается той же самой, что и на поверхности земли. Принимая это во внимание, было бы очень желательно определение силы и в практике делать независимо от притяжения земли, как это сделано в научной системе мер. Во всяком случае понятия *масса* и *сила* нужно строго различать друг от друга. Иногда это различие обозначают звездочкой при наименованиях:

$$грамм^* = 980 \text{ дин},$$

$$килограмм^* = 0{,}98 \cdot 10^6 \text{ дин}.$$

Следовательно один килограмм весит около миллиона дин, или около одной *мегадины*.

Так например ускорение силы тяжести на земле [1] равно:

$$g = 981 \ см/\text{сек}^2.$$

9. *Работой* силы называется произведение из силы на пройденный по направлению этой силы путь; таким образом

$$W = fs \cos(fs).$$

Величина $s\cos(fs)$ есть проекция длины s на направление силы f; следовательно это есть длина и выражается в сантиметрах. Поэтому в абсолютных единицах единица работы — эрг — будет равна единице силы, умноженной на единицу пути:

$$\text{эрг} = \text{дин} \times см.$$

[1] Величина g для различных точек земной поверхности различна. Для уровня моря на экваторе $g = 978$, а на полюсах $g = 983$; для средней широты 45° $g = 980{,}617$.

На практике считают более удобным употреблять единицу, в десять миллионов раз бóльшую, а именно *джоуль*:

$$\text{джоуль} = 10^7 \text{ эрг}.$$

Иногда для работы употребляется единица килограммометр (*кгм*).

Легко сообразить, что

$$1 \text{ кгм} = 0{,}98 \cdot 10^6 \text{ дин} \cdot 10^2 \text{ см} = 9{,}8 \cdot 10^7 = 9{,}8 \text{ джоуля}.$$

Для работы или энергии мы имеем еще тепловые единицы.

Большая калория (*Кал*), равная 1 000 малых калорий (*кал*), способна нагреть один килограмм воды на один градус Цельсия [1] и представляет собою работу в 427 *кгм*.

Поэтому можно написать:

$$\text{Кал} = 427 \text{ кгм} = 427 \cdot 9{,}8 \cdot 10^7 \text{ эрг} = 4{,}2 \cdot 10^{10} \text{ эрг},$$
$$\text{кал} = 4{,}2 \cdot 10^7 \text{ эрг} = 4{,}2 \text{ джоуля},$$
$$\text{джоуль} = 0{,}24 \text{ кал}.$$

10. *Эффект, или мощность*, равен работе, произведенной в единицу времени. В абсолютных единицах — это эрг в секунду.

Практическая единица эффекта называется уаттом и равна джоулю в секунду. Из этого следует, что

$$\text{уатт} = \frac{\text{джоуль}}{\text{сек}} = 10^7 \text{ эрг/сек} = 0{,}24 \text{ кал/сек}.$$

Часто употребляются единицы в 100 и 1 000 раз бóльшие — гектоуатт и килоуатт.

Так как

$$\frac{\text{кгм}}{\text{сек}} = 9{,}81 \frac{\text{джоуль}}{\text{сек}} = 9{,}81 \text{ уатт},$$

а одна лошадиная сила равна 75 *кгм* в секунду, то

$$\text{лош. сила} = 75 \cdot 9{,}81 \text{ уатт} = 736 \text{ уатт},$$

или около $^3/_4$ килоуатт.

Умножая эффект на время, мы конечно получаем работу:

$$\text{джоуль} = \text{уатт} \cdot \text{секунда}.$$

На практике встречается выражение килоуаттчас (час = 3 600 сек.). Очевидно, что

$$\text{килоуаттчас} = 36 \cdot 10^5 \text{ джоуля} = 36 \cdot 10^{12} \text{ эрг} = 3{,}67 \cdot 10^5 \text{ кгм}.$$

335. Техническая система мер *M-T-S*. С 1919 г. во Франции введена новая техническая система мер, в которой основными единицами служат: *метр* — единица длины, *тонна* — единица массы и *секунда* —

[1] В настоящее время принято *малою калориею* называть одну сотую часть того количества тепла, которое необходимо для нагревания 1 *г* воды от точки таяния до точки кипения при нормальном давлении. Определенная таким образом малая калория равна 4,1925 джоулям. Если принять $g = 980{,}6$, то большая калория окажется равною 427,46 *кгм*.

единица времени; в остальном же эта система ***M-T-S*** вполне сходна с системой ***C-G-S***. Одновременно с введением более крупных основных единиц (более удобных для технических применений) в новой системе делается различие в наименованиях *массы* и *силы*, и эта последняя величина определяется независимо от притяжения земли. Эти наименования следующие:

1. *Стэн* (Shtene — sn) есть *сила*, сообщающая массе в одну тонну ускорение, равное одному метру в сек^2. Соотношение между стэном и диной следующее:

$$\text{сн} = m\,\frac{м}{\text{сек}^2} = 10^6 \cdot 10^2\,\frac{г.\,см}{\text{сек}^2} = 10^8 \text{ дин.}$$

Стэн приблизительно равен 102 килограммам * веса.

2. *Пьез* (Pieze — pz) представляет собою *давление*, равное одному стэну на один квадратный метр. Соотношения между пьезом и прежними мерами следующее:

$$пз = \frac{см}{м^2} = 10^4 \text{ дин}/см^2.$$

Давление в 1 *кгм** на квадратный миллиметр (эта единица часто употребляется в строительной технике) равно приблизительно 0,98 пьезов.

336. Электрические единицы. — Прежде чем перейти к установлению абсолютных электрических единиц, необходимо сделать одно важное замечание.

До сих пор, при установлении производных единиц системы ***C-G-S***, мы пользовались исключительно законами геометрии и механики, и каждая производная единица устанавливалась на основании одного какого-либо закона. Так например из закона механики $f = ma$; из принятых нами единиц для m и a мы установили единицу для силы f. В электрических явлениях у нас в этом отношении большой выбор, так как одно и то же количество электричества может обнаруживать весьма разнообразные экектрические, магнитные, химические и тому подобные действия, которые обусловливаются различными законами.

Если даже мы исключим из рассмотрения химические действия, а остановимся на *чисто механических* действиях — на *силах*, то и силы эти могут быть различными, смотря по тому, действует ли электричество в неподвижном состоянии, как в электростатике, или в состоянии движения, как в электрическом токе. Абсолютная единица для силы будет и в том и в другом случае — дина, но так как законы для этих сил в электростатике и в электромагнетизме разные, то единицы для количества электричества и других электрических величин будут разными.

Таким образом в учении об электричестве у нас получаются две абсолютные системы единиц, которые необходимо отличать знаками и соотношение между которыми необходимо установить опытом.

Будем обозначать абсолютную электростатическую систему единиц знаком ***C-G-S-E***, а абсолютную электромагнитную систему — знаком ***C-G-S-M***.

1. *Количество электричества и магнетизма.* Для установления этих единиц исходят из законов Кулона (18,14) и (178, 192):

$$F = \frac{e_1 e_2}{\varepsilon r^2}; \quad F_m = \frac{m_1 m_2}{\mu r^2}.$$

За единицу количества электричества или магнетизма принимаем такое, которое действует на равное ему количество на расстоянии $r = 1$ *см* с силою $f = 1$ *дин*.

2. *Сила тока.* Сила тока равна количеству электричества, протекающего сквозь данное сечение проводника ежесекундно, и единица силы тока определяется непосредственно по единице количества электричества, только-что установленной на основании закона Кулона.

Это будет *абсолютная электростатическая единица* силы тока:

$$J\ C\text{-}G\text{-}S\text{-}E = \frac{e\ C\text{-}G\text{-}S\text{-}E}{t\ \text{сек}}.$$

Но ведь ток обнаруживает и магнитные действия по закону Био и Савара (222, 239):

$$F = \frac{mJl}{r^2} \sin(Jr),$$

и, основываясь на этом законе, мы приняли (226, 242) за единицу такой ток J, который, протекая по дуге круга $l = 1$ *см* и $r = 1$ *см*, действует на магнитный полюс $m = 1$, помещенный в центре этого круга, с силою в $F = 1$ *дин*.

Это будет *абсолютная электромагнитная* ***C-G-S-M*** единица силы тока.

Опыт (226, 243) показывает, что, для того чтобы получить такие действия, необходимо через поперечное сечение проводника пропускать ежесекундно $c = 3 \cdot 10^{10}$ абсолютных *электростатических* единиц количества электричества.

Следовательно абсолютная электростатическая единица количества электричества в $c = 3 \cdot 10^{10}$ раз *меньше* абсолютной электромагнитной единицы, а *числа*, соответствующие какому-нибудь данному току, выраженные в абсолютной электростатической системе, будут в $c = 3 \cdot 10^{10}$ раз *больше*. Если мы поэтому через J и e будем обозначать не величину единиц, а числа, выражающие силу тока и количество электричества, то должны написать:

$$J_e = cJ_m;$$
$$e_e = ce_m.$$

Принимая во внимание вышеприведенные соотношения, мы можем теперь написать закон Био и Савара в трех видах.

Если сила тока выражена в абсолютных электромагнитных единицах, то

$$F = \frac{mJ_m l}{r^2} \sin(Jr).$$

Если J выражено в абсолютных электростатических единицах, то

$$F = \frac{mJ_e l}{r^2 \cdot c} \sin(Jr),$$

и наконец, если J выражено в амперах, то

$$F = \frac{mJl}{r^2 \cdot 10} \sin(Jr).$$

337. Критическая скорость. — Отношение между абсолютными электростатическими и электромагнитными единицами $c = 3 \cdot 10^{10}$ по величине своей совпадает со скоростью света в эфире, и такое совпадение обеих величин не случайное, а, как показал впервые Максвелл, объясняется тем, что свет есть электромагнитное явление (см. ниже).

Что отношение электромагнитных единиц к электростатическим должно быть действительно некоторой скоростью, — это можно заключить уже из вида самих формул. Действительно, подставляя в формулу Био и Савара

$$J_e = \frac{e_e}{t}$$

и замечая, что $\frac{l}{t} = v$, есть скорость, получаем:

$$F = \frac{m \cdot e_e}{r^2} \cdot \frac{v}{c} \sin(vr).$$

Из обеих формул Кулона мы видим, что величины $\frac{e_1 e_2}{r^2}$ и $\frac{m_1 m_2}{r^2}$ измеряются динами, а потому величина $\frac{me}{r^2}$ в формуле Био и Савара будет выражаться тоже динами. Отсюда следует, что c должно быть одного измерения с v, т. е. должно быть скоростью.

Если количество электричества $e = 1$ ***C-G-S-E*** будет двигаться со скоростью $v = c = 3 \cdot 10^{10}$ *см*/сек, то оно даст такое же магнитное поле, как и количество электричества $e = 1$ ***C-G-S-M***, двигающееся со скоростью $v = 1$ *см*/сек.

Скорость $c = 3 \cdot 10^{10}$ *см*/сек называется иногда *критическою скоростью*.

Величина c определяется опытом, и по мере усовершенствования методов измерения она может быть определена все точнее и точнее. В настоящее время за наиболее точное значение c можно принять:

$$c = 2{,}9982 \cdot 10^{10} \text{ см/сек},$$

но для наших целей достаточно считать $c = 3 \cdot 10^{10}$.

338. Практические единицы. — О практических единицах мы уже говорили в различных частях этой книги, но теперь полезно будет их сопоставить вместе.

1. *Сила тока.* Исходными точками установления практических единиц служат следующие две единицы: во-первых, *джоуль*:

$$\text{джоуль} = 10^7 \text{ эрг}.$$

Эта единица конечно одна и та же как в системе ***C-G-S-E,*** так и в системе ***C-G-S-M,*** ибо она установлена совершенно независимо от каких бы то ни было электрических единиц.

И, во-вторых, практическая единица силы тока *ампер*, которая принята равной 0,1 абсолютной электромагнитной единицы силы тока:

$$\text{ампер} = 0{,}1 \cdot \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M}.$$

Обе эти цифры 10^7 и 0,1 условные, а потому они абсолютно точны.

2. *Количество электричества*. Его практическая единица определяется из единицы силы тока:

$$\text{кулон} = \text{ампер} \cdot \text{сек} = 0{,}1\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M} = 3 \cdot 10^9\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E}.$$

3. *Разность потенциалов*, умноженная на количество электричества, должна дать работу, для которой практическая единица есть джоуль; а умноженная на силу тока, должна дать мощность в уаттах. Таким образом

$$\text{кулон} \cdot \text{вольт} = \text{джоуль} = 10^7 \text{ эрг},$$
$$\text{ампер} \cdot \text{вольт} = \text{уатт} = 10^7 \text{ эрг/сек};$$

отсюда следует, что

$$\text{вольт} = 10^8\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M} = \frac{1}{300}\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E}.$$

4. *Напряжение поля*. В практических единицах для напряжения магнитного поля принята единица *гаусс*, по величине равная абсолютной электромагнитной единице напряжения,

$$\text{гаусс} = 1\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M}.$$

5. Поток магнитной индукции измеряется в практике теми же единицам, что и в абсолютной электромагнитной системе мер, и единица эта называется максвеллем. Следовательно

$$\text{максвелль} = \text{гаусс}/см^2.$$

6. *Сопротивление* проводника имеет практическую единицу,

$$\text{ом} = \frac{\text{вольт}}{\text{ампер}} = 10^9\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M} = \frac{1}{9 \cdot 10^{11}}\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E}.$$

Мы видим, что для сопротивления отношение электромагнитных единиц к электростатическим равно c^{-2}.

Это можно вывести непосредственно из выражения эффекта тока $U = rJ^2$: единица для эффекта в обеих системах одна и та же, тогда как для J отношение между единицами ***C-G-S-M*** и ***C-G-S-E*** равно c; следовательно для r оно должно быть c^{-2}.

7. *Емкость*:

$$\text{фарад} = \frac{\text{кулон}}{\text{вольт}} = 10^{-9}\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M} = 9 \cdot 10^{11}\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E}.$$

8. *Самоиндукция:*

$$\text{генри} = \frac{\text{вольт}}{\text{ампер}}\ \text{сек} = 10^9\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M} = \frac{1}{9 \cdot 10^{11}}\ \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}E}.$$

Заметим, что для единицы генри соотношения такие же, как и для ома, а для фарада — соотношения получаются обратные.

339. Кратные величины. — Как в абсолютной, так и в практической системе единиц принято обозначать греческими приставками дека-, гекто- и кило- величины в 10, 100 и 1 000 раз бо́льшие, например: декалитр, гектоватт, килограмм.

Латинскими приставками деци-, санти- и милли- обозначают величины в 10, 100 и 1000 раз меньшие; например: дециметр, сантиметр, миллиампер, милливольт.

Величины в миллион раз бо́льшие и меньшие обозначаются приставками мега (большой) и микро (малый). Например: мегадина, микрокулон, микрофарад.

Микрон есть одна миллионная метра или одна тысячная доля миллиметра и обозначается через μ.

Так например длина волны желтого света, испускаемого пламенем натрия, 0,59 μ или, 0,000059 *см*.

340. Эталоны. — Кроме установления единиц для измерительной физики крайне важно знать, каким образом получить *образцы*, или *эталоны*, этих единиц. Мы уже указали, что эталоны метра и килограмма хранятся при архиве *Международной комиссии мер и весов;* эта же комиссия и сверяет эталоны, имеющиеся в соответственных центральных учреждениях различных государств. У нас меры длины и веса проверяются в *Главной палате мер и весов в Ленинграде.*

Эталон времени — секунда, дается, как уже сказано, в астрономических обсерваториях.

Что касается электрических величин, то их можно всегда воспроизвести в лаборатории с достаточной точностью по следующим данным.

Один кулон, т. е. ампер в течение одной секунды, выделяет при электролизе 1,1181 *мг* серебра, 0,3294 *мг* меди.

Кадмиевый элемент дает электродвижущую силу в 1,019 вольт (при температуре от 10 до 20° Ц).

Эталоны ома, фарада и генри могут быть определены по эталонам кулона и вольта, но кроме того их можно приобрести готовыми и уже проверенными, так же как эталоны метра и килограмма.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

I. НАТЯЖЕНИЯ И ДАВЛЕНИЯ ЛИНИЙ СИЛ

341. Линии сил. — Познакомившись с основными явлениями электромагнетизма, мы можем теперь перейти к краткому изложению общих свойств электромагнитного поля.

Как в электричестве, так и в магнетизме мы пользовались для наглядного изображения поля *линиями сил*, и мы уже указали, что это понятие было введено в науку Фарадеем, и он им руководствовался при своих многообразных опытных изысканиях, которые привели его к таким блестящим открытиям.

По воззрениям Фарадея, все наблюдаемые нами электромагнитные силы нужно приписать той среде, где проходят линии сил, и передача сил этою средою происходит непрерывно от одной точки поля к другой подобно передаче сил в каком-либо упругом теле. Но в упругих телах эта передача сил происходит при посредстве особых *упругих напряжений*[1], а именно натяжений или давлений, действующих между смежными частями упругого тела. Сообразно с этим Фарадей сделал гипотезу, что все линии сил как электрические, так и магнитные, тоже как бы натянуты, и этим натяжением обусловливается взаимное притяжение разноименных полюсов, соединенных друг с другом линиями сил.

Однако одного этого предположения недостаточно. Действительно, при взгляде на любой чертеж линий сил неоднородного поля (стр. 40, рис. 30) легко видеть, что если бы существовало одно только натяжение, то все линии сил должны были бы выпрямиться, как натянутые струны, и обратиться в прямые линии, соединяющие полюсы между собою. Существование же кривых линий заставило Фарадея предположить, что кроме натяжения между отдельными линиями существуют еще силы, отодвигающие их друг от друга, т. е. давления.

И вот при помощи этих двух гипотез, при помощи гипотезы натяжения вдоль линий сил и гипотезы давления в направлениях, к ним перпендикулярных, Фарадей объяснял все электрические, магнитные и электромагнитные взаимодействия.

342. Величина фарадеевских напряжений. — Постараемся определить, какова же величина фарадеевских натяжений и давлений. Очевидно, что величина их должна быть определена так, чтобы равнодействующая всех упругих напряжений среды давала силу, приложенную к полюсу, помещенному в данное поле, и действующую обратно пропорционально квадрату расстояний — по законам Кулона. Формулы для этих напря-

[1] Не нужно эти упругие напряжения смешивать с напряжениями E и M электрического и магнитного поля. Упругое напряжение равно *силе, отнесенной к единице площади*, тогда как напряжение поля равно силе, отнесенной к единице заряда.

жений были даны впервые Максвеллом в самом общем виде; но здесь мы приведем значительно упрощенный вывод их и рассмотрим только простейшие частные случаи.

Представим себе однородное электростатическое поле у поверхности проводника. Мы знаем (47, 49), что это поле действует нормально к поверхности с силою:

$$F=\frac{E}{2}\sigma S=\frac{\varepsilon E^2}{8\pi}S \text{ дин.}$$

Следовательно *натяжение* в данной среде, или сила, отнесенная к одному квадратному сантиметру сечения трубки сил, будет:

$$p=\frac{F}{S}=\frac{\varepsilon E^2}{8\pi} \text{ дин/см}^2.$$

Это натяжение и передается вдоль трубки сил вплоть до соответственного элемента поверхности другого проводника. Формула эта годна не только для поверхности проводника, но и для любого поперечного сечения трубки. Так как напряжение поля E обратно пропорционально квадрату расстояния r, то очевидно натяжение p обратно пропорционально r^4.

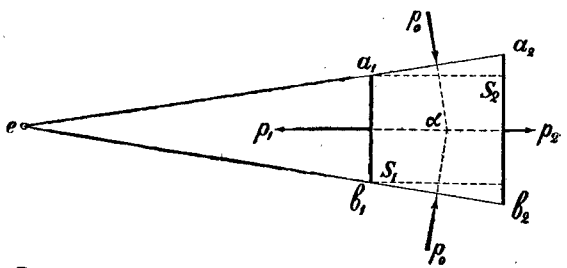


Рис. 364. Фарадеевские натяжения и давления.

Теперь рассмотрим поле одной заряженной точки e (рис. 364); здесь трубки сил будут конические. Возьмем в поле небольшую часть такого конуса, ограниченного двумя смежными, нормальными к линиям сил сечениями (эквипотенциальными поверхностями): a_1b_1 и a_2b_2. Так как поле у нас электростатическое, то часть $a_1b_1b_2a_2$ должна быть в равновесии. Между тем на площади a_2b_2 и a_1b_1 действуют силы p_2S_2 и p_1S_1, которые не равны между собою, и разность между ними не будет равна нулю, а даст силу:

$$F=p_2S_2-p_1S_1=\frac{\varepsilon}{8\pi}(E_2^2S_2-E_1^2S_1),$$

направленную к вершине конуса. Действительно величины натяжений p изменяются обратно пропорционально r^4, тогда как площади S увеличиваются пропорционально r^2; поэтому произведения pS будут уменьшаться с увеличением расстояния r, и притом обратно пропорционально r^2.

Если через E_0 обозначить некоторое среднее значение между E_1 и E_2, то выражение для F можно представить в таком виде:

$$F=\frac{\varepsilon E_0^2}{8\pi}(S_2-S_1).$$

Для того чтобы уравновесить эту силу F, нам необходимо кроме натяжений, действующих на основании S_2 и S_1 нашего усеченного

конуса предположить еще существование некоторого давления p_0 на его боковую поверхность. Если боковая поверхность конуса S_0, а угол между ее нормалью и осью конуса обозначим через α, то получим силу $p_0 S_0$ и составляющую этой силы по оси конуса:

$$F_0 = p_0 S_0 \cos\alpha.$$

Эта сила, как видно из чертежа, направлена против силы F. Далее, $S_0 \cos\alpha$ есть проекция боковой поверхности усеченного конуса на его основание $a_2 b_2$, а эта проекция, как легко видеть, равна разности площадей S_2 и S_1; поэтому

$$S_0 \cos\alpha = S_2 - S_1,$$

и следовательно

$$F_0 = p_0 (S_2 - S_1).$$

Для равновесия выделенной нами части трубки сил $a_1 b_1 b_2 a_2$ необходимо, чтобы F_0 равнялось F, а для этого среднее давление на боковую поверхность трубки должно быть:

$$p_0 = \frac{\varepsilon E_0^2}{8\pi}.$$

Как видим, натяжение, направленное вдоль трубок сил, и давление, перпендикулярное к ним, выражаются одною и тою же формулою.

В магнитном поле мы получим точно так же величину натяжения вдоль трубок и величину давления перпендикулярно к трубкам сил:

$$p = \frac{\mu M^2}{8\pi}.$$

Замечательно, что как натяжение, так и давление равны плотности электрической или магнитной энергии в данной точке поля (79, 85) (184, 202).

Предлагаем читателю доказать, что давление и плотность энергии измеряются одними и теми же абсолютными единицами.

343. Примеры. — Приведем несколько примеров для только что сказанного. Пример натяжения мы имеем у поверхности проводника, помещенного в электрическом поле. Здесь сила направлена наружу, перпендикулярно к проводнику, и натяжение равно:

$$p = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} \text{ дин/см}^2.$$

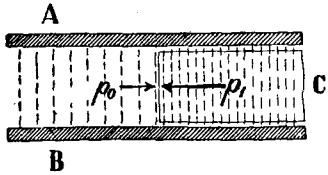


Рис. 365. Втягивание диэлектрика в конденсатор.

Как пример давления возьмем конденсатор AB (рис. 365), в который немного вдвинут диэлектрик C. Давление с внутренней стороны поверхности диэлектрика будет:

$$p_1 = \frac{\varepsilon_1 E_1^2}{8\pi},$$

тогда как снаружи на ту же поверхность давит внутрь

$$p_0 = \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{8\pi}.$$

Так как тангенциальные электрические напряжения равны (61, **62**):

$$E_0 = E_1,$$

то результирующее давление *наружу* будет равно:

$$p = p_1 - p_0 (\varepsilon_1 - \varepsilon_0) \frac{E^2}{8\pi}.$$

Следовательно, если диэлектрическая постоянная данного диэлектрика ε_1 будет больше ε_0 окружающей среды, то диэлектрик будет вталкиваться в поле конденсатора; если же ε_1 меньше ε_0, он будет выталкиваться (65, **67**).

Если однородное поле образовано магнитами, то имеем;

$$p = (\mu_1 - \mu_0) \frac{M^2}{8\pi},$$

и если окружающая среда — воздух, то железо, для которого $\mu_1 > \mu_0$, будет втягиваться в поле; висмут же, где $\mu_1 < \mu_0$, будет выталкиваться (202, **220**).

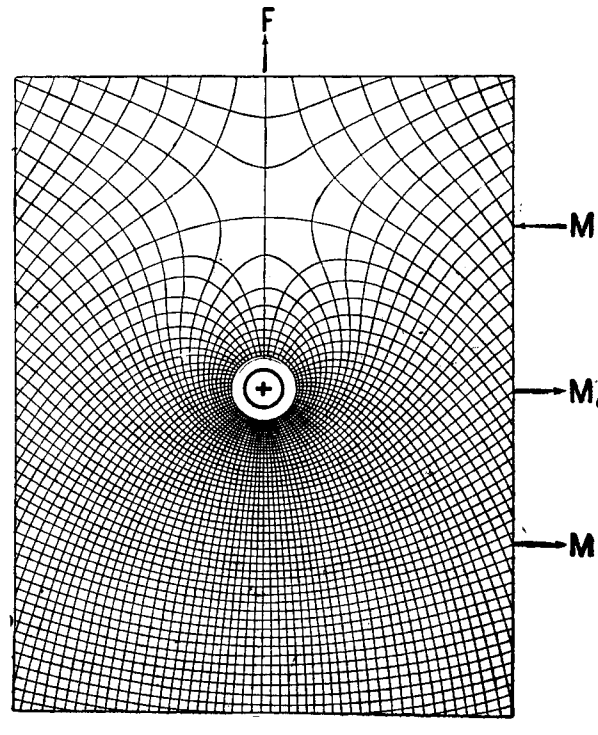


Рис. 366. Ток в магнитном поле (линии сил и эквипотенциальные поверхности).

344. Взаимодействия токов. — Гипотеза Фарадея и вывод Максвелла подтверждаются и на взаимодействии токов. Представим себе прямой ток, перпендикулярный чертежу (рис. 366) и идущий от чертежа к наблюдателю. Этот ток образует магнитное поле M, которое в нижней части чертежа направлено вправо, а в верхней части — влево. Если мы поместим этот ток в магнитном поле M_0, направленном слева направо, то напряжение магнитного поля тока M везде сложится с напряжением внешнего магнитного поля M_0; но внизу оба поля направлены одинаково и складываются друг с другом, а потому здесь линии сил будут гуще, чем наверху, где поле тока противоположно внешнему полю и результирующее поле равно их разности. Соответственно с этим давление на проводник будет снизу больше, чем сверху, и он начнет двигаться вверх. Это, как мы знаем (229, **247**), и наблюдается в действительности. Далее, мы знаем, что два параллельных тока притягиваются, когда они одного направления, и отталкиваются, когда

их направления противоположны. Это легко вывести из распределения линий сил (рис. 367 и 368).

Предлагаем читателю самому подыскать дальнейшие примеры применений гипотезы Фарадея о натяжениях и давлениях линий сил в поле. Заметим однако, что эти понятия натяжения и давления можно применять только к линиям по существу одинаковым, т. е. либо к магнитным, либо к электрическим; электрические же линии не давят на магнитные и, в свою очередь, не испытывают с их стороны никакого давления.

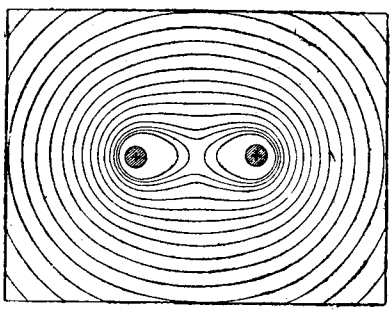


Рис. 367. Линии сил двух токов одинакового направления.

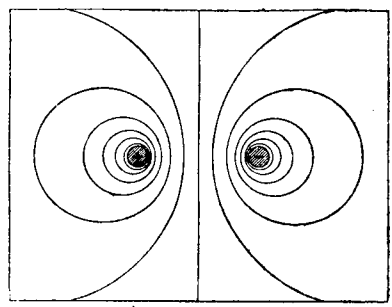


Рис. 368. Линии сил двух токов противоположного направления.

345. Пример. — Для того чтобы убедиться в том, что из формул Максвелла действительно получается правильная величина электромагнитных сил, мы разберем следующий простой пример.

Представим себе тонкий лентообразный проводник, поперечное сечение которого изображено на рис. 369. Пусть этот проводник помещен в магнитном поле M_0, направление которого параллельно плоскости чертежа и следовательно перпендикулярно к длине проводника. Силу тока в проводнике обозначим через I.

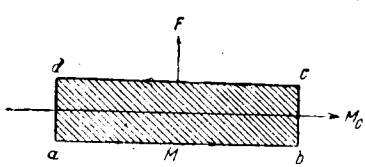


Рис. 369. Давление магнитного поля на проводник.

Определим напряжение магнитного поля этого тока в непосредственной близости его поверхности. Для этого (251, 266) обведем магнитный полюс m по пути $abcd$ вдоль линий сил тока. При таком обводе ширина проводника $ab = cd = d$ будет нами пройдена два раза; что же касается его толщины, то ее мы предположим настолько малой, что ею можно пренебречь при расчетах. Тогда работа при движении по замкнутому пути $abcd$ будет равна:

$$U = mM \cdot 2d,$$

и эта работа при $m = 1$ должна равняться магнитодвижущей силе тока $4\pi I$. Откуда

$$M = \frac{2\pi I}{d}.$$

Прибавляя к этому напряжение внешнего поля M_0, получаем полное напряжение магнитного поля в непосредственной близости поверхностей ab и cd проводника:

$$M_{ab} = M_0 + \frac{2\pi I}{d}; \quad M_{cd} = M_0 - \frac{2\pi I}{d}.$$

Подставляя эти величины в выражения для давлений, получаем результирующее давление, действующее на рассматриваемый проводник:

$$p = \frac{\mu}{8\pi}\left(M_0 + \frac{2\pi I}{d}\right)^2 - \frac{\mu}{8\pi}\left(M_0 - \frac{2\pi I}{d}\right)^2 = \frac{\mu M_0 I}{d}.$$

Для того чтобы от давлений перейти к силам, мы должны умножить это на боковую поверхность проводника. Обозначая длину проводника (нормально к чертежу) через l, получаем при ширине d его боковую площадь ld, и следовательно для силы, с которой магнитное поле действует на этот проводник, получаем:

$$F = BIl,$$

в полном согласии с формулой Ампера (231, 248).

II. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ КОНВЕКЦИЯ

346. Конвекционный ток. — Говоря об электрическом токе и изучая различные сопровождающие его явления, мы постоянно имели в виду движение электричества по проводнику. Но бывают случаи, когда электричество, находясь относительно проводника в покое, движется вместе с этим проводником относительно других тел. Так например можно зарядить шарик или целый конденсатор и привести их в то или иное движение,— тогда и электричество, на них находящееся, тоже будет в движении, т. е. будет образовывать электрический ток.

Такой ток, в отличие от гальванического тока в проводниках, носит название *конвекционного, или конвективного, тока.*

Легко видеть, какое различие между током, идущим по проводнику, и конвекционным током. В первом случае, при движении электричества по проводнику, между электричеством и материалом проводника появляется сила, аналогичная силе трения; эта сила обнаруживается в виде нагревания проводника. При движении электричества вместе с проводником конечно никакого нагревания не получается, ибо электричество остается на тех же местах проводника, где оно было при покое.

Далее, для возникновения электрического тока необходимо, чтобы различные точки проводника были при разных потенциалах; при электрической конвекции весь проводник, несущий с собой свой заряд, может иметь один и тот же потенциал.

347. Кондукционный ток. — Наконец укажем на одно существенное отличие конвекционного тока от гальванического. При движении заряженного проводника окружающее его электрическое поле будет, вообще говоря, тоже изменяться, а вместе с тем будет изменяться и расположение зарядов, индуцированных на других проводниках (это видно например на рис. 50, 51 на стр. 55). Изменение же расположения зарядов на

неподвижных проводниках представляет собою тоже явление электрического тока; этот ток мы будем называть *кондукционным током.*

Итак *конвекционный* ток, вообще говоря, сопровождается *кондукционными* токами в соседних проводниках; эти кондукционные токи могут возникнуть даже и в том случае, если конвекционный ток постоянен по величине и по направлению. Между тем мы знаем, что при постоянном *гальваническом* токе в соседних проводниках никаких токов не возникает.

Относительно кондукционных токов необходимо сделать одно замечание. Не нужно думать, что индуцированное в соседних проводниках электричество всегда следует за индуктирующим. Как распределение зарядов, так и распределение кондукционных токов в соседних проводниках будет вообще весьма сложным; для того чтобы дать об этом некоторое понятие, мы разберем следующий простой случай.

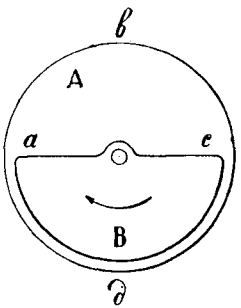


Рис. 370. Кондукционный ток.

Представим себе металлический диск A (рис. 370), параллельно которому поставлен сектор т. е. часть другого листа B. Если зарядить сектор B положительным электричеством, то на диск A мы получим путем индукции такой же величины отрицательный заряд, который распределится главным образом на частях диска A, ближайших к сек-

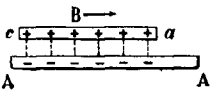


Рис. 371.

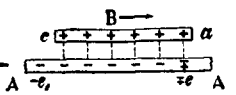


Рис. 372.

Явление кондукционного тока.

тору B (рис. 371). Если повернуть сектор B вокруг оси на некоторый угол, то около переднего его ребра a на диске A должно возбудиться новое электричество $\pm e$ (рис. 372), причем отрицательное электричество $-e$ останется вблизи сектора B, положительное же электричество $+e$ оттолкнется и должно соединиться с отрицательным электричеством $-e_1$, освободившимся у заднего ребра c сектора. Соединение обоих электричеств $+e$ и $-e_1$ в неподвижном диске A образует электрический (кондукционный) ток; но этот ток имеет возможность пойти по пути adc и по пути abc (рис. 370). Оба эти пути представляют для этого тока два параллельно соединенных проводника, и мы знаем (130, 139), что ток пойдет и по тому и по другому пути, разделившись на две части обратно пропорционально сопротивлениям этих путей.

Таким образом мы видим, что кондукционный ток в диске A не состоит в простом следовании индуцированного электричества за индуктирующим, а обусловливается еще целым рядом других факторов, например распределением сопротивления в диске A.

Если вместо сектора B мы будет вращать параллельно диску A другой такой же *полный* диск B, тогда при движении диска B электрическое поле около диска A совсем не будет меняться, а вместе с тем распределение электричества как на A, так и на B тоже останется без изменения, и никаких кондукционных токов не будет.

Такое явление мы будем называть *чистой электрической конвекцией*. Очевидно, что чистая электрическая конвекция получится во всех случаях, когда какое-нибудь тело вращения вращается вокруг своей оси симметрии.

348. Магнитное действие конвекционного тока. — Несмотря на указанные различия между гальваническим током и током конвекционным, оба эти тока образуют вокруг себя магнитное поле, причем величина и направление напряжения этого поля определяются одним и тем же законом Био и Савара (222, 239).

Магнитное действие электрической конвекции было в первый раз обнаружено Роуландом (Rowland, 1876), а затем наиболее подробно было исследовано А. Эйхенвальдом.

Обыкновенно для наблюдения этих явлений служит следующий прибор (рис. 373). Два параллельных диска A и B могут вращаться вокруг осей K и K_1. Вблизи этих дисков помещена небольшая магнитная стрелка M, ось которой параллельна плоскостям дисков (т. е. перпендикулярна к чертежу). Стрелка M снабжена зеркальцем S и повешена внутри проводящей оболочки, для того чтобы электрическое поле дисков на него не действовало; в оболочке оставлено лишь небольшое отверстие или окошечко, сквозь которое можно наблюдать отклонения стрелки по зеркальному способу, как в гальванометрах (291, 308).

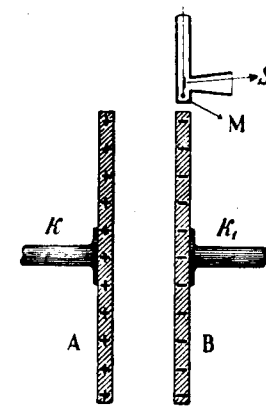


Рис. 373. Магнитное действие электрической конвекции.

Если зарядить диски и привести их во вращение, то вследствие их симметрии никаких кондукционных токов в них не получится; тем не менее стрелка M отклонится, и по этому отклонению можно судить о напряжении магнитного поля, образуемого конвекционным током. Опыт показал, что при вращении дисков A и B отдельно друг от друга или вместе, в одинаковые или в разные стороны, магнитное поле получалось такое же, как если бы по дискам циркулировали обыкновенные гальванические токи соответственной силы и соответственного направления.

Для того чтобы иметь некоторое представление о величине этих токов, сделаем следующий расчет. Пусть радиус дисков $r = 12{,}5$ *см*, и следовательно площадь каждого из них $S = \pi r^2$. При расстоянии между дисками в 1 *см* емкость образуемого ими конденсатора (82, 90)

$$C = \frac{S}{4\pi d} = \frac{r^2}{4d} = 39 \text{ см} = 4{,}2 \cdot 10^{-11} \text{ фарад}.$$

Если зарядить конденсатор до разности потенциалов $V = 9\,000$ вольт, то на каждой его обкладке будет количество электричества:

$$e = CV = 4 \cdot 10^{-7} \text{ кулонов}.$$

Это количество электричества будет проходить мимо стрелки M при каждом обороте диска, и если вращать диск со скоростью в $n = 100$ оборотов в секунду, то получим конвекционный ток в

$$J = ne = 100 \cdot 4 \cdot 10^{-7} = 0{,}00004 \text{ ампера}.$$

Как мы видим, сила тока получается очень небольшая, и действие этого тока на стрелку тоже весьма слабое. Обыкновенное магнитное поле при подобных опытах бывает в 100 000 раз слабее земного магнитного поля, чем и объясняется трудность подобных опытов.

349. Движение диэлектриков в электрическом поле. — Если между дисками A и B поместить диэлектрик C (рис. 374) с диэлектрической постоянной ε, то емкость конденсатора AB, а также и заряд e, при той же разности потенциалов V, увеличится в ε раз. Соответственно с этим, при движении обкладок A и B и неподвижном диэлектрике C, сила конвекционного тока и его магнитные действия будут в ε раз больше; мы получим: $J = \varepsilon n e$.

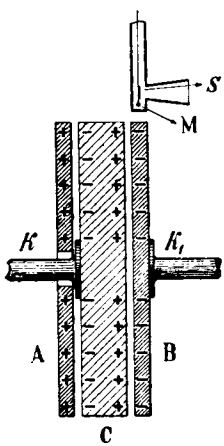


Рис. 374. Магнитное действие движущихся поляризованных диэлектриков.

При этом, как мы знаем, сам диэлектрик, помещенный между заряженными плоскостями A и B, тоже зарядится, причем количество электричества на каждой его поверхности будет $(\varepsilon - 1)e$ [1]. Эти заряды мы назвали *фиктивными* (57, **59**) потому, что они неотделимы друг от друга, как отделимы *действительные* заряды в проводниках. Впрочем, хотя в диэлектриках, помещенных в электрическое поле, заряды и не расходятся друг от друга на заметное расстояние, тем не менее они *смещаются* немного, оставаясь в молекулярных пределах.

Опыт показывает, что и фиктивные заряды при своем движении тоже дают магнитное поле по закону Био и Савара. Если в описанном выше приборе (рис. 374) диэлектрический диск C привести во вращение, оставив обкладки конденсатора A и B в покое, то магнитная стрелка M тоже отклоняется, но значительно слабее, чем при вращении дисков A и B в отдельности. Дело в том, что в данном случае не только самый конвекционный ток слабее, ибо теперь количество движущегося электричества — $(\varepsilon - 1)e$, но кроме того при вращении диска C на стрелку M действуют одновременно два тока противоположных знаков, сила которых равна $-(\varepsilon - 1)en$ на одной поверхности диэлектрика и $+(\varepsilon - 1)en$ на другой поверхности.

Несмотря на малую величину получающегося про подобных опытах магнитного поля (около одной миллионной земного магнитного поля), оно было обнаружено Рентгеном и измерено А. Эйхенвальдом.

350. Движущийся конденсатор. — А. Эйхенвальд исследовал также магнитное действие целого заряженного конденсатора, вращающегося вместе со своим диэлектриком. В этом случае на магнитную стрелку будут действовать одновременно и действительный и фиктивный конвекционные токи. У каждой плоскости на границе обкладки и диэлектрика мы получим два тока, из которых один соответствует заряду обкладки

[1] Это следует например из формул, данных для плотности фиктивных зарядов — $\sigma_1 = kE$ (59, **61**). Отсюда $4\pi\sigma_1 = 4\pi kE = (\varepsilon - 1)E$. С другой стороны, $4\pi\sigma = \varepsilon E$ (59, **61**); следовательно: $\sigma_1 = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon}\sigma$.

$\pm \varepsilon e n$, а другой соответствует заряду диэлектрика $\pm (\varepsilon - 1) e n$. Оба эти тока вместе эквивалентны одному току $J = \pm en$.

Это означает, что, несмотря на то, что при данной разности потенциалов V на каждой обкладке конденсатора помещается количество электричества εe, тем не менее движущийся вместе с диэлектриком конденсатор обнаруживает такое же магнитное действие, как будто его заряд равен e и движение обкладок происходит в пустоте, т. е. в чистом эфире, для которого $\varepsilon = 1$.

Это обстоятельство тоже было подтверждено на опытах А. Эйхенвальда с большою точностью.

Эти опыты, в которых твердый диэлектрик вращается вместе со своими обкладками, могут быть произведены с гораздо бо́льшею точностью, чем опыты с вращающимся диэлектриком (330 **349**). Кроме того здесь между обкладками и диэлектриком нет воздуха, который частью увлекается вращающимся конденсатором. Правда, диэлектрическая постоянная воздуха близка к единице, и следовательно величина $(\varepsilon - 1)$ близка к нулю; поэтому магнитными действиями движущегося воздуха можно пренебречь. Но дело в том, что опыты именно для этого и были поставлены, чтобы доказать, что магнитные действия пропорциональны $(\varepsilon - 1)$, а не ε.

Далее, при всех прежних опытах, где одна часть конденсатора вращалась относительно другой, магнитные действия можно было приписать движению электрических зарядов *друг относительно друга*. Такое воззрение не противоречило бы и образованию магнитного поля обыкновенных гальванических токов, потому что в гальванических токах положительное и отрицательное электричества несомненно движутся друг относительно друга. Опыты Эйхенвальда показывают однако, что для магнитных действий относительное движение обеих электричеств вовсе не необходимо.

Если это так, то остаются возможными еще два предположения:

1) Для магнитных действий необходимо движение электричеств относительно той среды, которую мы назвали *эфиром* (пространство, лишенное материи) и которую мы принимаем находящейся в *покое*. Это предположение соответствует воззрениям Фарадея и Максвелла.

2) Если мы не желаем касаться вопроса об эфире, мотивируя это тем, что покой или движение эфира мы непосредственно наблюдать не можем, тогда опыты Эйхенвальда нужно толковать так: магнитные действия получаются при движении электричества *относительно магнитной стрелки*, отклонения которой мы и наблюдаем. Это предположение соответствует теории относительности Эйнштейна.

Описанные опыты объясняются одинаково хорошо и воззрениями Фарадея и теорией Эйнштейна.

351. Движение диэлектрика в неоднородном поле. — Принципиальное значение имеет еще следующий случай движения диэлектрика. Представим себе опять тот же диэлектрический диск C вращающимся между двумя парами неподвижных обкладок (рис. 375). Только теперь вместо целых дисков устроим обкладки из двух полудисков; каждую пару противостоящих полудисков зарядим электричеством, и притом так, чтобы в одной половине конденсатора, например в верхней, электричес-

кое поле было направлено от A к B, тогда как в другой половине — от B_1 к A_1. При движении в таком поле по направлению v, указанному стрелкой, диэлектрик C, проходя через линию ab, должен будет перезарядиться. При этом положительное электричество диэлектрика, сместившееся к A_1, должно будет у линии ab перейти на другую сторону и сместиться к B; отрицательное электричество перейдет от B_1 к A. Вследствие этого по линии ab, которая вместе с неподвижными обкладками конденсатора тоже остается неподвижной в пространстве, мы будем иметь постоянный ток электричества по направлению от a к b. Этот ток, обусловленный переменою смещения электричества в диэлектрике, называется *током смещения*.

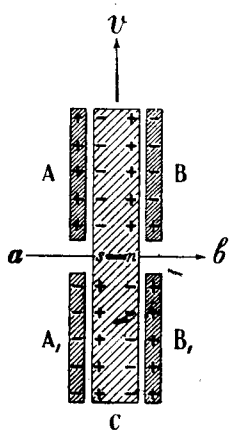


Рис. 375. Ток смещения в диэлектрике C.

Сила этого тока определится в данном случае таким образом: ток положительного электричества от B к A будет $(\varepsilon - 1)\,ne$, и в то же время ток отрицательного электричества от A к B будет $(\varepsilon - 1)\,ne$; следовательно полная сила тока смещения от A к B будет в этом случае $J_1 = 2(\varepsilon - 1)\,ne$.

Опыт показывает, что если вблизи линии ab поместить магнитную стрелку ns, то она отклоняется так же, как если бы ток J_1 был обыкновенный гальванический ток. Таким образом *токи смещения тоже производят магнитные действия по закону Био и Савара*.

Магнитное действие токов смещения было обнаружено впервые тоже Рентгеном, а количественно подтверждено А. Эйхенвальдом в Москве, опыты которого здесь и описаны.

352. Движение диэлектрика в магнитном поле. — Мы видели, что когда поляризованный диэлектрик движется, то он образует около себя магнитное поле; этому явлению соответствует и обратное явление: когда диэлектрик движется в магнитном поле, то он поляризуется. Подобное же соответствие мы имеем между законом Био-Савара, с одной стороны, и законами Ампера и Фарадея — с другой. Относящиеся сюда опыты были сделаны Уильсоном (H. A. Wilson, 1904).

Вспомним опыт Фарадея с медным диском, вращающимся в магнитном поле (288, рис. 315). Аналогичный опыт произвел Уильсон с диэлектрическим диском. При вращении диэлектрического диска в магнитном поле Уильсон констатировал между его периферией и его центром (где были устроены скользящие контакты, как на рис. 315) некоторую разность потенциалов, которая указывала на *поляризацию* диска. Величина этой поляризации оказалась равной:

$$P = (\varepsilon - 1)\,Mv,$$

где M — напряжение магнитного поля ($\mu = 1$), а v — скорость движения диэлектрика. Следовательно диэлектрик диска поляризовался так, как будто на него действовало напряжение поля

$$E = Mv.$$

Однако это напряжение индуцированного в диске электрического поля действовало только на движущиеся молекулы диэлектрика, а не на

эфир, находящийся между молекулами; если бы под действием магнитного поля эфир тоже поляризовался, то у Уильсона получились бы на периферии и у центра диска электрические заряды в количестве, пропорциональном диэлектрической постоянной ε, а не величине $(\varepsilon - 1)$. Из опыта Уильсона мы следовательно тоже должны заключить, что при движении диэлектрика *эфир останется неподвижным*, как и в опытах Эйхенвальда.

III. ТЕОРИЯ МАКСВЕЛЛА

353. Ток смещения. — Мы переходим теперь к изложению самого важного обобщения электромагнитных законов, которое было сделано Максвеллом (Cl. Maxwell, 1863) и подтвержено на опытах с электромагнитными волнами Гертцом (H. Hertz, 1888).

Перед этим мы должны однако точнее определить понятие: ток смещения.

Этот термин нам уже встретился выше (332, **351**), когда мы рассматривали движение диэлектрика в неоднородном электрическом поле. Но тогда у нас происходило изменение поляризации только движущегося диэлектрика, в то время как напряжение электрического поля в эфире оставалось неизменным. На этом основании рассмотренное нами выше явление называют иногда *током поляризации*. То, что Максвелл назвал током смещения, заключает в себе и изменение поляризации со временем и изменение напряжения поля *одновременно*. Обозначая, как всегда, быстроту изменения какой-либо величины точкой над ее обозначением, мы можем написать:

$$\dot{D} = \dot{E} + 4\pi\dot{P}.$$

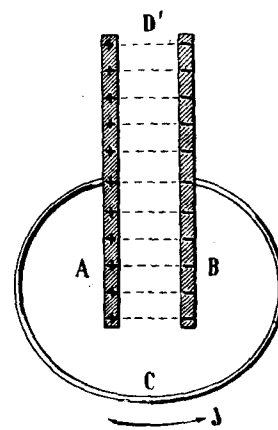


Рис. 376. Ток смещения.

Подобный ток смещения или изменение индукции D со временем мы можем получить например на следующем опыте.

Представим себе конденсатор AB (рис. 376), заряженный до некоторой разности потенциалов и образующий между обкладками электрическое поле, индукция которого равна D. Соединим на короткое время t его обкладки проводником: тогда по этому проводнику потечет гальванический ток J, но в то же время в самом диэлектрике конденсатора изменится электрическое поле. Таким образом одновременно с гальваническим током в проводнике мы получим ток смещения в диэлектрике.

Существенное отличие этого последнего случая от предыдущего заключается в том, что здесь изменение электрического поля будет иметь место не только в материале диэлектрика, но и в самом эфире.

Найдем соотношение между силою тока в проводнике и изменением электростатической индукции в диэлектрике со временем.

Так как количество электричества e связано с электростатической индукцией формулой (54, **56**):

$$e = \frac{DS}{4\pi} = \frac{N_e}{4\pi},$$

где N_e есть поток электростатической индукции, то сила тока

$$J = \frac{e}{t} = \frac{N_e}{4\pi t} = \frac{\dot{N}_e}{4\pi}.$$

Здесь $\dot{N}_e$ обозначает быстроту изменения величины N_e.

Эта величина J названа Максвеллом тоже *током смещения*. Как видим, максвелловский ток смещения равен быстроте изменения потока электростатической индукции со временем, деленной на 4π.

354. Первое уравнение Максвелла. — Теория Максвелла основана на двух гипотезах.

Первая гипотеза Максвелла состоит в том, что переменное электрическое поле, или так называемый *ток смещения* (см. выше), *образует вокруг себя такое же магнитное поле, как и гальванический ток*. Выражая эту гипотезу количественно, мы получаем *первое уравнение теории* Максвелла. Вспоминая, что из закона Био и Савара для гальванического тока мы вывели соотношение между магнитодвижущей силой $\mathcal{E}_m$ и силою тока J в таком виде (251, **265**):

$$\mathcal{E}_m = 4\pi J,$$

и подставляя сюда вместо J силу тока смещения:

$$J = \frac{\dot{N}_e}{4\pi},$$

получаем:

$$\mathcal{E}_m = \dot{N}_e.$$

Это есть первое уравнение Максвелла.

355. Второе уравнение Максвелла. — *Вторая* гипотеза Максвелла касается электромагнитной индукции.

Мы знаем, что в замкнутом проводнике, помещенном в переменном магнитном поле, возникает индукционный ток, и мы приписали это возникновение особой электродвижущей силе индукции (271, **283**):

$$\mathcal{E}_e = -\frac{N_m}{t} = -\dot{N}_m.$$

По второй гипотезе Максвелла эта электродвижущая сила обусловливает собою прежде всего электрическое поле, и под влиянием этого электрического поля в проводнике и начинает двигаться электричество, т. е. возбуждается электрический ток. Такая же электродвижущая сила и такое же электрическое поле возникают, по Максвеллу, не только в проводниках, но и в изоляторах, помещенных в переменном магнитном

поле; однако в изоляторах электричество течь не может, а может лишь немного смещаться.

Итак, *переменное магнитное поле образует вокруг себя электрическое поле;* электродвижущая сила в этом поле определяется так:

$$\mathcal{E}_e = -\dot{N}_m.$$

Это и есть *второе уравнение* Максвелла.

Электрическое и магнитное поля оказываются таким образом, по Максвеллу, взаимными; при изменении одного из них появляется другое.

356. Формула Дж. Томсона. — Вышеприведенные два основных уравнения Максвелла можно написать несколько в иной форме, которая для наших целей будет более удобна. При этом мы будем пользоваться представлением о движении электрических и магнитных линий сил. Такое представление уже встретилось нам (272, 284) при изучении законов индукционных токов; оно было введено в науку Фарадеем и обладает замечательной наглядностью. Как это показал Дж. Томсон, его можно применить к определению магнитного поля какого угодно тока: гальванического, конвекционного или тока смещения.

Мы будем исходить из формулы Био и Савара в которой для силы воздействия между зарядом e, движущимся со скоростью v, и полюсом m дано выражение (319, 337):

$$F = \frac{me}{r^2} \cdot \frac{v}{c} \sin(vr),$$

где количество электричества e выражено в абсолютных электростатических единицах, а $c = 3 \cdot 10^{10}$ $\frac{см}{сек}$.

Напряжение магнитного поля движущегося заряда будет:

$$M = \frac{F}{m} = \frac{e}{r^2} \cdot \frac{v}{c} \sin(vr).$$

В этой формуле величина $\frac{e}{r^2}$ есть не что иное как электростатическая индукция $D = \varepsilon E$, направление которой совпадает с r.

Ввиду этого мы можем написать:

$$M = \frac{v}{c} \cdot \varepsilon E \sin(vE).$$

Взаимное направление трех величин, входящих в эту формулу, показано на рис. 377, из которого видно, что при повороте ручки буравчика от v к E мы получаем поступательное движение буравчика по M.

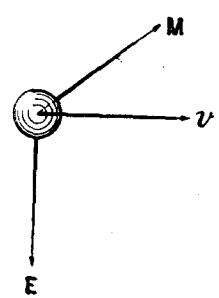


Рис. 377. Магнитное поле, получающееся при движении электрического поля.

В нашей формуле выражена мысль, что магнитное поле получается тогда, когда линии сил находятся в движении; поэтому может показаться,

что там, где нет электрического поля E, не может быть и поля магнитного. Но такое заключение было бы неверно. Действительно, если в каком-нибудь месте мы имеем два равных и противоположных электрических поля $+E$ и $-E$, то сумма их равна нулю, и электростатического поля в этом месте мы наблюдать не будем. Тем не менее, если хотя одно из этих полей находится в движении, мы получим магнитное поле согласно вышеприведенной формуле.

Такой случай реализован например в опытах Роуланда (329, 348), где магнитная стрелка M находится вне электрического поля и все же подвержена магнитному полю электрической конвекции.

357. Формула Лоренца. — Теперь преобразуем формулу Био и Савара, выражающую действие магнитного полюса m на движущийся заряд e. Мы знаем, что сила, приложенная к движущемуся заряду, т. е. к электрическому току (231, 249), равна и противоположна F:

$$F_1 = -\frac{me}{r^2}\cdot\frac{v}{c}\sin(vr).$$

В это выражение мы можем ввести магнитную индукцию:

$$B = \mu M = \frac{m}{r^2},$$

которая тоже направлена по радиусу r, и написать:

$$F_1 = -e\frac{v}{c}\mu M\sin(vM).$$

Так как эта сила приложена к движущемуся электрическому заряду e, то Лоренц предложил считать ее по существу одинаковой со всякой другой силой, приложенной к заряду; а силу, приложенную к заряду, мы считаем обусловленной особым напряжением электрического поля, причем $F_1 = eE$. Это напряжение в данном случае будет равно:

$$E = -\frac{v}{c}\mu M\sin(vM).$$

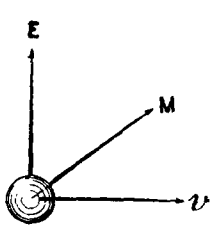


Рис. 378. Электрическое поле E, действующее на заряд, движущийся в магнитном поле.

Взаимное направление величин v, M и E показано на рис. 378.

Такое электрическое напряжение между прочим появляется и в проводниках, движущихся в магнитном поле, и обусловливает собою известные нам индукционные токи. В этом легко убедиться, если вспомнить, что, согласно воззрению Фарадея, в проводнике длиною l, пересекающем при своем движении магнитные линии сил, возникает электродвижущая сила (272, 284):

$$V = Mlv\sin(vM);$$

а так как (75, 82)

$$V = -El,$$

то в электростатических единицах получим:

$$E = -\frac{v}{c}\,\mu M \sin(vM),$$

т. е. ту же формулу Лоренца.

358. Векторные обозначения.— Выражения, которые встретились нам в предыдущих двух параграфах, имеют форму, которая часто встречается в физике, и для нее имеется сокращенное обозначение, которое полезно себе заметить и которое и нам в дальнейшем пригодится.

Положим, что нам даны два вектора **A** и **B**, составляющие друг с другом некоторый угол (рис. 379). Тогда произведение

$$C = A \cdot B \sin(AB),$$

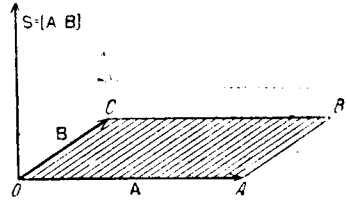


Рис. 379. Векторное произведение двух векторов.

носит название *векторного произведения* векторов **A** и **B**. Это произведение тоже можно представить в виде вектора, направление которого перпендикулярно к плоскости, образуемой векторами **A** и **B**, и притом так, что положительное направление **C** определяется движением буравчика (217, 234) при повороте его ручки от **A** к **B** по кратчайшему пути.

Такое соотношение между векторами принято обозначать символом:

$$\mathbf{C} = [\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}].$$

Заметим, что множители, стоящие в квадратных скобках, нельзя переставлять, не изменяя знака произведения. Легко сообразить, что

$$[\mathbf{B} \cdot \mathbf{A}] = -[\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}]$$

по той простой причине, что

$$\sin(BA) = -\sin(AB).$$

Пользуясь этими обозначениями, мы можем представить уравнения Томсона и Лоренца в следующем виде:

$$\mathbf{M} = \left[\frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \quad\right]$$

$$\mathbf{E} = -\left[\frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \mathbf{B}\right].$$

Если взять правовинтовую систему координат, изображенную на рис. 380 и направить скорость движения линий сил по оси X, то для напряжений и индукций электрического и магнитного поля мы получим следующие соотношения:

$$M_x = 0 \qquad E_x = 0$$

$$M_y = -\frac{v_x}{c} D_z \qquad E_y = +\frac{v_x}{c} B_z$$

$$M_z = +\frac{v_x}{c} D_y \qquad E_z = -\frac{v_x}{c} B_y.$$

Читатель легко может проверить эти формулы, сообразуясь с рисунками 379 и 380.

359. Закон Максвелла.— Основываясь на приведенных выше двух уравнениях (**334, 354, 355**), Максвелл показал, что электромагнитное поле должно распространяться в диэлектриках со скоростью света. Мы рассмотрим здесь самый простой случай и воспользуемся для этого упрощенными уравнениями Томсона и Лоренца.

Пусть электрические линии сил поля направлены по оси Y, магнитные линии сил — по оси Z, а скорость c_1 — по оси X (рис. 381). Для этого случая мы можем воспользоваться уравнениями предыдущего параграфа (значки x, y, z при буквах E, M и $v = c_1$ мы опускаем):

$$E = \frac{c_1}{c}\,\mu M,$$

$$M = \frac{c_1}{c}\,\varepsilon E.$$

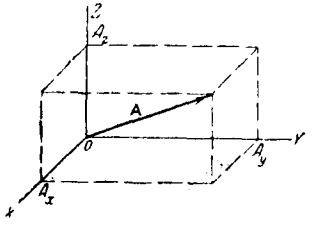


Рис. 380. Правовинтовая система координат.

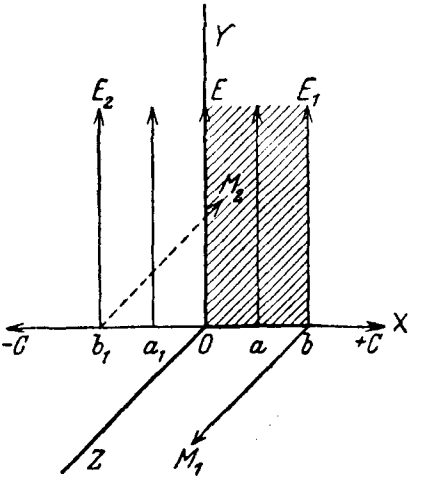


Рис. 381. Первоначальное расположение электрического поля.

Из этих уравнений мы можем вывести два следствия.

Разделяя одно уравнение на другое, получаем:

$$\sqrt{\varepsilon}\,E = \sqrt{\mu}\,M.$$

Если одно из полей E или M дано, то и другое поле получает вполне определенное значение.

Умножая уравнения друг на друга и сокращая на EM, получаем для скорости распространения:

$$c_1 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}.$$

Это уравнение выражает *закон Максвелла*. Для чистого эфира, где $\varepsilon = \mu = 1$, мы получаем:

$$c_1 = c = 3 \cdot 10^{10}\ см/сек,$$

т. е. скорость света в пустоте. Этот результат и дал повод Максвеллу сделать гипотезу, что свет представляет собою тоже электромагнитные волны.

360. Распространение электромагнитных волн.— Для того чтобы результат предыдущего параграфа получил бо́льшую наглядность, мы рас-

смотрим подробнее, как происходит распространение электромагнитных волн.

Положим, что около точки O (рис. 381) в пределах bb_1 дано электрическое поле E. Такое же поле пусть действует во всей пластинке, параллельной плоскости YZ толщиною bb_1, а в остальном пространстве пусть никакого поля не будет. Такое расположение электрического поля не останется в покое. Действительно мы знаем (322, **342**), что электрические трубки сил давят друг на друга своими боковыми поверхностями и следовательно в заданном нам электрическом поле давления линий сил будут направлены и по оси X и по оси Z. Но так как поле в направлении Z распространено до бесконечности, то во всякой точке имеются два равных и противоположных давления, которые уравновешивают друг друга. В направлении же X на пограничных плоскостях, проходящих через точки b и b_1, данное электрическое поле не испытывает противодействия, и линии сил взаимным внутренним давлением будут *выдавливаться* по направлению $+X$ и $-X$; поле придет в движение. Но как только линии сил придут в движение, сейчас же (по первому уравнению Максвелла) возникнут магнитные линии сил. Эти последние тоже будут давить друг на друга, а от их движения (по второму закону Максвелла) должны возникнуть новые электрические линии сил и т. д. Как видим, данное нам электрическое поле придет в движение и будет сопровождаться магнитными полями: у нас получатся две *электромагнитные* волны, распространяющиеся по $+X$ и $-X$.

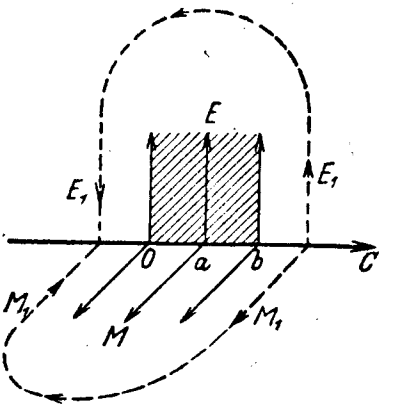


Рис. 382. Электромагнитная волна по оси OX.

Выделим волну, идущую по $+X$ (рис. 382). Если поле распространяется вдоль C, то в неподвижной точке пространства около O произойдет ослабление поля. Ослабление поля эквивалентно по Максвеллу электрическому току смещения (333, **353**), направленному противоположно E, т. е. на рис. 382 сверху вниз. Этот ток будет образовывать вокруг себя магнитное поле M_1, как показано на чертеже пунктиром. В свою очередь получающееся вследствие движения *ослабление* магнитного поля около O будет индуцировать электрическое поле E_1 (пунктир, рис. 382). Из рисунка прямо видно, что весь процесс движения полей будет происходить следующим образом: *спереди* будут все время возникать *новые* электрические и магнитные поля *того же* направления, что и первоначальное, тогда как *сзади* первоначальные поля будут *уничтожаться* вновь возникающими полями. В результате участок электромагнитного поля Oab будет двигаться вдоль C, не изменяя своей формы.

Совершенно те же явления мы получим в другой части электрического поля E_2 (рис. 381); только здесь и магнитное поле M_2 и направление движения будут противоположны только что рассмотренным полям E_1 и M_1.

Если первоначальное поле не распространено по оси Z до бесконечности, как это мы выше приняли, а тоже имеет границу, как и по оси X, тогда мы получим более общий случай распространения электромаг-

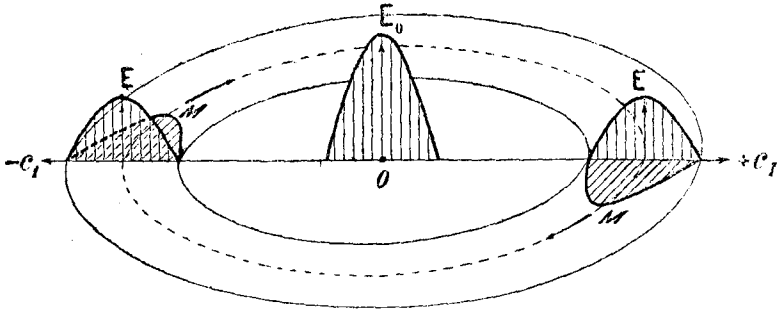


Рис. 383. Распространение электромагнитного поля.

нитного поля *во все стороны*; только в направлении первоначального поля Y не будет движения, потому что по этому направлению нет давления линий сил.

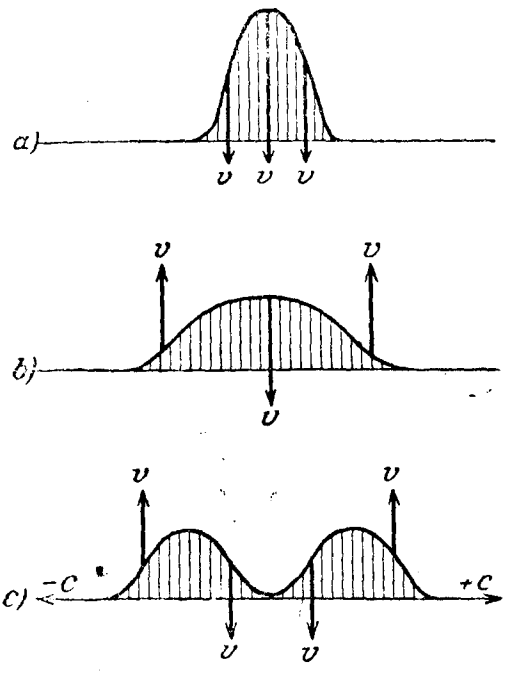


Рис. 384. Распространение волн на поверхности воды.

На рис. 383 схематически изображен этот случай распространения электромагнитного поля. Он напоминает собою распространение волн на поверхности воды.

361. Аналогия с волнами на поверхности воды.— Рассуждения, приведенные в предыдущем параграфе, очень похожи на те, которыми мы объясняем себе распространение волн на поверхности воды.

Положим, что где-либо на спокойном уровне воды имеется небольшое возвышение (рис. 384 a) (аналогично первоначальному электрическому полю). Такое распределение воды конечно не может оставаться в покое; непосредственно под возвышением давление будет больше, чем в соседних точках, вследствие чего возвышение, а в особенности его средняя часть, будет опускаться, а соседние части поверхности воды будут подниматься (рис. 384 b) (аналогично появлению магнитного поля). Средняя часть первоначального возвышения, опускаясь быстрее боковых частей, окажется

ниже этих последних, и посредине образуется углубление; однако это углубление не будет происходить беспредельно, потому что дальнейшему опусканию углубления будет противодействовать давление боковых частей (рис. 384 с); поэтому скорость опускания средних частичек воды будет постепенно уменьшаться, пока частички не лягут спокойно на нормальный уровень воды. Теперь мы получили кольцеобразное возвышение вокруг исходной точки, которое с течением времени будет все больше и больше увеличивать свой диаметр (ср. рис. 383). Движение кольца нужно себе представлять таким образом: *спереди* движущейся волны скорости частичек воды направлены вверх, получается новое возвышение, тогда как *сзади* волны частички опускаются вниз (рис. 384 с), возвышение сглаживается с нормальным уровнем воды. В первоначальном возвышении все скорости были направлены в одну сторону (рис. 384 а), а именно вниз, между тем как в движущихся волнах скорости частичек волны в передней и задней ее части направлены противоположно.

Из этого описания мы видим, что явления распространения электромагнитных и водяных волн в общем очень сходны друг с другом.

362. Энергия электромагнитных волн.— Нетрудно доказать, что в электромагнитной волне плотность электрической энергии равна плотности магнитной энергии.

Написав выражение *плотности* энергии в общем случае (78, **85**) и (184, **202**)

$$U_e = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi}, \qquad U_m = \frac{\mu M^2}{8\pi},$$

подставляем в них соотношение, полученное нами для напряжений полей:

$$\sqrt{\varepsilon}\, E = \sqrt{\mu}\, M.$$

Получаем:

$$U_e = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi} = \frac{\varepsilon}{8\pi}\left(\frac{\mu}{\varepsilon} M^2\right) = \frac{\mu M^2}{8\pi} = U_m.$$

Если мы электрическую энергию волны назовем *потенциальной*, а магнитную энергию назовем *кинетической*, то получим, что в электромагнитных волнах половина энергии потенциальная, а другая половина кинетическая. Такое же соотношение между энергиями мы имеем и в волнах на поверхности воды и в звуковых волнах в воздухе.

Полная плотность энергии в электромагнитной волне равна:

$$U_t = U_e + U_m = \frac{\varepsilon E^2}{4\pi} = \frac{\mu M^2}{4\pi} = \frac{c}{4\pi c_1} EM.$$

363. Теорема Пойнтинга.— Так как энергия электромагнитной волны движется со скоростью c_1, то *поток* этой *энергии*, проходящий сквозь *один квадратный сантиметр*, поставленный нормально к c_1, будет равен:

$$P = U_t c_1 = \frac{c}{4\pi} E \cdot M \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}.$$

Строго говоря, величину P нужно называть: *плотность потока энергии.*

Направление этого потока перпендикулярно и к направлению электрического поля и к направлению магнитного поля по правилу штопора (рис. 385).

Пойнтинг доказал эту теорему для самого общего случая любого электромагнитного поля, в котором электрическое и магнитное поле могут быть направлены и не перпендикулярно друг к другу, как это имеет место в рассмотренном нами случае. Для общего случая теорема Пойнтинга напишется так:

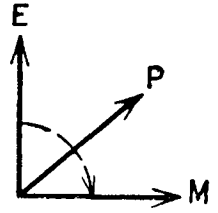


Рис. 385. Вектор Пойнтинга.

$$P = \frac{c}{4\pi} EM \sin(EM)$$

или в векторном обозначении (рис. 385):

$$\boldsymbol{P} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E} \cdot \mathbf{M}] \text{ эрг}/см^2 \text{ сек.}$$

364. Давление электромагнитных волн. — Из воззрений Фарадея и Максвелла, а также и из нашего описания распространения электромагнитных волн прямо следует, что эти волны должны производить давления на те тела, которые они встречают на своем пути. Так как давление линий сил равно плотности энергии, в них заключающейся (322, **342**), то давление волны при *нормальном* ее падении на поверхность тела будет равно:

$$p = (U_e + U_m) = U.$$

Такой величины давление мы получим, если волна, попадая в тело, поглощается им, превращаясь в теплоту. Если же волна целиком отражается от поверхности тела, то надо принять во внимание и давление отраженной волны; тогда *полное* давление на тело будет равно $2U$. Каждое тело, испускающее электромагнитную волну, тоже будет испытывать со стороны этой волны давление, равное плотности энергии испускаемой волны.

Так как свет по теории Максвелла тоже представляет собою электромагнитные волны, то все эти выводы целиком применимы и к световым волнам. На существование светового давления было указано еще Кеплером, который основывался на представлении о быстро движущихся световых частичках (теория истечения). Затем Бартоли пришел к световому давлению на основании термодинамических соображений. Наконец Максвелл указал, что это давление представляет непосредственное следствие бокового давления фарадеевских линий сил. На опыте световое давление было обнаружено впервые П. Н. Лебедевым в Москве (1900 г.)

365. Импульс электромагнитных волн. От давления, т. е. некоторой силы, мы можем перейти к существованию *импульса* этой силы. На основании второго закона механики Ньютона сила равна изменению импульса в единицу времени. Когда электромагнитная волна несется со скоростью c, то с этою скоростью несутся вместе с ней и ее энергия и ее импульс.

Представим себе цилиндр с поперечным сечением в 1 $см^2$ и с высотой, равной скорости распространения c. Обозначим плотность энергии

через U, а плотность импульса, т. е. импульс, заключающийся в единице объема,— через J. Тогда количество энергии и импульса в нашем цилиндре будет Uc и Jc. Если волна падает на поверхность тела, то, очевидно, в единицу времени на поверхность тела будет падать количество энергии, равное Uc, и количество импульса, равное Jc.

Поглощенная энергия идет бо́льшею частью на нагревание тела, а поглощение импульса в секунду (или изменение количества J в секунду) должно проявляться в виде силы; но сила на квадратный сантиметр поверхности тела есть не что иное как *давление*, испытываемое телом при поглощении этого импульса. Итак

$$p = Jc; \qquad J = \frac{p}{c}.$$

С другой стороны, мы знаем, что давление p равно плотности энергии у поверхности тела; поэтому

$$p = U; \qquad J = \frac{U}{c}.$$

Если ввести сюда поток энергии Пойнтинга: $P = Uc$, то получим:

$$J = \frac{P}{c^2}.$$

366. Масса и плотность электромагнитных волн.— В механике Ньютона импульс, или количество движения, представляет собою произведение массы на скорость:

$$J = mv.$$

Поэтому, разделив импульс на скорость, мы получим массу; точно так же, разделив плотность импульса (импульс в кубическом сантиметре) на скорость, мы получим плотность тела (массу в кубических сантиметрах).

Применяя это к электромагнитным волнам, получаем для *плотности* этих волн:

$$\sigma = \frac{J}{c} = \frac{U}{c^2}.$$

Переход от электромагнитных сил к импульсу и к массе электромагнитного поля был сделан постепенно целым рядом ученых: Дж. Томсон, Газенёрл, Планк, Абраам и Эйнштейн (J. J. Thomson, F. Hasenöhrl, M. Planck, M. Abraham, A. Einstein). Это сближение электромагнетизма с механикой имеет большое принципиальное значение для теоретической физики.

По Эйнштейну написанное выше соотношение имеет силу вообще для всех энергий и масс; каждой энергии U соответствует некоторая материальная масса m, и, наоборот, каждая материальная масса m заключает в себе количество энергии

$$U = mc^2,$$

где c равно скорости света в пустоте. Это уравнение, понимаемое в общей форме, называется *законом Эйнштейна*.

367. Принцип относительности для электромагнитных полей. — Приведенные нами выше формулы Томсона и Лоренца требуют некоторой поправки, которая следует из понятия об *относительном* движении.

Для наглядности представим себе два электромагнитных поля, находящихся в движении друг относительно друга (рис. 386). Будем называть одно из этих полей — система первая S_1, и пусть эта система S_1 движется относительно второй системы S_2 с равномерной скоростью v_x, направленной по оси X. Мы можем с таким же правом сказать, что вторая система S_2 движется относительно первой S_1 со скоростью $-v_x$. В этом и заключается понятие об *относительном* движении.

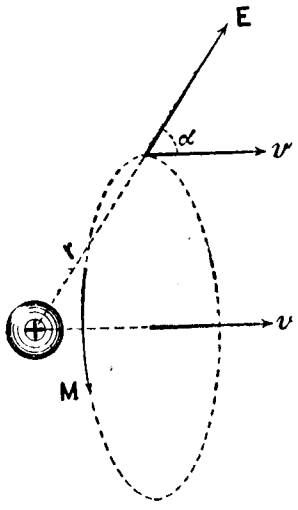


Рис. 386. Магнитное поле движущегося заряда.

Напряжение электрического поля во второй системе будет состоять из двух частей: во-первых, в нем будет действовать тоже электрическое поле, как и в первой системе E_{y1}, но кроме того в нем возникнет еще индуцированное электрическое поле, произошедшее от относительного движения магнитного поля M_{z1} первой системы. Величина этого индуцированного поля будет равна (337, 358, переменив знак при v_x и положив $\mu = 1$):

$$E'_{y2} = -\frac{v_x}{c} M_{z1}.$$

Но мы будем опускать делитель c, приняв за единицу скорости скорость света в пустоте (так называемая астрономическая единица скорости). Тогда для полного электрического поля во второй системе мы можем написать:

$$E_{y2} = E_{y1} - v_x M_{z1}.$$

Рассуждая совершенно таким же образом, получим для напряжения магнитного поля во второй системе выражение:

$$M_{z2} = M_{z1} - v_x E_{y1}.$$

Мы получили таким образом две формулы, связывающие величины напряжений электрических и магнитных полей обеих систем. Но если мы из второй формулы определим значение M_{z1} и подставим его в первую формулу, то получим:

$$E_{y2} = E_{y1} - v_x M_{z2} - v_x^2 E_{y1}.$$
$$(1 - v_x^2) E_{y1} = E_{y2} + v_x M_{z2}.$$

А между тем, если бы мы начали свое рассуждение с *первой* системы, то получили бы для нее напряжение электрического поля E_{y1}, вполне сходное с полученным нами выражением для E_{y2}, только знак при скорости был бы противоположный, а именно:

$$E_{y1} = E_{y2} + v_x M_{z2}.$$

Хотя различие в формулах и не велико, потому что обыкновенно скорость v_x (выраженная в астрономических единицах) очень мала и $(1 - v_x^2)$ очень близко к единице, тем не менее наши формулы несомненно противоречат понятию об *относительной* скорости и содержат в себе принципиальную ошибку. Для устранения этой ошибки Лоренц предложил ввести в формулы следующую поправку. Если мы обозначим через

$$\varkappa = \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2},$$

то соотношения между полями двух движущихся относительно друг друга систем S_1 и S_2, предложенные Лоренцом, напишутся так:

$$\begin{aligned} E_{x2} &= E_{x1}, & M_{x2} &= M_{x1}, \\ \varkappa E_{y2} &= E_{y1} - v_x M_{z1}, & \varkappa M_{y2} &= M_{y1} + v_x E_{z1}, \\ \varkappa E_{z2} &= E_{z1} + v_x M_{y1}, & \varkappa M_{z2} &= M_{z1} - v_x E_{y1}. \end{aligned}$$

Если мы теперь из этих формул определим напряжения *первого* поля через напряжения второго, то получим совершенно такие же формулы, только знаки при скорости v будут противоположны; так это и следует из понятия об относительной скорости двух систем.

К тем же формулам пришел Эйнштейн на основании своего более общего принципа относительности; но принцип Эйнштейна выходит из рамок нашего изложения.

368. Пример движущегося конденсатора.— Как пример применения формул Лоренца мы рассмотрим следующий опыт.

На Земле установлен заряженный конденсатор так, чтобы линии сил его электрического поля были перпендикулярны к направлению движения Земли. Мы знаем, что движущийся конденсатор образует около себя магнитное поле (330, **350**). Более того, скорость движения Земли (30 *км* в секунду) приблизительно в 30 000 раз больше, чем те скорости, которые мы можем достичь при опытах с движущимся конденсатором в лаборатории. Отсюда заключаем, что и магнитное поле, образуемое установленным на движущейся Земле заряженным конденсатором, тоже должно быть в 30 000 раз сильнее. Такое поле нетрудно обнаружить магнитометром. Между тем, если мы повесим около конденсатора магнитную стрелку, то как бы мы ни заряжали конденсатор, стрелка остается в покое. Подобные опыты были действительно произведены Рентгеном и Эйхенвальдом и притом самыми разнообразными способами и дали отрицательный результат: магнитометр, стоящий около заряженного конденсатора, не показывал никакого поля.

На основании этих опытов мы приходим к заключению, что магнитное поле представляет собою явление *относительное*, которое проявляется только при относительном движении заряда и магнитной стрелки (330, **350**). Когда заряды и магнитная стрелка остаются в покое, или если они движутся вместе с одинаковою скоростью, то они друг на друга не действуют.

Таким образом заряженный конденсатор и образуемое им магнитное поле находятся друг относительно друга в движении. Но если это так, то

движущееся магнитное поле должно индуцировать в конденсаторе электрическое поле величиною $vM = v^2E$, и мы должны были бы наблюдать в нем сумму обоих электрических полей $(1 + v^2)E$. Но на самом деле опыты, произведенные теми же учеными, показали, что напряжение электрического поля в конденсаторе совершенно не зависит от его движения вместе с Землею.

Покажем, что все эти и подобные им опыты непосредственно следуют из теории, предложенной Лоренцом. Будем считать Землю и все тела, движущиеся вместе с Землею, за первую систему S_1. В этой системе мы должны положить магнитное поле M_1 равным нулю. Тогда имеем для электрического поля второй системы, относительно которой Земля движется со скоростью v:

$$\varkappa E_{y2} = E_{y1}; \qquad E_{y2} = \frac{E_{y1}}{\varkappa}.$$

Подставляя это в выражение для магнитного поля, получаем:

$$M_{z2} = -v_x E_{y2}.$$

Таким образом в конденсаторе, установленном на Земле линиями сил перпендикулярно к движению Земли, действует электрическое поле E_{y1} и никакого магнитного поля нет; между тем как в *неподвижном пространстве* вблизи этого конденсатора можно было бы наблюдать магнитное поле M_{z2}, что и подтверждается на опыте. Кроме того само электрическое поле движущегося конденсатора E_{y2} в неподвижной точке пространства несколько сильнее, чем E_{y1} (потому что E_{y1} делится на величину $\varkappa$, меньшую единицы).

369. Электромагнитная масса движущегося заряда. Электрическое поле заряда, как мы знаем, направлено по радиусам и распределено равномерно во все стороны. Если заряд находится в движении, то вместе с ним движется и его электрическое поле. Но при движении линий сил заряда должно возникать магнитное поле, перпендикулярное и к соответственной линии сил и к направлению скорости движения (рис. 386).

Поэтому магнитные линии сил движущегося заряда будут образовывать круги (как вокруг электрического тока) с центрами на линии движения. Напряжение этого магнитного поля определится из формулы Томсона (335, **356**):

$$M = vE \sin(vE).$$

Подставим эту величину в выражение для плотности импульса электромагнитного поля на основании формул:

$$J_0 = \frac{P}{c^2}; \qquad P = \frac{c}{4\pi} EM,$$

получаем:

$$J_0 = \frac{E^2}{4\pi} \cdot \frac{v}{c} \sin(vE) = 2U_e \cdot \frac{v}{c} \sin(vE),$$

где U_e означает плотность энергии электрического поля заряда e; зная плотность импульса в каждой точке поля, мы можем определить и весь импульс J.

Однако для вычисления *полного* импульса нам не нужно принимать в расчет всю энергию электрического поля, потому что та составляющая поля, которая направлена вдоль по движению, не дает магнитного поля. Поэтому разложим напряжение электрического поля в каждой точке на три составляющие: одну вдоль движения и две в плоскости, перпендикулярной к скорости. Так как все эти направления перпендикулярны друг к другу, мы можем написать:

$$E^2 = E_v^2 + E_s^2 + E_n^2.$$

Но энергия поля U_0 пропорциональна *квадрату* напряжения, а потому мы можем и энергию поля представить себе разложенной на три части. Для вычисления импульса нам нужно принять в расчет только ту часть энергии, линии сил которой *перпендикулярны* к скорости. Очевидно, что из *всей* энергии U_0 поля мы должны принять в расчет только $\frac{2}{3} U_0$, причем должны положить $\sin(vE) = 1$. Таким образом для полного импульса движущегося заряда мы получаем:

$$J = \frac{4}{3} U \frac{v}{c^2}.$$

Предположим, что в движении находится заряд e, распределенный по поверхности шара радиуса a; электрическая энергия такого заряда равна (91, **99**):

$$U = \frac{e^2}{2a}.$$

Подставляя это в формулу для импульса, получаем:

$$J = \frac{2}{3} \frac{e^2}{ac^2} \cdot v.$$

Если мы сравним эту формулу с импульсом материального тела массы m, движущегося со скоростью v ($J = m_0 v$), то увидим, что электромагнитная масса движущегося заряда равна:

$$m_0 = \frac{2}{3} \frac{e^2}{ac^2}.$$

Ту же величину массы мы получили бы, если бы вычислили *магнитную энергию* движущегося заряда и сравнили ее с *кинетической* энергией $\frac{1}{2} mv^2$ движущейся массы m.

Заметим, что выражение для электромагнитной массы движущегося заряда отличается от того выражения, которое мы получили для электромагнитной волны (343, **366**): $m = \frac{U}{c^2}$; здесь у нас вошел коэфициент $\frac{4}{3}$; если бы мы предположили не *поверхностное*, а какое-либо другое распределение заряда, то и коэфициент получился бы другой.

370. Зависимость массы от скорости движения. — Полученное нами в предыдущем параграфе выражение для электромагнитной массы движущегося заряда не совсем точно. Дело в том, что мы приняли во внимание появление при движении только *магнитного* поля; но мы уже указали выше (344, **367**), что появившееся магнитное поле должно в свою очередь индуцировать добавочное электрическое поле. В результате такой взаимной индукции полей у нас получается в неподвижном эфире (относительно которого электрон движется со скоростью v) не только магнитное поле M_2, но и электрическое поле E_2, отличающееся от *электростатического* поля заряда E_1. Так как это отличие касается только составляющих E_{2n}, *перпендикулярных* к направлению движения, то линии сил движущегося заряда (для неподвижного наблюдателя) уже не будут распределены *равномерно во все стороны*, как это имело место для неподвижного шарового заряда (и как это будет казаться наблюдателю, движущемуся вместе с зарядом), а будет в поперечном направлении *сильнее*, чем в долевом (по отношению к скорости движения), согласно формулам Лоренца:

$$E_{2l} = E_{1l}; \qquad E_{2n} = \frac{1}{\chi} E_{2n},$$

где

$$\chi = \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}$$

величина, меньшая единицы. Это изменение электрического поля при движении изображено на рис. 387, a и b. Мы видим, что линии сил при движении расходятся, стремясь стать перпендикулярно к направлению движения.

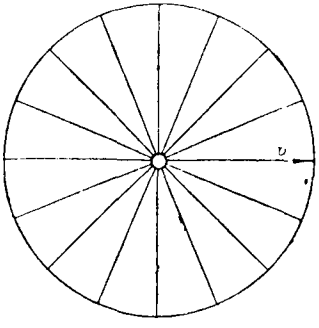


Рис. 387a. Электрические линии сил неподвижного заряда.

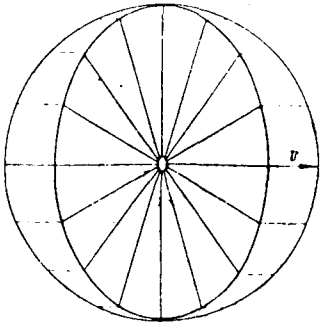


Рис. 387b. Электрические линии сил движущегося заряда.

Если мы примем во внимание это изменение электрического поля (расчет мы опускаем), при неизменном заряде e, то получим для электромагнитного импульса выражение:

$$J = \frac{m_0}{\chi} v,$$

и следовательно для электромагнитной массы движущегося заряда — величину:

$$m = \frac{m_0}{\varkappa};$$

здесь m_0 означает величину, вычисленную нами в предыдущем параграфе. Легко видеть, что при малых скоростях (по сравнению со скоростью света c) величиною $\left(\frac{v}{c}\right)^2$ можно пренебречь по сравнению с единицей, и тогда $m = m_0$. Эта величина m_0, которую мы получаем, положив $v = 0$, называется массой *покоя*. При движении электромагнитная масса увеличивается, а при скорости $v = c$, равной скорости света, электромагнитная масса делается бесконечной. Это означает, что для сообщения заряду скорости, равной скорости света, необходим бесконечно большой импульс и бесконечно большая энергия; другими словами, электрический заряд ни в каком случае не может достичь скорости света. Так как все материальные тела состоят из электрических зарядов, то и массы материальных тел должны также зависеть от скорости их движения, и материальные тела тоже ни в каком случае не могут приобрести скорость, равную скорости света.

Впрочем изменение массы тела со скоростью может сделаться заметным только при очень больших скоростях. Даже если мы возьмем для примера довольно значительную скорость Земли (и вообще небесных тел) при ее движении вокруг Солнца, которая равна около 30 *км* в секунду, то получим отношения:

$$\frac{v}{c} = 0{,}0001; \qquad \left(\frac{v}{c}\right)^2 = 0{,}00000001;$$

эта величина ничтожна по сравнению с единицей, и следовательно мы можем положить $\varkappa = 1$ и $m = m_0$.

Масса при таких скоростях не будет заметно зависеть от скорости. Однако для электронов, выбрасываемых радием, отношение $\frac{v}{c}$ достигает величины 0,99, при этом увеличение массы электронов со скоростью становится значительным и было действительно подтверждено на опыте.

При больших скоростях и выражение для кинетической энергии движущейся массы получается иное, а именно, вместо обычного

$$U_N = \frac{1}{2} m_0 v^2,$$

как это мы имеем в механике Ньютона, где масса принимается постоянной, независящей от скорости, мы получаем выражение:

$$U_k = mc^2 = \frac{m_0}{\varkappa} c^2.$$

Для того чтобы определить, чему равняется кинетическая энергия при *малых* скоростях, разложим величину $\frac{1}{\varkappa}$ в ряд (по биному Ньютона):

$$\frac{1}{\varkappa}=\left[1-\left(\frac{v}{c}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}}=1+\frac{1}{2}\left(\frac{v}{c}\right)^2+\text{высшие степени } \ldots .$$

При малых скоростях мы можем ограничиться двумя первыми членами ряда, и тогда получаем для кинетической энергии:

$$U_k=m_0c^2+\frac{1}{2}m_0v^2+\ldots .$$

Второй член этого выражения совпадает с тем, что мы имеем в механике Ньютона, между тем как первый член m_0c^2 совсем не зависит от скорости. Эта энергия (343, **366**)

$$U_0=m_0c^2$$

по толкованию Эйнштейна заключается внутри каждой, даже *покоящейся*, массы m_0.

Мы можем сделать этот вывод Эйнштейна более наглядным, если представим себе, что все материальные тела, как это мы уже неоднократно предполагали, состоят из электрических зарядов, и тогда m_0 будет не что иное, как электромагнитная масса поля этих зарядов.

Так как $c^2=9\cdot10^{20}$, то мы видим, что внутри материальных тел должно заключаться громадное количество энергии. Каждый грамм материального тела содержит:

$$9\cdot10^{20}\text{ эрг}=\text{около } 2\cdot10^{13}\text{ малых калорий},$$

или около десяти биллионов килограммометров.

ЭЛЕКТРОНЫ

ЭЛЕКТРОЛИТЫ

I. ВВЕДЕНИЕ

371. Атомы и молекулы.— Прежде чем приступить к изложению основных электрохимических законов, мы считаем необходимым напомнить читателю некоторые химические термины, которыми нам придется пользоваться в дальнейшем.

Целый ряд опытных данных из области химии и физики привели к заключению, что материальные тела, которые обычно представляются нам *непрерывно* сплошными, на самом деле состоят из отдельных, очень малых, неразличимых глазом частичек. К такому заключению приводят прежде всего *законы простых и кратных весовых отношений*, в которых тела входят в химические соединения друг с другом. Так например 2 *г* водорода соединяются с 16 *г* кислорода и образуют 18 *г воды*. Но те же 2 *г* водорода могут при известных условиях соединиться и с 32 *г* кислорода и образовать *перекись водорода*. Если же мы смешаем 2 *г* водорода с 20 *г* кислорода в каком-либо замкнутом сосуде и заставим их реагировать друг с другом химически, например произведя в этой смеси искровой разряд, то после взрыва, во время которого и происходит химическое соединение водорода с кислородом, мы найдем в сосуде 18 *г* воды и остаток в 4 *г* кислорода, который с водородом не соединился. Для того чтобы объяснить этот факт, а также громадное количество других аналогичных фактов, была предложена атомистическая гипотеза, формулированная (1808) Дальтоном (J. Dalton) таким образом: каждое тело состоит из отдельных, неделимых частичек — *атомов*, одинакового веса и вообще одинаковых свойств; при химических соединениях только *целое* число атомов одного тела может соединяться с *целым* же числом атомов другого тела; дробное же число частичек тела вообще выделено быть не может. Из этой гипотезы непосредственно вытекает закон кратных весовых соотношений при химических соединениях. Обозначая через H и O атомы водорода и кислорода, мы получим для воды и перекиси водорода формулы H_2O, H_2O_2 или HO.

Вода и перекись водорода тоже состоят из отдельных частичек, которые, в отличие от атомов, называются *молекулами*; таким образом каждая молекула может состоять из нескольких атомов.

В настоящее время известно около 90 *различных* атомов, т. е. около 90 так называемых *простых тел*, отдельные частички которых неразложимы химически на более элементарные частички. Что же касается химически *сложных тел*, то их число громадно, потому что каждая молекула сложного тела может содержать в себе и одинаковые и различные атомы, и притом число (непременно целое) и расположение атомов в молекуле могут быть весьма разнообразны.

Примером простой молекулы может служить молекула водорода в его газообразном состоянии при обыкновенных условиях; молекула водорода

состоит из двух атомов водорода H_2. Молекулы паров металлов, например ртути, состоят из одного атома. Примером более сложной молекулы могут служить: винный спирт — C_2H_5OH, виноградный сахар — $C_6H_{12}O_6$ и т. д.

372. Атомный и молекулярный вес. — Мы уже сказали, что атомы и молекулы чрезвычайно малы и вес каждого атома в отдельности не может быть определен обычным способом взвешивания. Однако мы можем определить *отношения* между весами атомов из их химических соединений, пользуясь атомистической гипотезой. Так например, разлагая воду электролизом, мы получаем на каждые 2 *г* водорода 15,9 *г* кислорода; так как кроме того целый ряд химических опытов приводит нас к заключению, что в молекуле воды содержатся два атома водорода и один атом кислорода (H_2O), то мы заключаем, что атом кислорода в 15,9 раз тяжелее атома водорода.

Атом водорода самый легкий из всех атомов простых тел, и прежде вес этого атома принимался за *единицу* при вычислении весов других атомов. Практика показала однако, что веса атомов гораздо точнее определяются из кислородных химических соединений. Поэтому условились ради удобства для атомного веса кислорода принять целое число 16; а в таком случае атомный вес водорода уже не будет равен единице, а

$$H = 16 : 15{,}9 = 1{,}0077.$$

В самое последнее время оказалось, что принятие атомного веса кислорода равным целому числу 16 не только практично, но и может быть обосновано теоретически (см. ниже, Строение атомов).

Атомные веса и обозначения атомов простых тел даны в приведенной ниже менделеевской таблице.

Молекулярный вес очевидно равен сумме весов, заключающихся в молекуле атомов.

Если молекула состоит из одного атома, как например молекула паров ртути $Hg = 200$, то очевидно молекулярный вес равен атомному весу.

Молекулы водорода и кислорода при обыкновенной температуре в газообразном состоянии состоят из двух атомов; поэтому молекулярный вес водорода будет $H_2 = 2{,}016$, а кислорода: $O_2 = 32$.

Молекулярные веса поваренной соли и серной кислоты равны соответственно:

$$Cl + Na = 35{,}46 + 23{,}00 = 58{,}46,$$
$$H_2 + S + O_4 = 2{,}016 + 32{,}06 + 4 \cdot 16 = 98{,}08.$$

373. Валентность. — *Химическими эквивалентами* называются весовые отношения, в которых различные элементы замещают друг друга в химических соединениях; при этом опять химический эквивалент водорода принимается равным 1,008.

Если данный элемент замещает один атом водорода, то он называется *одновалентным*.

Так например один атом натрия в поваренной соли NaCl замещает один атом водорода соляной кислоты HCl; точно так же два атома Na в глауберовой соли Na_2SO_4 заместили два атома водорода серной кислоты H_2SO_4; как в том, так и в другом случае натрий одновалентен.

Легко сообразить, что *химический эквивалент одновалентного вещества равен его атомному весу.*

Нечто иное мы имеем в медном купоросе $CuSO_4$, где *один* атом меди заместил *два* атома водорода серной кислоты H_2SO_4. Здесь медь *двухвалентна.* Если атомный вес меди 63,6, т. е. если *один* атом меди тяжелее *одного* атома водорода в 63,6 раза, то очевидно, что один атом меди тяжелее двух атомов водорода в $\frac{63,6}{2} = 31,8$ раза; значит химический эквивалент меди в медном купоросе равен 31,8.

Вообще *химический эквивалент n-валентного вещества в n раз меньше его атомного веса.*

Валентность одного и того же вещества в различных его соединениях может быть различна, как это видно например из сопоставления формул хлористого и хлорного железа $FeCl_2$ и $FeCl_3$ с формулой соляной кислоты HCl.

374. Грамм-атом, -молекула, -эквивалент. — Если взять какое-либо вещество в таком количестве, чтобы число граммов его равнялось атомному весу, то такое количество вещества носит название одного *грамм-атома.*

Грамм-атом водорода будет заключать в себе 1,008 *г*, грамм-атом кислорода — 16 *г* и т. д.

Обозначим вес атома водорода через m_1 и число этих атомов, составляющих один грамм-атом, через N_1; тогда можем написать: для водорода

$$N_1 m_1 = 1,008 \text{ г}$$

и соответственно с этим для кислорода

$$N_2 m_2 = 16 \text{ г}.$$

Но так как веса атомов m_1 и m_2 элементов относятся как их атомные веса, 1,008 и 16, то мы приходим к заключению, что

$$N_1 = N_2.$$

Другими словами: *в грамм-атоме любого вещества заключается всегда одно и то же число атомов.*

Это число впервые определено Лошмидтом на основании кинетической теории газов, и в настоящее время на основании более точных опытов можно принять, что число атомов в одном грамм-атоме

$$N = 60,6 \cdot 10^{22}.$$

Грамм-молекулой называется число граммов данного вещества, равное его молекулярному весу; грамм-молекула водорода весит 2,016 *г*, грамм-молекула ртути — 200 *г*.

Если каждая молекула составлена из *n* одинаковых атомов, то грамм-молекула будет весить в *n* раз больше, чем грамм-атом.

Грамм-молекула иногда обозначается знаком *Mol.*

Подобным же образом *грамм-эквивалент* вещества содержит в себе число граммов, равное его химическому эквиваленту; грамм-эквивалент водорода будет — 1,008 *г*, грамм-эквивалент меди — 31,8 *г*.

Легко видеть, что в одной грамм-молекуле *любого вещества* заключается $N = 60{,}6 \cdot 10^{22}$ молекул, т. е. столько же молекул, сколько атомов в грамм-атоме.

375. Закон Бойля-Мариотта — Гей-Люссака. — Наиболее простые физико-химические законы наблюдаются тогда, когда вещество находится в газообразном состоянии, и законы эти тем проще, чем дальше данное вещество от сжижения. Это обстоятельство объясняется тем, что в газообразном состоянии отдельные молекулы находятся на сравнительно далеком расстоянии друг от друга, и, если даже при своем движении они встречают друг друга, тем не менее то время, в течение которого они могут действовать друг на друга молекулярными силами, ничтожно по сравнению с тем временем, которое они употребляют на переход от одной такой встречи к следующей. Как известно, для таких *идеальных* газов установлен Бойлем-Мариоттом и Гей-Люссаком закон, который связывает давление p, объем v и температуру t газа следующею формулой:

$$\frac{pv}{1+\alpha t} = C,$$

где $\alpha = \frac{1}{273}$ — коэфициент расширения газов, а C — постоянная для данной массы газа величина.

Если вместо температуры t по шкале Цельсия ввести *абсолютную температуру* $\vartheta = t + 273$, то формула примет вид:

$$pv = R\vartheta;$$

здесь R — опять постоянная величина, но уже в 273 раза меньшая, чем C.

Численное значение величины R зависит от того, сколько газа мы взяли. Так например, если взять одну грамм-молекулу водорода (2,016 *г*) и заключить ее в объем одного литра при абсолютной температуре $\vartheta = 273°$ (т. е. при 0° Ц), то опыт показывает, что давление водорода оказывается равным $p = 22{,}41$ атмосферы.

Подставляя эти данные в формулу Бойля-Мариотта, получаем:

$$22{,}41 \cdot 1 = R \cdot 273 \; л \cdot атм,$$

откуда

$$R = 0{,}0821 \; л \cdot атм.$$

376. Гипотеза Авогадро. — Простые соотношения, которые были найдены между объемами газов до их химического соединения и после него, привели Авогадро к гипотезе, что *в одинаковых объемах различных газов, находящихся при одинаковых температурах и давлениях, находится одинаковое число молекул.* Само собою разумеется, что мы не можем проверить справедливость гипотезы Авогадро непосредственным счетом газовых молекул; тем не менее все следствия, которые были выведены из этой гипотезы, оправдались на опыте.

Приняв во внимание, что в грамм-молекуле любого вещества всегда находится одно и то же число молекул, а именно $N = 60{,}6 \cdot 10^{22}$, мы можем сказать, что, по гипотезе Авогадро, одна грамм-молекула

любого вещества, находясь в идеально газообразном состоянии и занимая данный объем v при данной температуре ϑ, будет иметь одно и то же давление p, какое бы вещество это ни было. Но мы только-что видели, что грамм-молекула водорода (2,016 *г*), занимая объем $v = 1$ *л* при $\vartheta = 273°$, дает давление $p = 22{,}41$ *атм* и $R = 0{,}0821$; следовательно те же цифры остаются в силе для 32 *г* кислорода и для 28,08 *г* азота и т. п.

Таким образом, если написать формулу Бойля-Мариотта и Гей-Люссака в таком виде:

$$pv = 0{,}0821 \cdot \vartheta \ л \cdot атм,$$

то она будет годна для *любого газа, взятого в количестве одной грамм-молекулы.*

Мы вычислили величину постоянной R, приняв за единицу объема один литр (1 000 $см^3$) и за единицу давления одну атмосферу, причем

$$1 \ атм = 1{,}0333 \ кг/см^2 = 1{,}014 \cdot 10^6 \ дин/см^2.$$

Если мы желаем выразить R в абсолютных единицах, то должны подставить: $л \cdot атм = 1{,}014 \cdot 10^9$ дин $\cdot см$, или эрг.

Тогда формула наша будет иметь вид:

$$p \cdot v = 8{,}32 \cdot 10^7 \ \vartheta \text{ эрг}.$$

Так как одна малая калория равна $4{,}2 \cdot 10^7$ эрг (316, **334**), то приблизительно можно принять, что

$$p \cdot v = 2 \vartheta \ кал.$$

Мы сказали выше, что одна грамм-молекула водорода, заключенная в одном литре (1 000 $см^3$) при 0° Ц образует давление в 24,41 атмосферы; то же количество газа в одном кубическом сантиметре производили бы давление $24{,}41 \cdot 10^3$ атмосфер. С другой стороны, мы знаем что в одной грамм-молекуле заключается $60{,}6 \cdot 10^{22}$ молекул (*число Лошмидта*). Следовательно один кубический сантиметр при 0° и при давлении одной атмосферы будет содержать молекул водорода:

$$\frac{60{,}6 \cdot 10^{22}}{24{,}41 \cdot 10^3} = 27{,}7 \cdot 10^{18},$$

т. е. около 28 триллионов молекул. По гипотезе Авогадро *то же самое* число молекул будет содержаться в кубическом сантиметре *любого* газа при тех же нормальных условиях. Это число иногда называют числом Авогадро. Как видим, числа Лошмидта и Авогадро отличаются друг от друга множителем $24{,}41 \cdot 10^3$.

377. Закон Дальтона.— Положим, что мы имеем несколько различных газов, которые, будучи помещены в данном объеме порознь, имели бы давление p_1, p_2 и т. д. Опыт показывает, что если смешать все газы и поместить их все вместе в том же объеме, то общее их давление будет:

$$p = p_1 + p_2 + \ldots \text{ и т. д.}$$

Этот закон, найденный Дальтоном, означает, что в смеси газов каждый из них давит на стенки сосуда *независимо* от присутствия в том же объеме других газов. Давления p_1 p_2 и т. д. называются *парциальными* давлениями соответствующих газов.

378. Кинетическая теория газов. — Все вышеприведенные для газов законы можно представить как следствие так называемой кинетической теории газов. По воззрениям, которые были высказаны еще Д. Бернулли (1738) и которые были разработаны в особенности Клаузиусом, Максвеллом и Больтцманом, мы представляем себе газы, состоящими из отдельных молекул, которые находятся в постоянном движении. Молекулы эти бо́льшую часть своего пути проходят свобо́дно, двигаясь по инерции прямолинейно, но иногда они сталкиваются друг с другом и со стенками того сосуда, в котором заключен газ, и тогда они меняют свою скорость. Отдельных молекул газа мы, правда, не видим, но их толчки о стенку сосуда обнаруживаются нами в виде *давления* газа. Легко видеть, что это давление будет тем больше, чем больше находится в данном объеме молекул и чем больше их живая сила.

Положим, что m — масса одной молекулы и w — ее скорость. Количество движения будет mw. Пусть в каждом кубическом сантиметре данного нам газа находится n молекул, и положим, что все молекулы движутся с одною и тою же скоростью w; тогда сквозь квадратный сантиметр, поставленный нормально к w, в каждую секунду пролетит nw молекул (поток молекул, 42, **43**), и их количество движения будет $nw \cdot mw$.

Если поставленная нами площадка в квадратных сантиметрах непроницаема для молекул газа, то они отразятся от нее, подобно тому, как отражаются упругие шары от борта биллиарда. Определим ту силу, с которой молекулы давят на поставленную на их пути площадку. Величина силы, по второму закону Ньютона, равна изменению количества движения в секунду. Так как скорость w молекулы при столкновении ее со стенкой меняет свой знак, то изменение скорости равно $2w$; изменение количества движения каждой молекулы равно $2mw$, а изменение количества движения всех ежесекундно попадающих на 1 $см^2$ молекул будет:

$$nw \cdot 2mw = 2nmw^2.$$

Это и будет следовательно сила, с которой молекулы действуют на 1 $см^2$ площадки, или *давление* молекул на стенку сосуда. Но на самом деле скорости различных молекул одного и того же газа далеко не одинаковы и могут иметь различные направления. Мы можем однако под w^2 подразумевать некоторую *среднюю величину из квадратов* скоростей всех молекул и кроме того можем предположить, что движения молекул настолько разнообразны и бе́спорядочны, что из всех n молекул, находящихся в данном кубическом сантиметре, на каждую из 6 площадок, образующих кубический сантиметр, попадает в среднем одна шестая часть всех n молекул. После этого величина давления на 1 $см^2$ определится в

$$p = \frac{nmw^2}{3} = \frac{2}{3} n\bar{\varepsilon}_x,$$

где $\bar{\varepsilon}_x$ означает среднюю кинетическую энергию молекул газа.

Это и есть основное уравнение кинетической теории газов.

379. Следствия из кинетической теории. — Умножив обе части этого уравнения на объем газа v, получаем:

$$pv = \frac{2}{3} nv \cdot \bar{\varepsilon}_x = \frac{2}{3} N \cdot \bar{\varepsilon}_x,$$

здесь $N = nv$ равно числу всех молекул заключенных в объеме v.

Если кинетическая энергия молекул остается постоянной, например при постоянной температуре, то и величина pv должна оставаться постоянной. В этом и заключается закон Бойля-Мариотта.

Далее, из сопоставления нашей формулы с законом Гей-Люссака,

$$pv = R\vartheta = \frac{2}{3} N \cdot \bar{\varepsilon}_x,$$

мы видим, что живая сила молекул пропорциональна абсолютной температуре.

Если дано несколько газов при одинаковом давлении p и температуре ϑ, то, как это видно из нашей формулы, число молекул N, находящихся в одинаковых объемах v, тоже будет одинаково.

Это и есть гипотеза Авогадро.

Для одной грамм-молекулы газа коэфициент R у нас получился равным $8{,}32 \cdot 10^7$; но в каждой грамм-молекуле $N = 60{,}6 \cdot 10^{22}$ молекул, следовательно

$$\frac{2}{3} N \bar{\varepsilon}_x = R\vartheta = 8{,}32 \cdot 10^7 \cdot \vartheta,$$

откуда видим, что средняя живая сила одной молекулы *любого состава* всегда равна:

$$\bar{\varepsilon}_x = \frac{3}{2} \frac{R}{N} \vartheta = \frac{3}{2} \varkappa \vartheta \text{ эрг},$$

причем

$$\varkappa = \frac{8{,}32 \cdot 10^7}{60{,}6 \cdot 10^{22}} = 1{,}37 \cdot 10^{-16}.$$

Коэфициент $\varkappa$ носит название больтцмановой постоянной (360, **381**).

Закон Дальтона о независимости давления нескольких газов, находящихся в смеси, прямо следует из того обстоятельства, что молекулы отдельных газов не действуют друг на друга молекулярными силами, а ударяют о стенки сосуда независимо друг от друга.

Вообще же необходимо заметить, что все законы для идеальных газов лишь постольку оправдываются на опыте, поскольку время свободного движения молекулы велико по сравнению со временем столкновения, т. е. со временем взаимодействия молекулярных сил.

По средней кинетической энергии молекул мы можем вычислить и среднюю их скорость. В формуле

$$N \cdot m \frac{w^2}{2} = \frac{3}{2} R\vartheta$$

произведение $N \cdot m$ представляет собою грамм-молекулу M газа. Следовательно

$$w_e = \sqrt{w^2} = \sqrt{\frac{3R\vartheta}{M}}.$$

Возьмем например $\vartheta = 273°$; подставляя для кислорода $M = 32$, а для водорода $M = 2{,}016$, получаем скорости для кислорода: $w = 4{,}6 \cdot 10^4$ *см*/сек, а для водорода — $1{,}8 \cdot 10^5$ *см*/сек. Как видим, молекулы водорода при 0° Ц имеют скорость около двух километров в секунду. При температуре вольтовой дуги (4 000°) скорость молекул водорода будет около 8 *км* в секунду.

Не надо однако забывать, что таким образом мы определили среднюю величину из квадратов скоростей и извлекли затем квадратный корень. Полученный таким образом результат может отличаться от обычного *среднего* значения скоростей. (Так например среднее из 2 и 3 равно 2,5; между тем среднее из квадратов их — 4 и 9 — равно 6,5, что по извлечении квадратного корня дает 2,55, отличающееся от 2,5.) Средние величины, полученные из квадратов, часто называют *эффективными средними* значениями.

380. Закон Максвелла о распределении скоростей между молекулами.— Мы уже указывали выше, что на самом деле молекулы газа не движутся все с одинаковыми скоростями. Такое явление было бы даже в высшей степени невероятным и не могло бы продолжаться долго. Действительно представим себе, что мы искусственно сообщили всем молекулам какого-либо газа одну и ту же скорость; тогда уже в следующий момент времени после столкновения молекул газа с молекулами стенок сосуда, а затем и друг с другом, скорости их изменились бы и по величине и по направлению. Для различных молекул эти изменения оказались бы различными, потому что это зависит от того, при каких условиях и под каким углом происходил толчок; а так как условия столкновений могут быт до бесконечности разнообразны, то и изменения скоростей будут тоже крайне разнообразны, или, как мы можем сказать, вообще *случайны*. Поэтому через некоторое, и притом весьма короткое, время от произведенного нами *одинакового* движения всех молекул не останется и следа; скорости газовых молекул окажутся распределенными в *полном беспорядке*. Какова при этом будет скорость молекул, мы конечно сказать не можем, но мы можем оценить *вероятность* нахождения той или иной скорости. Молекулы с более вероятными скоростями должны чаще встречаться, и в каждый момент времени их будет больше, чем молекул с менее вероятными скоростями. Так например даже без всяких вычислений мы можем сказать, что скорость, равная нулю, т. е. остановка молекулы, хотя и возможна, но будет происходить только в исключительных случаях, крайне редко, и вероятность скорости $v = 0$ ничтожна, мы можем ее считать равною нулю. То же самое мы должны сказать о бесконечно большой скорости $v = \infty$, она тоже невероятна. Теория вероятностей дает возможность оценить вероятность появления скорости любой величины между упомянутыми только-что крайними пределами нуль и бесконечность. Пользуясь теорией вероятностей, Максвелл

(1860) впервые установил закон наиболее вероятного распределения скоростей между газовыми молекулами в виде следующей формулы:

$$F = \frac{4}{\sqrt{\pi}} x^2 e^{-x^2},$$

где

$$x = \frac{v}{a}.$$

При этом a есть численный коэфициент, который, как мы сейчас увидим, пропорционален абсолютной температуре газа ϑ.

Для большей наглядности мы представим формулу Максвелла графически (рис. 388а).

Из этой кривой мы видим прежде всего, что скорости $v = 0$ и $v = \infty$ крайне невероятны, потому что для этих значений $F = 0$; это подтверждает то предположение, которое мы уже высказали выше и без вычислений. Далее, кривая имеет максимум высоты при $x = 1$, т. е.

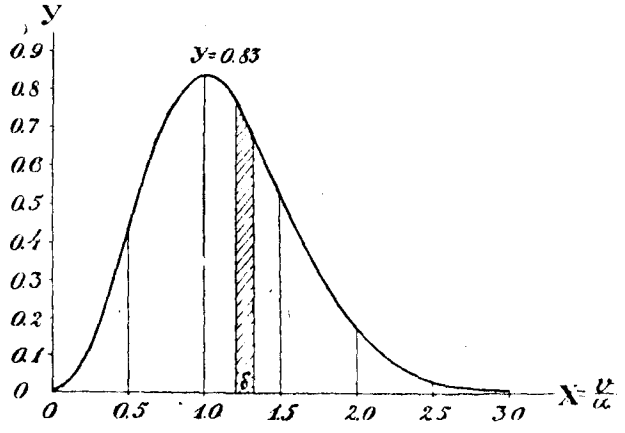


Рис. 388а. Распределение скоростей молекул по Максвеллу.

$v = a$; это означает, что a представляет собою не что иное как *наиболее вероятную* скорость из всех возможных скоростей. В обе стороны от своего максимума кривая спускается довольно круто; мы видим, что вероятность появления скорости $v = \frac{1}{2} a$ приблизительно вдвое меньше, чем для скорости a, а вероятность появления скорости $2a$ даже в пять раз меньше, чем для скорости a. Отсюда заключаем, что, хотя скорости молекул могут быть разнообразны до бесконечности, тем не менее большинство молекул будут иметь скорости, близкие к величине a.

На основании кривой Максвелла мы можем определить *среднее* значение всех возможных скоростей, а также и среднее из *квадратов* скоростей. Оказывается, что средняя скорость равна:

$$\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} a = 1{,}13\, a,$$

а *средняя* величина из *квадратов* скоростей равна:

$$\overline{v^2} = \frac{3}{2} a^2.$$

Поэтому средняя кинетическая энергия молекулы при ее массе m будет равна:

$$\bar{\varepsilon}_x = \frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2} \cdot \frac{ma^2}{2}.$$

Сравнивая эту величину средней кинетической энергии с той, которую мы получили раньше (357, **379**), мы видим, что наиболее вероятная кинетическая энергия молекулы равна:

$$\frac{ma^2}{2} = x\vartheta.$$

Величину x^2, которая у нас встречается в формуле Максвелла, мы теперь можем представить таким образом:

$$x^2 = \frac{v^2}{a^2} = \frac{mv^2}{2} : \frac{ma^2}{2} = \frac{\varepsilon}{x\vartheta},$$

где ε — кинетическая энергия какой-либо молекулы, а сама формула Максвелла получит вид:

$$F = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\varepsilon}{x\vartheta} e^{-\frac{\varepsilon}{x\vartheta}}.$$

381. Обобщение Больтцмана. — Больтцман сделал очень важное обобщение формулы Максвелла на те случаи, когда молекулы газа подвержены действию каких-либо внешних сил. Больтцман показал, что в таком случае в формуле Максвелла нужно ввести не только кинетическую энергию молекул, но и их потенциальную энергию. Обозначая через ε_x, ε_p и ε — кинетическую, потенциальную и полную энергию молекулы, имеем:

$$e^{-\frac{\varepsilon}{x\vartheta}} = e^{-\frac{\varepsilon_p}{x\vartheta}} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_x}{x\vartheta}}.$$

Это равносильно умножению формулы Максвелла на

$$B = e^{-\frac{\varepsilon_p}{x\vartheta}}.$$

Для того чтобы сделать обобщение Больтцмана более наглядным, мы разберем случай газа, находящегося в поле земного тяготения, другими словами: применим эту формулу к воздуху земной атмосферы.

Обозначим через m среднее значение массы молекул воздуха и через g ускорение силы тяжести; тогда вес молекулы будет равен mg. Для того чтобы поднять эту молекулу на некоторую высоту h, нужно затратить работу:

$$\varepsilon_p = mgh.$$

Это и будет представлять собою *потенциальную энергию* молекулы, причем нулевой потенциал принят там, где мы считаем $h = 0$ (уровень

моря). Ускорение силы тяжести g, а также и температуру воздуха ϑ мы будем принимать постоянными, чтобы не осложнять расчета. Тогда на основании формулы Максвелла-Больцмана мы можем сказать следующее.

В слое воздуха, проходящем на некоторой высоте h, распределение скоростей молекул подчиняется закону Максвелла; но если мы будем сравнивать слои воздуха на *разных* высотах, то должны принять во внимание множитель B формулы Больцмана. Но множитель этот *уменьшается* с высотою. Это означает, что чем выше мы будем подниматься над уровнем моря, тем вероятность найти там молекулу будет делаться все меньше и меньше. Отсюда прямо следует, что распределение молекул по различным высотам h должно происходить пропорционально множителю Больцмана. Так как число молекул, находящихся в одном кубическом сантиметре, пропорционально плотности и давлению воздуха, то для давлений воздуха p_2, p_1 на разных высотах h_2, h_1 мы можем, основываясь на законе Больцмана, написать (рис. 388*b*):

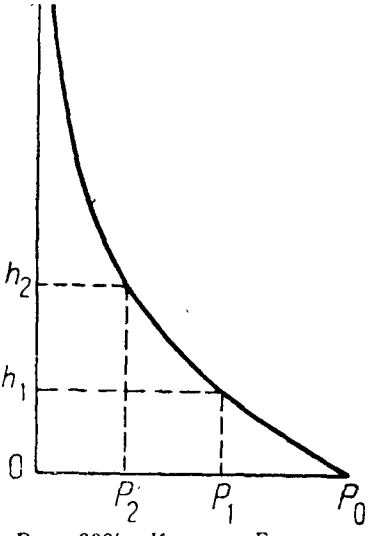


Рис. 388b. Кривая Больцмана.

$$p_2 : p_1 = e^{-\frac{mg}{k\vartheta}(h_2 - h_1)}.$$

Если мы определим отсюда

$$h_2 - h_1 = \frac{R\vartheta}{Mg} \lg \frac{p_1}{p_2},$$

то получаем формулу, которой пользуются геодезисты при так называемом *барометрическом нивеллировании* (определение разности высот при помощи барометра).

Формула Больцмана пригодится нам ниже для наиболее простого решения некоторых вопросов, встречающихся и в учении об электричестве.

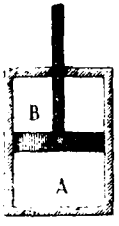


Рис. 389. Равновесие газов.

382. Диффузия газов. — Представим себе цилиндр AB (рис. 389), в котором поршень или перегородка отделяет друг от друга два различных газа A и B. Если давления обоих газов одинаковы, то очевидно поршень будет в равновесии. Но если мы отнимем перегородку, то увидим, что оба газа уже не будут оставаться в покое, а начнут смешиваться, или *диффундировать* друг в друга. Равновесие же наступит только тогда, когда оба газа смешаются совершенно и каждый из них займет весь объем AB. Самый процесс диффузии будет происходить тем быстрее, чем больше давление диффундирующих газов и чем меньше их трение.

Явление диффузии можно наблюдать и в том случае, когда перегородка оставлена на месте, но сделана из такого материала, который

проницаем для газов, как например перегородка из пористой глины. Тогда газ, помещенный в A, будет проходить сквозь перегородку в помещение B, и одновременно с этим газ, помещенный в B, будет проходить в A. Если оба газа одинаковы и при одинаковых условиях давления и температуры, то количество газа, переходящее ежесекундно из A в B, будет равно количеству, переходящему из B в A; но так как движения отдельных частиц газа мы не видим, то нам будет казаться, что ничто не меняется, т. е. что оба газа находятся в равновесии.

Если же оба газа A и B различны и диффундируют сквозь перегородку с различною скоростью, то очевидно, что в той части сосуда, куда диффундирует более быстрый газ, давление должно повыситься. Это повышение давления будет происходить до тех пор, пока разность не компенсирует разницу в быстроте диффузии обоих газов.

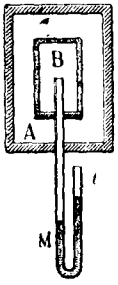


Рис. 390. Диффузия газов.

Можно сделать перегородку из такого материала, который почти не пропускает ни одного из смешивающихся газов. Подобные перегородки называются *полупроницаемыми*. Так например тонкая пластинка металла палладия легко пропускает водород и не пропускает азота. Если сосуд A заполнить водородом, а B — азотом при одинаковых давлениях (рис. 390) и цилиндр B сделать из тонкого листового палладия, то азот останется в отделении B, тогда как водород будет постепенно диффундировать сквозь палладий; эта диффузия будет происходить до тех пор, пока *парциальное* давление водорода в B не сделается равным давлению водорода в A.

Заметим, что если давление азота в B обозначить через p, а давление водорода в A через p_0, то, когда парциальное давление водорода в B сделается равным его давлению в A, мы получим полное давление в B равным $p + p_0$. Как видим, давление в B будет больше, чем давление в A, и притом на величину парциального давления p азота, т. е. *того газа, который перегородкой не пропускается*.

Подобный опыт можно произвести на приборе, показанном на рис. 390. Если в сосуде A поддерживать постоянно давление водорода равным одной атмосфере, то после окончания процесса диффузии водорода сквозь палладиевые стенки внутрь сосуда B мы увидим по манометру M парциальное давление азота в сосуде B.

383. Свойства растворов. — Совершенно аналогичные явления мы наблюдаем в растворах. Положим, что в цилиндре AB (рис. 391) налита вода, а в отделении B мы поместим кроме того сахар. Удалив перегородку, мы заметим, что сахар начнет *диффундировать* из B в A и в конце концов займет весь объем AB. Следовательно сахар в воде тоже обладает некоторой упругостью, подобно газам, и имеет свое парциальное давление. Это парциальное давление растворенного тела внутри раствора называется *осмотическим давлением*.

Наблюдать осмотическое давление непосредственно мы не можем, как не можем наблюдать парциальное давление какого-либо газа, находящегося в смеси с другим газом, но если подыскать *полупроницаемую* перегородку, как это мы сделали с водородом (рис. 390), то можно измерить осмотическое давление растворенного вещества. Такие

полупроницаемые перегородки для некоторых тел найдены; так например Пфефер показал, что тонкая пленка железистосинеродистой меди проницаема для воды и непроницаема для сахара.

Возьмем сосуд A с чистой водой (рис. 391) и погрузим в него пористый сосуд B с раствором сахара; сахар будет понемногу диффундировать сквозь поры сосуда B и в конце концов растворится во всем объеме AB; при этом уровень воды в манометрической трубке M останется неизменным и будет тот же, что и в сосуде AB. Но если в порах сосуда B осадить железистосинеродистую медь и затем повторить весь опыт, то сахар уже не будет в состоянии переходить из B в A, тогда как частицы воды будут проходить сквозь поры и в ту и другую сторону. Однако из сосуда A, где помещена чистая вода, будет переходить в B в единицу времени большее число частиц, чем из B в A, и мы будем наблюдать такое же явление, как и в опыте с водородом, а именно манометр M будет подниматься до тех пор, пока разность уровней в M и в A не будет соответствовать осмотическому давлению сахара в растворе B.

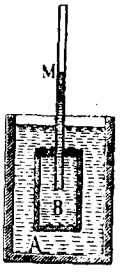


Рис. 391. Осмотическое давление.

Из многочисленных измерений осмотического давления в растворах оказалось, что оно прежде всего не зависит от природы растворителя (точно так же, как и парциальное давление газа в смеси не зависит от природы того газа, с которым он смешан); далее, оказалось что законы Бойля-Мариотта и Гей-Люссака с теми же коэфициентами применимы и для осмотического давления, и наконец, как это показал Вант-Гофф, к растворам применима гипотеза Авогадро. Одним словом, растворенное тело ведет себя так, как будто бы оно было газом, заключенным в объеме растворителя.

Для того чтобы дать некоторое понятие о величине осмотического давления, я приведу следующий пример. Возьмем три куска сахара, или около 20 *г*, и растворим их в стакане воды, т. е. в объеме 250 *см*^{3}. Так как грамм-молекула сахара ($C_{12}H_{22}O_{11}$) равна 342 *г*, то 342 *г* сахара в литре воды дали бы осмотическое давление около 23 *атм*; три куска сахара в стакане дадут:

$$p = 23\,\frac{20}{342}\cdot\frac{1000}{250} = \text{около } 6\ \textit{атм}.$$

Как видим, это давление весьма значительное, и может явиться вопрос, почему же стенки стакана остаются целыми. Но дело в том, что осмотическое давление не давит непосредственно на стенки стакана, а на поверхность растворителя, т. е. воды. На поверхности же воды всегда имеется еще другое давление, направленное внутрь жидкости, которое несравненно больше вычисленной нами величины и измеряется десятками тысяч атмосфер. Это давление обусловлено взаимным притяжением частиц растворителя.

Итак для вычисления осмотического давления мы можем применять формулу:

$$p = \frac{R\vartheta}{v}.$$

При этом не надо забывать, что $R=8{,}3\cdot 10^7$ определено для массы одной грамм-молекулы растворенного вещества. Если в каждом кубическом сантиметре раствора содержится η' грамм-молекул растворенного вещества, тогда

$$p=\frac{\eta' R\vartheta}{v}.$$

Величина η' называется молекулярной концентрацией раствора.

Впрочем очень часто концентрацию растворов относят не к грамм-молекуле, а к грамм-эквиваленту. Легко видеть (353, **374**), что эквивалентная концентрация при n-валентном ионе в n раз больше, чем молекулярная концентрация:

$$\eta=n\eta'.$$

В таком случае осмотическое давление выразится формулою:

$$p=\frac{\eta R\vartheta}{nv}.$$

384. Диссоциация. — Положим, что мы нагреваем какой-нибудь газ при постоянном объеме и наблюдаем его давление. Давление это будет расти с температурой по закону:

$$p=\frac{R}{v}\vartheta.$$

Однако этот закон уже не будет иметь места, если при повышении температуры в газе произойдет химическое разложение, ибо наша формула годна только для тех изменений, при которых число молекул остается постоянным. Химические разложения при высокой температуре наблюдаются довольно часто. Так например пары хлористого аммония (нашатырь) NH_4Cl разлагаются на аммиак NH_3 и хлористый водород HCl. Если это разложение произошло при какой-нибудь температуре полностью на два газа, то мы получим очевидно в том же объеме вдвое больше молекул, чем до разложения, а тогда, по закону Авогадро, и давление p должно тоже удвоиться. Наоборот, если в каком-нибудь случае мы наблюдаем давление вдвое большее, чем это следует по формуле, то это указывает нам, что газ разложился.

Диссоциация бывает иногда неполная. Положим, что давление газа до диссоциации было p и что некоторая часть его α диссоциировала: очевидно α есть правильная дробь, т. е. меньше единицы. Мы можем рассматривать весь газ до диссоциации как бы состоящим из двух частей: одна часть α производит давление αp, другая же производит давление $(1-\alpha)p$; полное их давление будет $\alpha p+(1-\alpha)p=p$. Пусть из каждой молекулы сложного газа при диссоциации получилось n молекул; тогда парциальное давление диссоциированной части газа после разложения сделается равным $n\alpha p$, тогда как недиссоциированная часть газа осталась и теперь при прежнем давлении $(1-\alpha)p$. Полное давление такого частью диссоциированного газа будет:

$$n\alpha p+(1-\alpha)p=p[1+(n-1)\alpha].$$

Как видим, давление вследствие диссоциации возросло, и при $n=2$ оно возрастает в $(1+\alpha)$ раз. При полной диссоциации всего газа $\alpha=1$, а давление $2p$, т. е. увеличивается вдвое.

Так как растворенное вещество ведет себя совершенно так же, как и газ, заключенный в объеме раствора, то совершенно те же рассуждения приложимы и к растворам. Поэтому, если в каком-либо растворе осмотическое давление оказывается больше, чем это должно было бы быть по закону Вант-Гоффа, то мы должны притти к заключению, что молекула растворенного вещества во время растворения распалась на несколько молекул, т. е. что вещество диссоциировалось.

II. ЭЛЕКТРОЛИЗ

385. Проводники второго рода. — В предыдущих главах мы изучали тепловые и магнитные действия электрического тока; теперь нам предстоит несколько подробнее ознакомиться с химическими его действиями, о которых мы уже упоминали (119, **125**). Так как явления эти служат предметом изучения специальной науки — *электрохимии*, то наше изложение здесь будет по возможности кратким.

Химические действия электрического тока обнаруживаются не во всех проводниках; так например, пропуская ток по медной проволоке, мы можем при достаточно сильном токе накалить и даже расплавить ее, в окружающем ее пространстве мы получим сильное магнитное поле, но, сколько бы времени мы ни пропускали ток по медной или вообще по металлической проволоке, никаких химических действий его мы при этом не заметим.

Совершенно иное получится, если взять какой-либо раствор, например раствор соляной кислоты в воде; тогда даже при небольшом токе мы тотчас же заметим выделение хлора и водорода.

Имея в виду такое различие, называют проводники, не разлагающиеся током, — проводниками *первого рода*, а проводники, разлагающиеся током, — проводниками *второго рода*, или *электролитами* (от греческого слова λύω — разъединяю).

К электролитам относятся не только водные растворы, но и растворы в других жидкостях, а также растворы в твердых телах. С другой стороны, не всякий раствор разлагается током; так например раствор сахара в воде — не электролит.

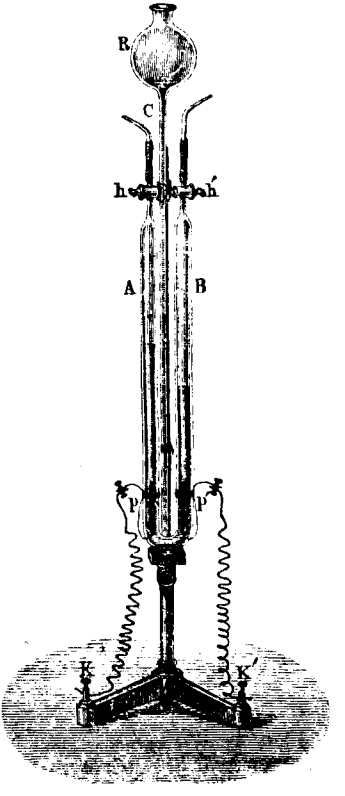


Рис. 392. Электролиз воды.

386. Анод и катод. — На рис. 392 представлен прибор, служащий для демонстрации электролиза. Он состоит из трех трубок: *A*, *B* и *C*, соединенных вместе. В трубках *A* и *B* для подводки электрического тока впаяны платиновые проволоки *P*, которые внутри трубок снабжены платиновыми пластинками.

Эти пластинки, или проволоки, Фарадей назвал *электродами* (ὁδός — путь), причем пластинка, заряженная положительным электричеством, по которой ток *входит* в электролит, называется *анодом*; противоположная ей пластинка, при посредстве которой ток *выходит* из электролита, называется *катодом*.

Открыв краны h, наливают электролит через воронку R; по наполнении трубок A и B закрывают краны h и пускают ток. Если электролит — вода, к которой для электропроводности прибавлено немного серной кислоты, то в трубке A, где ток входит в электролит, выделяется кислород, тогда как в трубке B выделяется водород. Оба газа можно затем выпустить из кранов h и подвергнуть химическому исследованию.

387. Вторичные реакции при электролизе. — Большею частью продукты разложения при электролизе не выделяются непосредственно на электродах, а вступают в химические реакции с растворителем или с материалом электрода. Так например при электролизе раствора серной кислоты H_2SO_4 мы прежде всего получаем продукты H_2 и SO_4, но радикал SO_4 сейчас же вновь соединяется с водой по формуле:

$$2SO_4 + 2H_2O = 2H_2SO_4 + O_2,$$

образуя вновь серную кислоту и выделяя кислород. Таким образом в результате серная кислота остается в растворе, а разлагается лишь вода.

При разложении раствора NaCl мы получаем Na и Cl; но натрий, соединяясь с водою, дает едкий натр и выделяет водород, тогда как Cl может соединиться с веществом электрода, если например электрод сделан из меди или цинка. Иногда полученное с материалом электрода химическое соединение само переходит в раствор. Наконец возможны случаи растворения или поглощения выделенного электролизом вещества материалом электрода; так например электрод из платины поглощает водород, угольный электрод поглощает хлор и т. д.

388. Законы Фарадея. — Только-что указанные побочные явления долгое время затемняли собою законы электролиза. Этим объясняется, почему, несмотря на то, что факт разложения воды электрическим током был замечен Никольсоном и Карлейлем (Nicholson, Carlisle) еще в 1800 г., тем не менее основные законы этого разложения были установлены Фарадеем лишь в 1836 г.

Этих законов два.

Первый закон Фарадея устанавливает пропорциональность между количеством разложенного вещества q, с одной стороны, силою тока и временем его прохождения — с другой. Этот закон можно выразить формулою:

$$q = K \cdot J \cdot t.$$

Так например один ампер, разлагая раствор хлористоводородной кислоты, выделяет в каждую секунду 0,01044 *мг* водорода и 0,3674 *мг* хлора. Два ампера выделили бы в то же время вдвое больше вещества, и чем дольше будет проходить электрический ток, тем больше выделится продуктов разложения.

Первый закон Фарадея можно проверить на опыте следующим образом. Если ток J (рис. 393), пройдя через электролит A, идет затем по электролитам B и C, включенным в цепь параллельно, то, если все электролиты одинаковы, количества выделенного вещества в A, B и C будут относиться, как силы токов J, J_1 и J_2. При этом количество вещества, выделенного в A, будет равно сумме количеств, выделенных в B и C.

Коэфициент пропорциональности K в вышеприведенной формуле для различных веществ оказывается различным; так мы видим, что для водорода он равен 0,01044, для хлора — 0,3674 и т. д.

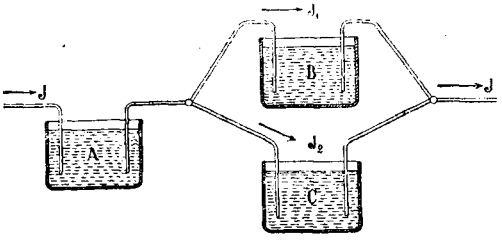


Рис. 393. Доказательство первого закона Фарадея.

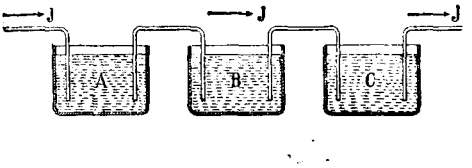


Рис. 394. Доказательство второго закона Фарадея.

Второй закон Фарадея касается именно этого коэфициента K. Фарадей заметил, что коэфициент K пропорционален химическому эквиваленту данного вещества.

Представим себе несколько электролитов A, B и C (рис. 394), например раствор хлористоводородной кислоты HCl, раствор азотнокислого серебра $AgNO_3$ и т. д., включенными в одну и ту же цепь тока последовательно; тогда через все эти электролиты будет итти один и тот же ток и в течение одного и того же времени. Опыт показывает, что при этом один ампер выделяет ежесекундно: 0,3674 *мг* хлора, 0,01044 *мг* водорода, 1,1181 *мг* серебра и т. д.

Разделив эти числа на соответственные химические эквиваленты, получим:

$$\begin{aligned} \text{Cl} &— 0{,}3674 : 35{,}45 = 0{,}01036, \\ \text{H} &— 0{,}01044 : 1{,}008 = 0{,}01035, \\ \text{Ag} &— 1{,}1181 : 107{,}93 = 0{,}01036, \end{aligned}$$

т. е. одно и то же число — 0,01036.

Итак, если обозначить химический эквивалент данного вещества через Q, то второй закон Фарадея выразится так:

$$K = 0{,}01036 \cdot Q.$$

При этом предполагается, что Q выражено в миллиграммах.

389. Влияние валентности. — Заметим, что все приведенные нами вещества *одновалентны*, т. е. вступают в химические соединения, заменяя *один* атом водорода; поэтому их химические эквиваленты Q равны их атомным весам A; но для n-валентного вещества, как мы знаем,

$$Q = \frac{A}{n}.$$

Если включить в цепь последовательно растворы HCl, H_2SO_4 и $CuSO_4$ и пропустить через них один ампер в течение одной секунды, т. е. один кулон электричества, то как в первом, так и во втором растворе выделится 0,01044 *мг* водорода и в третьем — 0,3281 *мг* меди. Разделив полученное число 0,3281 *мг* на химический эквивалент меди 31,8, получаем опять 0,01036.

Валентность одного и того же элемента бывает в различных соединениях различна; так например в хлористом железе $FeCl_2$ железо двухвалентно, тогда как в хлорном $FeCl_3$ оно трехвалентно. Поэтому, если мы включим в одну и ту же цепь последовательно растворы $FeCl_2$ и $FeCl_3$, то, согласно закону Фарадея, при пропускании тока силою в один ампер, мы будем получать ежесекундно и из того и из другого раствора одинаковое количество хлора, который всегда одновалентен, а именно ежесекундно получим 0,3674 *мг* хлора; что же касается железа, то очевидно на то же количество хлора из первого раствора выделится в полтора раза больше Fe, чем из второго. Так как атомный вес железа Fe = 55,9, то его химический эквивалент в хлористом железе будет $\frac{55,9}{2} = 27,9$ и один ампер в секунду выделит $0,01036 \cdot \frac{55,9}{2} = 0,2896$ *мг* железа, тогда как из хлорного железа в то же самое время выделится лишь $0,01036 \cdot \frac{55,9}{3} = 0,1931$ *мг* железа.

390. Общее выражение для законов Фарадея. — Оба закона Фарадея можно выразить одной формулой. Обозначив через A атомный вес выделяемого током вещества и через n — его валентность, получим для количества выделяемого электролизом вещества формулу:

$$q = C\frac{A}{n}Jt.$$

Если q выражено в миллиграммах, J — в амперах и t — в секундах, то C = 0,01036 для *любого вещества.*

Если мы желаем q выразить в граммах, то C будет в 1000 раз меньше.

Заметив, что $Jt = e$ есть не что иное, как количество электричества, прошедшее через электролит в t секунд, можем написать:

$$q = 1,036 \cdot 10^{-5}\frac{A}{n}e \text{ г.}$$

Наконец для выражения закона Фарадея можно воспользоваться еще понятием *грамм-эквивалент.*

Из формул Фарадея непосредственно вытекает, что если количество выделенного вещества q равно $\frac{A}{n}$ г, т. е. составляет один грамм-эквивалент, то количество прошедшего сквозь электролит электричества

$$e = \frac{1}{1,036 \cdot 10^{-5}} = 96\,500 \text{ кулонов.}$$

Это означает, что *для выделения одного грамм-эквивалента любого вещества необходимо 96 500 кулонов.*

Это число в честь Фарадея обыкновенно обозначается буквою F. После всего вышесказанного закону Фарадея можно придать следующую форму:

$$q = \frac{A}{n} \cdot \frac{e}{F}.$$

391. Гипотеза Гротгуса. — При первых же опытах с электролизом бросилось в глаза то обстоятельство, что выделение продуктов разложения происходит не во всем объеме электролита, в котором идет электрический ток, а лишь на тех металлических пластинках или проволоках, которые соприкасаются с электролитом и по которым ток входит в электролит или выходит из него. Заметим, что электрическое поле, а также и ток во время электролиза направлены внутри электролита от *анода* к *катоду*, но выделение вещества происходит *только у самых электродов.*

Для объяснения этого обстоятельства Гротгус сделал гипотезу, что молекулы растворенного вещества состоят из двух частей, из которых одна часть заряжена положительным электричеством, другая же —

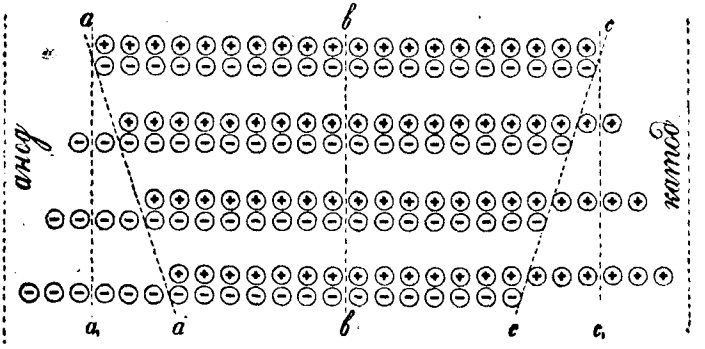


Рис. 395. Движение ионов по воззрениям Гротгуса.

отрицательным электричеством. Первая из них под действием электрического поля электродов будет двигаться вдоль по полю, т. е. от анода к катоду, вторая — в противоположную сторону. Для большей наглядности мы можем иллюстрировать гипотезу Гротгуса двумя цепями (цепи Гротгуса), из которых одна состоит из положительных звеньев ⊕, другая же — из отрицательных ⊖ (рис. 395). Если двигать эти цепи в противоположные стороны, то получим представление о гипотезе Гротгуса. На рис. 395 представлены четыре последовательных положения цепей Гротгуса. Легко видеть, что, несмотря на такое движение обеих частей, мы всегда найдем внутри электролита и положительные и отрицательные части в одинаковом количестве, т. е. будем иметь обыкновенный раствор без всякого видимого разложения его составных частей, и только на концах электролита, т. е. у электродов, мы получим: у катода — избыток положительно заряженных частиц, а у анода — избыток отрицательно заряженных.

Если придерживаться этого воззрения, то оказывается, что *водород* и все *металлы* двигаются вместе с током и следовательно заряжены *положительным* электричеством, тогда как *кислород, хлор* и др. заряжены *отрицательным* электричеством.

Имея в виду такое движение составных частей электролита, Фарадей назвал их ионами (ωʹ — идущий), причем ион, заряженный положительным электричеством и идущий к катоду, назван *катионом*, а идущий к аноду — *анионом*. Так например водород и металлы оказываются катионами, кислород и хлор — анионами. Впрочем, во избежание недоразумений, мы будем употреблять термины ⊕-ион и ⊖-ион.

392. Гипотеза Гельмгольца. — Итак механизм прохождения электрического тока в электролитах оказывается связанным с движением материальных частичек или ионов; помимо же ионов никакого электрического тока в электролитах не проходит; значит здесь мы имеем дело с *электрической конвекцией* (327, **346**). Дойдя до металлического электрода, эти частички, или ионы, отдают ему свой заряд, который идет дальше по металлу, образуя обыкновенный *гальванический* ток в цепи; сами же ионы, разрядившись, выделяются у электродов уже не в виде ионов, а в виде обыкновенных незаряженных молекул.

По закону Фарадея, при прохождении через электролит $F=96\,500$ кулонов электричества всегда выделяется один грамм-эквивалент любого вещества. Отсюда заключаем, что *каждый грамм-эквивалент ионов несет на себе* $F=96\,500$ *кулонов электричества.*

С другой стороны, мы знаем (353, **374**), что грамм-эквивалент водорода состоит из $N=60\cdot10^{22}$ атомов. Отсюда следует, что каждый атом водорода в электролите несет на себе:

$$e=\frac{F}{N}=\frac{96\,500}{60\cdot10^{22}}=16\cdot10^{-20}\text{ кулонов.}$$

То же самое количество электричества несет с собою при электролизе атом любого одновалентного вещества. В грамм-эквиваленте двухвалентного вещества число атомов вдвое меньше N, следовательно на каждый атом придется количество электричества $2e$; для трехвалентного вещества получим $3e$ и т. д.

Все это, вместе взятое, приводит нас к следующему важному заключению: *электричество способно соединяться с атомами химических элементов в простых кратных отношениях.*

В химии для объяснения того обстоятельства, что химические элементы способны соединяться только в простых и кратных атомным весам отношениях, была предложена атомистическая гипотеза; ибо, если действительно водород и кислород состоят из отдельных цельных атомов, то понятно, что возможны соединения одного атома кислорода с одним атомом водорода или с двумя атомами водорода, но дробные части уже становятся невозможными. Совершенно с таким же правом мы можем, для объяснения закона Фарадея, принять существование отдельных атомов электричества e; этот атом играет в ионах такую же роль, как атом *одновалентного* вещества в химических соединениях, причем возможны соединения каждого атома какого-либо вещества с e, с $2e$ и т. д., но дробные части e невозможны.

Это заключение было сделано Гельмгольцем в его знаменитой фарадеевской речи (Helmholtz, 1880).

393. Электрон и отношение заряда иона к его массе. — В настоящее время атом электричества получил название *электрона*. Соединение электрона с каким-либо химическим атомом или с целою системою атомов будет *ион*. Так например соединение атома водорода с положительным электричеством будет ион водорода; точно так же атом хлора, соединяясь с отрицательным электроном, дает ион хлора. Так как один атом электричества содержит $e = \frac{F}{N}$ кулонов, а один атом вещества имеет вес $m = \frac{A}{N}$, где A — атомный вес, то отношение заряда одновалентного иона к его массе равно:

$$\frac{e}{m} = \frac{F}{A}.$$

Для водорода

$$\frac{e}{m} = 96\,500 \frac{\text{кул.}}{г} = 9\,650 \; \textbf{\textit{C-G-S-M}},$$

т. е. около 10^4 ***C-G-S-M***. Для других элементов, где атомный вес больше, отношение это будет пропорционально меньше. Так например для натрия Na = 23,05 это отношение будет равно 423 ***C-G-S-M***.

III. ДВИЖЕНИЕ ИОНОВ

394. Теория Клаузиуса-Аррениуса. — Продолжая развивать гипотезу Гротгуса о движении ионов, мы наталкиваемся на следующее затруднение. Дело в том, что для электролитов, как и для проводников первого рода, имеют место законы Ома и Джоуля, согласно которым вся энергия постоянного тока превращается целиком в теплоту. Между тем в электролитах, кроме нагревания, наблюдаются еще и химические действия; спрашивается: откуда же берется энергия для химического разложения при электролизе? Что этой энергией нельзя пренебрегать, что она не может быть незаметна, — на это указывает уже то обстоятельство, что разложенные нами вещества, например хлор и водород, обладают большим химическим сродством друг к другу; они соединяются со взрывом, и при образовании одного грамма соляной кислоты выделяется около 600 калорий тепла.

Для того чтобы устранить это противоречие Клаузиус предложил следующую гипотезу. По воззрениям кинетической теории газов, в которой Клаузиус сам много работал, отдельные молекулы газов находятся постоянно в движении. Перенося это воззрение и на отдельные атомы, Клаузиус предположил, что и атомы, составляющие молекулы, тоже постоянно двигаются, но в обыкновенном состоянии эти атомы настолько связаны друг с другом химическими силами, что они не удаляются значительно из сферы действия взаимных сил, составляя целую молекулу. При растворении же эти силы под влиянием растворителя ослабляются, так что некоторые составные части молекулы, по край-

ней мере на некоторое время, настолько далеко отходят друг от друга, что являются уже *диссоциированными*. Если молекула состоит из двух частей и эти части заряжены взаимно противоположными электричествами, то в то время как они являются диссоциированными, они подпадают под действие электрического поля и потому передвигаются в противоположные стороны, т. е. делаются ионами. На своем пути они встречаются с идущими навстречу ионами, соединяются с ними, частью же опять разъединяются, чтобы итти затем дальше. Таким образом, по воззрению Клаузиуса, *в электролите мы имеем молекулы, частью диссоциированные,* и потому никакой новой энергии на их разложение уже более не требуется.

Аррениус (1887), совершенно из других соображений, пришел к тем же воззрениям, что и Клаузиус; но кроме того Аррениус — и это его главная заслуга — указал, какая количественная связь устанавливается согласно такому воззрению между различными физическими и химическими свойствами растворов, и на целом ряде примеров самым блестящим образом показал, что эта связь действительно оправдывается на опыте и что поэтому, приняв гипотезу электролитической диссоциации, мы в состоянии объяснить не только явление электролиза, но и целый ряд других явлений, бывших до того необъясненными.

395. Электролитическая диссоциация. — Из гипотезы Клаузиуса-Аррениуса о диссоциации молекул в электролитах мы можем прежде всего заключить, что электролиты должны при той же концентрации обнаруживать большее осмотическое давление, чем не электролиты. Это заключение подтверждается на опыте, и уже давно было обращено внимание на то обстоятельство, что некоторые растворы, и притом как раз растворы, проводящие электрический ток, имеют осмотическое давление выше нормального; только до Аррениуса не знали, какая может быть логическая связь между осмотическим давлением и электропроводностью растворов.

Заметим, что результаты электролитической диссоциации не всегда одинаковы с результатами распадения молекулы от других причин. Так например хлористый аммоний NH_4Cl, как мы выше заметили, диссоциирует при высокой температуре на NH_3 и HCl, тогда как в растворе он распадается на аммоний NH_4, заряженный положительным электричеством и играющий роль металла, и хлор Cl, заряженный отрицательным зарядом. Но этому не надо удивляться: разные причины могут приводить и к разным последствиям. Кроме того не нужно забывать, что в электролитах продукты распадения заряжены равными и взаимно противоположными электричествами; так в приведенном примере NH_4 заряжен положительным, а Cl — отрицательным электричеством; существованием этих именно зарядов мы и объясняем себе, согласно Гротгусу, явление электролиза. Пары же NH_4Cl, диссоциированные на NH_3 и HCl, электрического тока не проводят, и молекулы NH_3 и HCl лишены зарядов.

396. Ионизация и молизация. — Положим, что в данном нам растворе часть α всего растворенного вещества диссоциирована. От величины α будет зависеть как осмотическое давление (364, **383**), так и электропроводность раствора. Сам же коэфициент α будет зависеть от температуры, от свойства растворителя, но также и от количества растворенного ве-

щества. Эту последнюю зависимость можно вывести, как это показал Оствальд, из тех соображений, которыми обыкновенно руководятся при вычислении степени диссоциации неэлектролитической.

Пусть в каждом кубическом сантиметре раствора находится n молекул растворенного вещества, из которых αn диссоциированы и $(1-\alpha)n$ находятся в данный момент в связанном состоянии. Не нужно однако думать, что диссоциированными будут все время одни и те же молекулы; ведь, согласно кинетическим воззрениям Клаузиуса, все молекулы в растворе постоянно разъединяются на ионы и вновь соединяются. Назовем первый процесс *ионизацией*, а второй — *молизацией*. Ежесекундно будет появляться тем больше новых ионов, чем больше $(1-\alpha)n$. Обозначим через P некоторый коэфициент ионизации: тогда число молекул, ионизирующихся (распадающихся на ионы) ежесекундно, будет $P(1-\alpha)n$. С другой стороны, αn диссоциированных в данный момент молекул будут снова молизироваться, и эта молизация будет итти тем быстрее, чем больше в растворе $\oplus$-ионов (а их αn) и чем больше в растворе $\ominus$-ионов (а их тоже αn). Следовательно процесс молизации будет итти пропорционально $(\alpha n)^2$. Обозначим поэтому через $Q\alpha^2n^2$ число молекул, молизирующихся (вновь соединяющихся) ежесекундно. Для равновесия, или, другими словами, для неизменности состояния раствора, необходимо, чтобы число ежесекундно распадающихся молекул равнялось числу ежесекундно соединяющихся, — необходимо, чтобы ионизация равнялась молизации, т. е. чтобы

$$P(1-\alpha)n = Q\alpha^2n^2,$$

откуда

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \frac{P}{Q}\cdot\frac{1}{n}.$$

Эта формула и выражает закон Оствальда, который связывает коэфициент α с числом n молекул растворенного вещества, приходящихся на каждый 1 $см^3$ раствора, т. е. с концентрацией раствора.

Отношение $\frac{P}{Q}$ для данного раствора — постоянная величина, т. е. не зависит от α, но конечно для разных растворов и разных условий температуры и давления как P, так и Q будут разные. Из этой формулы прежде всего следует, что для очень разжиженных растворов ($n=0$) величина α должна быть равна единице. Значит для бесконечно разжиженных растворов все молекулы диссоциированы, и все они следовательно участвуют в электрическом токе, идущем в электролите.

Противоположный случай мы имеем при весьма слабой диссоциации, когда α мало в сравнении с 1; тогда по нашей формуле $\alpha = \sqrt{\frac{P}{Q}}\cdot\frac{1}{\sqrt{n}}$, т. е. α, а следовательно и электропроводность будет обратно пропорциональна квадратному корню из концентрации.

Необходимо однако сделать оговорку, что закон Оствальда не всегда оправдывается; в особенности резки разногласия теории с опытом для сильно диссоциированных электролитов.

397. Движение ионов. — Познакомившись с основными законами электролитической диссоциации, перейдем теперь к изучению движения ионов под действием электрического поля, т. е. к электрическому току в электролитах.

Пусть m — масса какого-нибудь иона, e — его заряд и E — напряжение поля. Сила, с которой электрическое поле действует на ион, будет eE; но ион, придя под действием этой силы в движение, встречает в растворе громадное сопротивление своему движению в виде трения. Положим силу этого трения пропорциональной скорости движения иона u, пусть эта сила будет $-k_1u$. Тогда, если обозначим через $\dot{u}$ ускорение иона, то уравнение движения иона напишется так:

$$m\dot{u} = eE - k_1u.$$

Из этого уравнения[1] мы видим, что при большом коэфициенте трения k_1 ускорение быстро уменьшается; по истечении сравнительно короткого промежутка времени можно положить ускорение равным нулю, и тогда

$$eE = k_1u,$$

т. е. тогда сила поля уравновешивается силою трения. Такое движение иона с постоянной скоростью называется *установившимся* движением; при этом скорость иона достигает своей наибольшей величины, возможной при данной силе eE и при данном коэфициенте трения:

$$u = \frac{eE}{k_1}.$$

Для отрицательного иона, с другим коэфициентом трения k_2, точно так же полученная скорость будет:

$$v = \frac{eE}{k_2}.$$

Пусть в каждом кубическом сантиметре раствора находится n $\oplus$-ионов и столько же $\ominus$-ионов. Если скорость $\oplus$-ионов u, то сквозь каждый квадратный сантиметр поперечного сечения электролита будет ежесекундно проходить nu ионов. При заряде каждого иона e мы получим ежесекундный перенос положительного электричества в количестве enu. В то же самое время количество отрицательного электричества, переносимого $\ominus$-ионами в обратную сторону, будет $-env$.

Следовательно, мы можем считать (115, **117**), что полное количество *положительного* электричества, прошедшее через квадратный сантиметр электролита в секунду, или, что то же самое, *плотность тока в электролите*, будет

$$i = en(u + v).$$

В этой формуле en есть заряд всех ионов одного знака, находящихся в 1 $см^3$ раствора. Между тем мы знаем (368, **390**), что заряд одного

[1] Предлагаем читателю решить это уравнение и определить, по какому закону возрастает скорость иона со временем.

грамм-эквивалента иона равен $F = 96\,500$ кулонов. Поэтому, если мы через η обозначим эквивалентную концентрацию, т. е. число грамм-эквивалентов ионов одного знака, находящихся в 1 $см^3$ раствора, то

$$cn = F\eta,$$

и следовательно

$$i = F\eta(u + v)$$

Если не все η грамм-молекул диссоциированы, а только часть их α, то, согласно Аррениусу, только эта часть и участвует в переносе электричества, т. е. в электрическом токе, и мы будем иметь:

$$i = F\alpha\eta(u + v).$$

398. Опыты Гитторфа. — Итак при прохождении электрического тока через жидкость в этой последней возникает движение ионов: ⊕-ионы перемещаются по направлению тока к катоду, а ⊖-ионы обратно — по направлению к аноду.

Однако нет необходимости принимать, что эти движения происходят с одинаковыми скоростями. Посмотрим, какие следствия вытекают из предположения *различных* скоростей движения ⊕-иона и ⊖-иона.

Вернемся для этого к рис. 395 на стр. 369, который иллюстрировал воззрения Гротгуса на процесс электролиза. На этом рисунке пока-

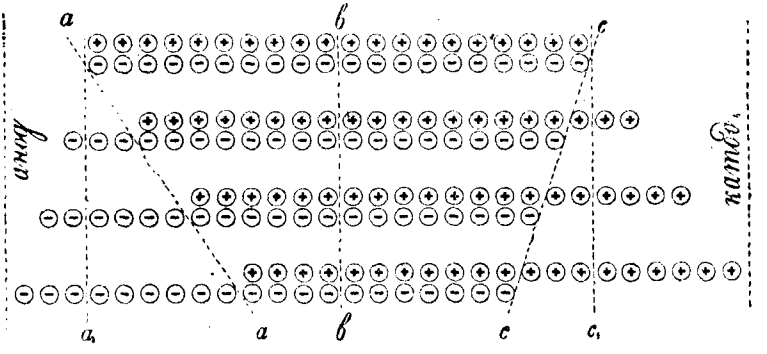


Рис. 396. Движение ионов с неравными скоростями.

зано постепенное движение ионов, причем оба иона движутся с одинаковыми скоростями. Теперь составим такой же рисунок 396, только предположим теперь, что ⊕-ион движется вдвое быстрее ⊖-иона.

Разница между этими двумя рисунками следующая.

Во-первых, мы видим, что у анода, левее линии aa_1, у нас вышли, как и прежде, последовательно 1, 2 и 3 ⊖-иона, в то время как к катоду, правее линии cc_1, продвинулись 2, 4 и 6 ⊕-ионов, которые двигаются быстрее.

Во-вторых, прежде у электродов, т. е. левее aa и правее cc, у нас выделялось 2, 4, 6 иона, тогда как теперь выделяется 3, 6, 9 ионов. Вместе с ионами движется и электричество. Следовательно благодаря бо́льшей скорости одного из ионов раствор стал лучше проводить электричество.

Наконец на нашем чертеже мы приняли, что до электролиза у катода и у анода было одинаковое количество ионов ($ab = bc$, наверху чертежа), а именно по 10 ионов того и другого знака; между тем после электролиза, несмотря на то, что на катоде и аноде выделилось одинаковое число, а именно по 9 ионов, тем не менее внутри раствора ($ab < bc$, внизу чертежа) у анода осталось 4, а у катода — 7 ионов того и другого знака.

Это означает, что если даже до электролиза концентрация всего раствора была одинакова, то после электролиза концентрации раствора у катода и у анода стали разными.

Итак допущение различной скорости перемещения ионов приводит нас к явлению различной концентрации растворов вблизи электродов после прохождения тока.

Наоборот, исследуя степень понижения концентрации растворов, получающихся после электролиза, можно из опытов определить отношение скоростей обоих ионов, что и было сделано Гитторфом (Hittorf) в 1857 г. для целого ряда электролитов.

Представим теперь этот результат в более общем виде.

Пусть в начале опыта концентрация везде одинакова, так что в каждом кубическом сантиметре раствора находится по n $\oplus$-ионов и по n $\ominus$-ионов. Через секунду после начала электролиза к катоду придут nu новых $\oplus$-ионов, а через некоторое время t новых ионов будет nut; в то же время отойдут от катода nvt $\ominus$-ионов, оставив столько же, т. е. nvt $\oplus$-ионов свободными. Вследствие обеих причин у катода освободятся $n(u+v)t$ $\oplus$-ионов, которые отдадут свой заряд катоду, а сами выделятся из раствора.

Совершенно то же самое будет происходить у анода, и здесь за время t выделится $n(u+v)t$ $\ominus$-ионов.

Что же касается концентрации, то в этом отношении у обоих электродов будет разница, а именно у катода было до электролиза n $\oplus$-ионов [1], прибыло со стороны анода nut $\oplus$-ионов, а выделилось $n(u+v)t$; следовательно в растворе $\oplus$-ионов

$$n_1 = n + nut - n(u+v)t = n - nvt$$

(и столько же конечно $\ominus$-ионов).

У анода сперва тоже было n $\oplus$-ионов; из них во время электролиза ушло к катоду nut $\oplus$-ионов, следовательно осталось

$$n_2 = n - nut$$

$\oplus$-ионов и столько же $\ominus$-ионов.

Обе формулы показывают, что концентрация раствора как у анода, так и у катода будет убывать со временем, что вполне естественно, так как электролизом вещество выделяется из раствора. Но эта убыль концентрации будет итти неодинаково в обоих сосудах. Убыль будет итти быстрее у того электрода, от которого уходит более быстрый ион, или к которому приходит ион с меньшей скоростью движения. Это и показывают наши формулы.

Отношение скорости иона к сумме скоростей обоих ионов Гитторф назвал „переводным числом“, или „числом переноса этого иона“.

[1] Мы здесь ведем счет только $\oplus$-ионам, но пусть читатель сам убедится, что результат получится тот же, если вести счет $\ominus$-ионам.

Если обозначим через u и v соответственно скорости $\oplus$-иона и $\ominus$-иона, то переводное число $\oplus$-иона будет:

$$\varkappa = \frac{u}{u+v},$$

и число переноса $\ominus$-иона выразится через:

$$1-\varkappa = \frac{v}{u+v}.$$

Измеряя концентрацию растворов после электролиза, Гитторф нашел, что в соляной кислоте скорость движения иона водорода почти в 5 раз больше скорости движения хлора.

399. Закон Кольрауша. — Опыты Гитторфа дают лишь *отношение* скоростей отдельных ионов, но не позволяют определить их абсолютных скоростей; для этого необходимо иметь еще одно уравнение, связывающее эти скорости с какими-нибудь другими величинами, доступными непосредственному измерению. Кольрауш показал, что сумму скоростей обоих ионов можно определить по электропроводности электролита. Действительно мы видели (374, **397**), что плотность тока в электролите выражается через скорости ионов u и v и через концентрацию раствора η формулою:

$$i = F\alpha\eta(u+v);$$

с другой стороны, по закону Ома (123, **130**), плотность тока $i = kE$, где k — удельная электропроводность; поэтому

$$F\alpha\eta(u+v) = kE.$$

Здесь $F = 96\,500$, а все остальные величины α, η, k и E доступны непосредственному измерению; поэтому $(u+v)$ можно вычислить.

Зная отношение между скоростями ионов из опытов Гитторфа, а сумму скоростей по опытам Кольрауша, мы можем определить и абсолютные скорости ионов.

Опыты показали, что скорость какого-нибудь иона при данном напряжении электрического поля E получается одна и та же, независимо от того, с каким другим ионом данный ион находится в растворе. Этот закон был найден на опыте Кольраушем и называется законом Кольрауша о *независимости движения ионов*.

Закон Кольрауша тоже подтверждает гипотезу Аррениуса (372, **395**) о том, что ионы в электролите уже не связаны друг с другом, а диссоциированы, ибо если это так, то и скорости движения их должны быть независимы друг от друга.

В нижеследующей таблице приведены скорости ионов, выраженные в *см*/сек, при напряжении электрического поля E, равном одному вольту на 1 *см*:

	u_0		v_0
H водород	0,003 263	OH гидроксил	0,001 802
K калий	0,000 669	Cl хлор	0,000 677
Na натрий	0,000 450	NO_3	0,000 639
Li литий	0,000 346	ClO_3	0,000 570

Из рассмотрения этой таблицы мы видим, что скорости ионов, вообще говоря, незначительны; даже самый быстрый из ионов — водород — имеет при $E=1$ скорость около 12 *см* в час.

400. Подвижность ионов и эквивалентная электропроводность. — Отношение *удельной* электропроводности к эквивалентной концентрации растворенного тела называется *эквивалентной электропроводностью.*

$$\frac{k}{\eta}=\Lambda.$$

Отношение эквивалентной электропроводности к степени диссоциации:

$$\frac{k}{\alpha\eta}=\frac{\Lambda}{\alpha}=\Lambda_\infty$$

будет равно эквивалентной электропроводности при $\alpha=1$, т. е. при бесконечном разрежении.

Обозначим через u_0 и v_0 скорости ионов при $E=1$ $\frac{\text{вольт}}{см}$; величины

$$Fu_0=U \text{ и } Fv_0=V$$

Кольрауш назвал *подвижностями* ионов.

После этого формула Кольрауша (377, **399**) принимает такой вид:

$$U+V=\Lambda_\infty,$$

т. е. сумма подвижностей обоих ионов равна эквивалентной электропроводности при бесконечном разрежении.

Зная Λ_∞ и измеряя электропроводность раствора Λ, мы можем определить степень диссоциации $\alpha=\frac{\Lambda}{\Lambda_\infty}$.

Зная подвижность отдельных ионов, легко определить их предельные эквивалентные электропроводности; так для раствора HCl имеем из таблицы на стр. 377:

$$\Lambda_\infty=F(u_0+v_0)=318+65{,}9=383{,}9;$$

для раствора поваренной соли NaCl:

$$\Lambda_\infty=44{,}4+65{,}9=110{,}3.$$

Что же касается удельной электропроводности, то для ее вычисления необходимо знать, сколько грамм-эквивалентов данного тела находится в 1 $см^3$ раствора, т. е. концентрацию раствора η и степень диссоциации α. Удельная электропроводность будет:

$$k=\alpha\eta\Lambda_\infty,$$

а удельное сопротивление

$$\rho=\frac{1}{k}=\frac{1}{\alpha\eta\Lambda_\infty}.$$

Из сказанного следует, что эквивалентная электропроводность тем больше, чем слабее раствор. Что же касается *удельной* электропроводности, которая зависит еще от произведения $\alpha\eta$, то при постепенном разбавлении раствора она достигает некоторого максимума, а затем при еще большем разбавлении она уменьшится (вследствие уменьшения η). На рис. 397 изображена зависимость удельной электропроводности от концентрации для водяного раствора серной кислоты. Мы видим, что чистая вода и чистая серная кислота почти не проводят тока; максимальная удельная электропроводность получается для 30% раствора серной кислоты в воде.

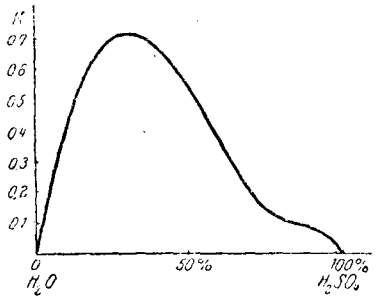


Рис. 397. Зависимость электропроводности от концентрации раствора серной кислоты в воде.

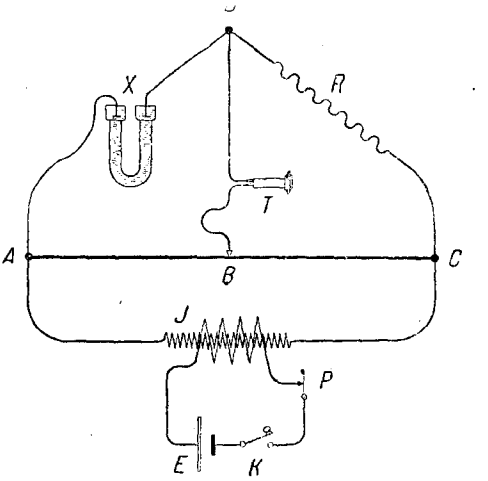


Рис. 398. Схема мостика Кольрауша.

401. Мостик Кольрауша. — Для определения сопротивлений проводников, разлагающихся под действием постоянного электрического тока, т. е. *электролитов*, Кольрауш предложил воспользоваться методом мостика Уитстона (148; **162**), но с переменным током. Источником переменного тока в этих случаях служит обыкновенно маленький индуктор Румкорфа J (рис. 398), вторичная катушка которого посылает к точкам A и C мостика переменный ток; вместо гальванометра здесь применяется телефон T. В одной из ветвей мостика помещен сосуд с электролитом, сопротивление которого желают определить, тогда как в другой ветви введено известное сопротивление R. Передвигая контакт B по проволоке AC, можно добиться того, чтобы телефон T перестал звучать. При этом сопротивления четырех ветвей мостика составляют пропорцию:

$$X:R=(AB):(BC),$$

из которой определяется X.

На рис. 399 изображен мостик Кольрауша в том виде, как он изготовляется фирмою Гартман и Браун в Франкфурте.

Здесь клеммы A_1 и A_2 соединены друг с другом; а индукторий J и телефон T, по сравнению с рис. 398, поменялись местами.

При помощи мостика Уитстона определяется непосредственно *полное* сопротивление электролита, а *удельное* сопротивление вычисляется по

размерам проводника. Для жидкостей, налитых в стеклянные сосуды, определение размеров не может быть сделано с достаточною точностью. Поэтому Кольрауш определял *относительные* сопротивления различных жидкостей, которые наливались в один и тот же сосуд. При одинаковых

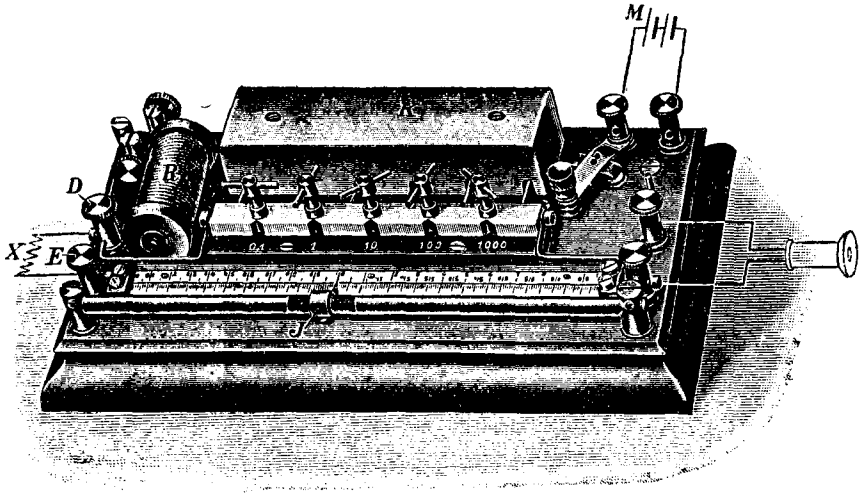


Рис. 399. Мостик Кольрауша.

размерах удельные сопротивления проводников будут относиться так же, как и их сопротивления.

Типичные формы сосудов, употребляемых при таких измерениях, изображены на рис. 400 и 401. Сосуд типа рис. 400 употребляется для хорошо проводящих жидкостей, тогда как сосуд типа рис. 401, с большим поперечным сечением, употребляется для жидкостей с бо́льшим удельным сопротивлением. Для опыта выбирают сосуд такой формы, чтобы *полное* сопротивление жидкости было не слишком мало и не слишком велико, иначе измерения трудно произвести с достаточной степенью точности.

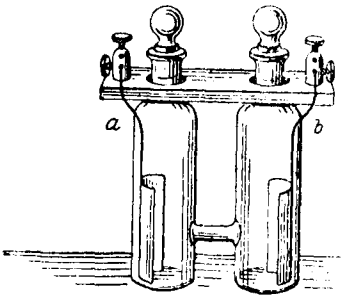


Рис. 400.

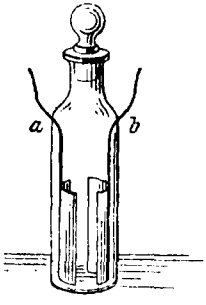


Рис. 401.

Сосуды Кольрауша.

При таких *относительных* измерениях необходимо иметь наготове жидкости, удельное сопротивление которых уже определено точно другим (*абсолютно*) способом. Обыкновенно для подобных *нормальных сопротивлений* берут следующие легко изготовляемые растворы.

1) Серная кислота: 30 весовых процентов чистой H_2SO_4 в воде, причем получается раствор удельного веса 1,223, который имеет при 18° удельное сопротивление $k = 0{,}7398$.

2) Насыщенный водяной раствор поваренной соли: $k = 0{,}2161$.

3) Сернокислый магний: 17,4 весовых процентов $MgSO_4$, в водяном растворе имеют удельное сопротивление $k = 0{,}0499$.

Эти растворы выбраны так, чтобы иметь по возможности различные удельные сопротивления. Кроме того растворы серной кислоты и сернокислого магния взяты такого состава, чтобы их проводимость была *наибольшая;* при этом небольшие неточности в составе раствора не имеют существенного влияния на сопротивление (ср. рис. 397).

402. Пример. — Возьмем для примера $10\,\%$ раствор поваренной соли NaCl; опыт показывает, что его удельное сопротивление $\rho = 8{,}35$ омо-сантиметров и следовательно удельная электропроводность $k = 0{,}121$.

Так как атомные веса натрия и хлора равны соответственно

$$Na = 23{,}05 \text{ и } Cl = 35{,}45,$$

то грамм-эквивалент хлористого натрия будет:

$$NaCl = 23{,}05 + 35{,}45 = 58{,}5 \text{ г}.$$

Для $10\,\%$ раствора концентрация η, т. е. число грамм-эквивалентов в кубическом сантиметре, определится из

$$\eta = \frac{0{,}10}{58{,}5} = 1{,}7 \cdot 10^{-3},$$

и следовательно эквивалентная электропроводность будет равна:

$$\Lambda = \frac{k}{\eta} = \frac{0{,}121}{1{,}7 \cdot 10^{-3}} = 71,$$

а степень диссоциации

$$\alpha = \frac{\Lambda}{\Lambda_\infty} = \frac{71}{110} = 0{,}65;$$

значит почти $^2/_3$ молекул поваренной соли в этом растворе диссоциированы.

403. Диссоциация воды. — Для разложения воды, как мы видели, необходимо ее „подкислить", т. е. прибавить немного серной кислоты. Это делается потому, что сама вода очень слабо диссоциирована и почти не проводит тока. По опытам Кольрауша и Гейдвейлера, самая чистая вода, специально для этой цели приготовленная, имеет при температуре 18° удельную электропроводность $k = 0{,}038 \cdot 10^{-6}$. Зная скорости ионов (378, **400**) H и OH, можно вычислить эквивалентную электропроводность по формуле:

$$\Lambda = 96\,500(0{,}003263 + 0{,}001802) = 492,$$

и следовательно число грамм-эквивалентов ионизированной воды в 1 $см^3$

$$\eta = \frac{0{,}038 \cdot 10^{-6}}{492} = 0{,}77 \cdot 10^{-10}.$$

Это составляет 1 г ионов водорода в 10^7 *л*, т. е. в 10^7 *кг* чистой воды.

Диссоциация, как видим, очень слабая.

404. Диссоциирующая сила. — Наряду со слабой диссоциацией собственных молекул вода обладает свойством сильно диссоциировать растворенные в ней тела и образовывать электролиты. Эта *диссоциирующая сила* в особенности свойственна воде, а затем и другим жидкостям.

Нернст и Дж. Томсон обратили внимание на то обстоятельство, что диссоциирующая сила различных жидкостей, если и не пропорциональна, то все же идет параллельно с величиною их диэлектрической постоянной. Это видно из следующих примеров.

Диэлектрическая постоянная бензола $\varepsilon = 2{,}5$, эфира $\varepsilon = 4{,}1$, алкоголя $\varepsilon = 25$, муравьиной кислоты $\varepsilon = 62$ и воды $\varepsilon = 81$; в таком же порядке идут и их диссоциирующие силы, т. е. способности образовывать электролитические растворы. Так например соляная кислота HCl, растворенная в воде, — хороший проводник, тогда как в эфире она почти не проводит электричества.

Если мы представим себе растворяемое тело составленным из положительных и отрицательных ионов, то между ионами до их диссоциации должны существовать электрические взаимодействия. Но мы знаем (33, **33**), что электрические силы обратно пропорциональны диэлектрической постоянной той среды, в которую погружены взаимодействующие тела; нечто подобное должно происходить и с ионами при погружении их в растворитель: они будут тем слабее взаимодействовать, чем больше диэлектрическая постоянная растворителя. Этим можно до некоторой степени объяснить указанный выше параллелизм диэлектрической постоянной с диссоциирующей силой; впрочем явление диссоциации осложняется еще химическими взаимодействиями.

Не нужно смешивать *растворимость с диссоциацией*. Так например мы уже указывали, что сахар, который хорошо растворим в воде, не диссоциирует при растворении; с другой стороны, хлористое серебро слабо растворимо в воде, но диссоциация при этом бывает почти полная.

405. Трение ионов. Сольваты. — Мы уже заметили выше, что скорости ионов, вообще говоря, малы; между тем силы, которые на них действуют, громадны.

Ведь каждый грамм-эквивалент несет на себе 96 500 кулонов или 9 650 абсолютных электромагнитных единиц электричества. При напряжении электрического поля

$$E = \frac{\text{вольт}}{см} = 10^8 \boldsymbol{C\text{-}G\text{-}S\text{-}M}$$

мы получим силу, с которою поле действует на один грамм-эквивалент иона:

$$9\,650 \cdot 10^8 \text{ дин} = \frac{9\,650 \cdot 10^8}{981 \cdot 10^3} \text{ кг} = 0{,}98 \cdot 10^6 \text{ кг},$$

или около миллиона килограммов.

Это показывает, как велико трение ионов в растворе. Коэфициент трения определится из формулы (374, 397):

$$k_1 = \frac{eE}{u} = \frac{e}{u_0}$$

и для водорода, где

$$u_0 = 0{,}003263 \text{ см/сек},$$

получим:

$$k = \frac{9\,650}{0{,}003263} = 3 \cdot 10^6.$$

Новейшие опыты указывают на то, что трение ионов очень близко по своей величине к внутреннему трению той жидкости, которая служит растворителем. По всей вероятности ионы образуют с растворителем более сложные молекулярные соединения, так называемые *сольваты*, и во время электролиза эти сложные молекулы и движутся вместе с ионами растворенного тела. А если это так, то вычисленный нами коэфициент трения обусловлен трением сольватов в растворе, т. е. внутренним трением жидкости.

Это свойство ионов присоединяться к другим молекулам мы встретим еще раз при изучении электропроводности газов.

406. Зависимость от температуры. — Так как электропроводность электролитов зависит, с одной стороны, от числа ионов, т. е. от коэфициента диссоциации, и, с другой стороны, от трения ионов, то при изменении температуры оба эти фактора могут меняться, и притом весьма разнообразно. Что касается трения, то оно с повышением температуры уменьшается, коэфициент же диссоциации большею частью увеличивается. От обеих причин вместе электропроводность увеличивается приблизительно на $2{,}5\,^0/_0$ на каждый градус.

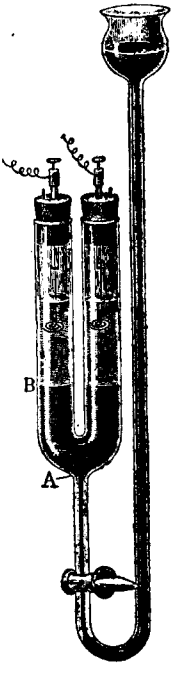


Рис. 402. Демонстрация движения ионов.

407. Демонстрация движения ионов. — На рис. 402 изображен прибор Нернста, при помощи которого очень хорошо можно демонстрировать движение ионов, если эти ионы окрашены. К U-образной трубке B припаяна в A тонкая стеклянная трубка с краном; трубка эта загнута кверху и кончается небольшой воронкой. Сначала, при закрытом кране, наливают в B раствор азотнокислого калия KNO_3 с концентрацией $\eta = 0{,}003$, а через воронку в тонкую трубку наливают раствор марганцовокислого калия $KMnO_4$ той же концентрации, к которому прибавлено $5\,^0/_0$ мочевины, для того чтобы увеличить его вязкость. Затем открывают кран и осторожно пропускают раствор $KMnO_4$ в трубку B; поднявшись в оба колена трубки B, раствор этот, благодаря своему фиолетовому цвету, образует две резкие границы с раствором KNO_3, который бесцветен. Наконец через платиновые электроды, вделанные в пробках трубки B, пускают электрический ток и наблюдают передви-

жение границы жидкостей *B*. Ионы *K* двигаются и в растворе KNO_3 и в растворе $KMnO_4$; выделяясь у катода, они соединяются с водою и освобождают там водород. Таким образом за их движением мы следить не можем. Что же касается ионов MnO_4, то они двигаются против тока и имеют фиолетовую окраску; поэтому у катода мы заметим понижение окрашенной части жидкости, у анода же граница между окрашенной и неокрашенной частью будет повышаться. Наблюдая движение этой границы, можно определить скорость иона MnO_4. Если длина трубки *B* равна 10 *см* и разность потенциалов взять 50 вольт, то уже через 3 минуты ион MnO_4 передвинется на 0,45 *см*, и следовательно разность уровней окраски в обоих коленах трубки *B* будет равна почти одному сантиметру.

408. Скорость движения электричества. — В заключение этого отдела напомним читателю то, что мы говорили (113, **116**) а именно: при изучении явлений электричества мы оставляли совершенно в стороне вопрос о том, образован ли рассматриваемый ток движением положительного электричества, или движением отрицательного электричества, или обоих вместе; мы даже не имели никакой возможности решить этот вопрос в том или ином виде. Здесь же, в явлениях электролиза, этот вопрос решается вполне определенно, потому что вместе с электричеством здесь двигаются ионы, т. е. материальные частички, за движением которых мы можем следить не только электрическими, но и химическими методами. Таким образом в электролитах мы не только знаем, в какой мере данная нам сила тока обусловлена положительным электричеством и в какой мере отрицательным электричеством, но можем даже определить скорости движения этих электричеств.

Второе замечание, которое мы можем теперь сделать, это — следующее.

Уже давно делались опыты для определения скорости распространения электричества по проволокам. Для этой цели употребляли длинные телеграфные провода и точно отмечали время отправки и получения какого-либо телеграфного сигнала. При этом оказалось, что скорость распространения телеграфного сигнала очень близка к скорости света. Но дело в том, что электричества непосредственно мы не видим, а судим о его присутствии только по электромагнитным действиям; поэтому и опыт, сделанный при помощи электромагнитных методов, может дать нам только скорость распространения электромагнитного поля, а не самого электричества.

Если бы мы сделали проволоки не из металла, а из электролита, то скорость распространения электромагнитного поля вдоль таких проволок была бы тоже около 300 000 *км* в секунду, между тем скорость движения электричества была бы та же, что и скорость движения ионов, т. е. всего-навсего несколько сантиметров в час.

Наконец на те скорости ионов, которые мы привели выше, нужно смотреть лишь как на *средние скорости* их движения между электродами. На самом же деле ионы по всей вероятности движутся во все стороны и с самыми разнообразными скоростями; при своем движении они сталкиваются с другими ионами, с молекулами растворителя и со стенками сосуда; вообще ионы движутся подобно тому, как движутся

молекулы газа по кинетической теории. В электрическом же поле к этому беспорядочному движению прибавляется еще одностороннее движение, причем средняя скорость этого движения для ⊕-иона и для ⊖-иона может быть разная.

Аналогичные различия между скоростями мы имеем в акустике: между скоростью звука в воздухе, скоростью движения самого воздуха и скоростью движения его молекул.

IV. ЭЛЕКТРОВОЗБУДИТЕЛЬНАЯ СИЛА

409. Теория Нернста. — Мы уже видели, каким образом, благодаря теории Аррениуса, оказались связанными между собою величина осмотического давления и электропроводность растворов. Но так как от осмотического давления зависит диффузия растворов, то между коэфициентом диффузии и электропроводностью тоже должно быть количественное соотношение. Это соотношение удалось раскрыть Нернсту. Однако Нернст не остановился на этом и указал еще на одну особенность явления *диффузии электролитов*. Дело в том, что молекулы электролитов состоят из двух частей: ⊕- и ⊖-ионов, и коэфициенты трения у них различны. Вследствие этого оба иона, находясь под действием одного и того же осмотического давления, должны были бы иметь разные скорости. Так например водород в растворе HCl, обладая большой подвижностью (меньшим трением), будет при диффузии забегать вперед, тогда как хлор отстанет от него. Но водород заряжен положительно, а хлор — отрицательно, поэтому два граничащих друг с другом раствора HCl различной концентрации будут заряжаться противоположными электричествами.

Конечно тотчас же после появления этих зарядов между противоположными ионами образуется электрическое поле, которое будет противодействовать разъединению ионов. Поэтому, хотя более подвижный водород и забежит вперед в раствор меньшей концентрации, но в то же самое время он потянет за собою и хлор, и они будут двигаться вместе. При таком движении все молекулы будут ориентированы, а именно все ⊕-ионы H будут направлены в сторону раствора меньшей концентрации, а все ⊖-ионы Cl — в противоположную сторону; результатом этого появится в диффундирующем растворе электрическое поле, и два раствора разной концентрации обнаружат разность потенциалов, т. е. образуют *гальванический элемент*.

Разность потенциалов, или электродвижущую силу, такого *концентрационного* элемента мы можем вычислить, зная подвижности ионов диффундирующего электролита. Ввиду большого принципиального значения этой теории мы считаем нужным, хотя бы вкратце, привести здесь рассуждения Нернста.

Представим себе два раствора одного и того же электролита, но различной концентрации, которые соприкасаются друг с другом. Для наглядности мы можем даже предположить, что более слабый раствор налит поверх более концентрированного раствора. Вследствие разности осмотических давлений p_1 и p_2 (рис. 403) нижний раствор будет диффундировать в верхний. Влиянием силы тяжести мы можем пренебречь,

потому что действие осмотического давления гораздо сильнее. Во время диффузии между обоими растворами образуется промежуточный слой, в котором осмотическое давление p_1 постепенно переходит к давлению p_2. Разделим мысленно весь промежуточный слой на отдельные слои, настолько тонкие, чтобы концентрацию раствора η в пределах каждого слоя (рис. 403, заштрихован один слой) можно было считать постоянною. Вырежем на поверхности слоя площадку в один квадратный сантиметр. При толщине слоя d мы выделим таким образом объем в d *см*³. В этом объеме будет заключаться ηd грамм-эквивалентов каждого иона. Но по закону Фарадея каждый грамм-эквивалент несет с собою количество электричества F; следовательно заряд ионов в выделенном объеме будет $\pm \eta F d$.

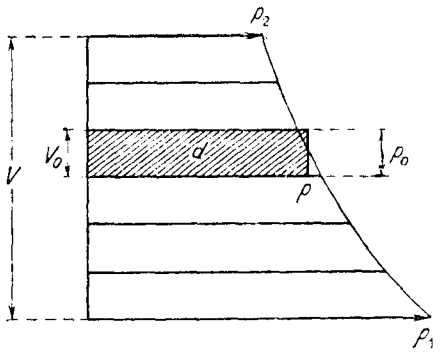


Рис. 403. Вычисление Нернста.

На заключающиеся в выделенном объеме d ионы будут действовать два рода сил: во-первых, разность осмотических давлений в начале и в конце слоя, которую мы обозначим через p_0, и во-вторых, силы электрического поля $\pm \eta F \cdot Ed$; электрические силы для $\oplus$- и $\ominus$-ионов равны и противоположны. Таким образом на $\oplus$- и $\ominus$-ионы будут действовать силы:

$$(p_0 + \eta F \cdot Ed); \quad (p_0 - \eta F \cdot Ed).$$

Умножая силы на u и v (скорости при силе, равной 1 дине), получаем скорости ионов (378, **400**). А так как скорости обоих ионов во время диффузии цельных молекул должны быть одинаковы, то можем написать:

$$u(p_0 + \eta F \cdot Ed) = v(p_0 - \eta F \cdot Ed).$$

Концентрацию η мы можем выразить через осмотическое давление p в рассматриваемом нами слое (362, **383**):

$$p = \frac{\eta R \vartheta}{n};$$

тогда получаем после перестановок уравнение:

$$Ed = V_0 = \frac{u - v}{u + v} \cdot \frac{R\vartheta}{nF} \cdot \frac{p_0}{p}.$$

Слева здесь стоит разность потенциалов V_0, действующая на толщину слоя d, тогда как справа стоит разность осмотических давлений, действующих на границах этого слоя. Обозначим через

$$\dot{p} = \frac{p_0}{V_0}$$

разность осмотических давлений, приходящихся на единицу разности потенциалов. Тогда можем написать наше уравнение в таком виде:

$$\dot{p} = -k \cdot p, \text{ где } -k = \frac{u+v}{u-v} \cdot \frac{nF}{R\vartheta}.$$

Значит уменьшение осмотического давления на единицу разностей потенциалов пропорционально среднему осмотическому давлению слоя. Подобное же соотношение мы уже имели раньше в индукционных токах (уменьшение силы электрического тока в единицу времени было равно силе тока, 280 **295**), и мы уже знаем, что оно изображается в виде экспоненциальной кривой (рис. 322). Заменив в прежней формуле силу тока осмотическим давлением, а время — разностью потенциалов, мы получаем:

$$p_2 = p_1 e^{-kV}; \quad \ln \frac{p_1}{p_2} = kV,$$

и следовательно для разности потенциалов между двумя диффундирующими растворами получаем формулу:

$$V = \frac{u-v}{u+v} \cdot \frac{R\vartheta}{nF} \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

Эта формула действительно была подтверждена на опыте Нернстом и многими другими исследователями.

410. Пример. — Применяя эту формулу, необходимо иметь в виду, что первый и последний множитель суть отвлеченные числа; что же касается множителя $\frac{R\vartheta}{nF}$, то если мы все входящие в него величины выразим в абсолютных единицах, то и разность потенциалов получим тоже в абсолютных единицах, а для перевода в вольты необходимо помножить на 10^{-8}.

Электродвижущие силы, получаемые на границе растворов различной концентрации, вообще малы, как это можно видеть из следующего подсчета.

Если взять например соляную кислоту, где разность $(u - v)$ между скоростями водорода и хлора значительна, то первый множитель будет:

$$\frac{u-v}{u+v} = 0{,}66.$$

Далее, если осмотическое давление одного из двух граничащих растворов в 100 раз более другого, тогда $\lg(100) = 2$, а натуральный логарифм (см. главу о переменных токах) $\ln(100) = 4{,}6$. При $\vartheta = 290°$ имеем в абсолютных единицах $R\vartheta = 2{,}4 \cdot 10^{10}$, и следовательно $VF = 7{,}2 \cdot 10^{10}$, откуда $V = 0{,}08$ вольта.

411. Теория гальванических элементов. — Теория Нернста впервые дала наглядное механическое представление электродвижущим силам, появляющимся при соприкосновении двух разнородных тел. Правда, эта теория дает количественные соотношения только для электродвижущей силы двух растворов различной концентрации, но Нернст обобщил этот результат, сделав гипотезу, что нечто аналогичное происходит и при всяком соприкосновении двух различных тел.

Для того чтобы объяснить электродвижущую силу, появляющуюся на границе между металлами и растворами в гальванических элементах, Нернст приписывает каждому металлу особое внутреннее *электролитическое* давление. Благодаря такому давлению, например цинк, погруженный в серную кислоту, начинает переходить в раствор в виде ионов, и так как ионы цинка положительны, то раствор заряжается положительным электричеством, а сам цинк — отрицательным. Впрочем такой переход ⊕-ионов цинка в раствор будет происходить только в первый момент при его погружении, ибо как только между цинком и раствором установится определенная разность потенциалов, то сейчас же начнут действовать электрические силы, которые будут притягивать к цинку его ионы и противодействовать внутреннему давлению цинка, вследствие чего процесс растворения цинка должен прекратиться. Благодаря большой величине F достаточно уже ничтожного количества ионов цинка, для того чтобы этот процесс растворения прекратился; поэтому непосредственно его обнаружить нельзя, а о нем свидетельствует лишь появившаяся между цинком и раствором разность потенциалов.

Но если постоянно уничтожать противоположные заряды цинка и раствора, соединяя их каким-нибудь проводником, только сделанным из *другого* металла, например из меди, то разность потенциалов уменьшится, и новые ионы цинка будут входить в раствор, т. е. цинк будет продолжать растворяться.

Одновременно с процессом растворения цинка мы получим во внешней цепи электрический ток от меди к цинку.

Таким образом объясняется по теории Нернста действие гальванического элемента.

412. Электролитические потенциалы. — Для определения того потенциала, который уравновешивает внутреннее электролитическое давление металла, погруженного в какой-либо раствор, мы должны применить к положительному иону этого металла все те рассуждения, которые приведены нами на стр. 385, **409**, причем, имея в виду наступившее равновесие, должны положить скорость иона равной нулю. Тогда получим разность потенциалов между раствором и металлом

$$V = \frac{R\vartheta}{nF} \cdot \frac{p_1}{p_2}.$$

Здесь p_1 и p_2 — осмотические давления ионов данного металла внутри металла и в растворе.

Из этой формулы следует, что электролитический потенциал зависит только от осмотического давления ионов *данного* металла, а не от других ионов, находящихся в растворе, и мы будем наблюдать ту же разность потенциалов при погружении цинка в раствор хлористого цинка или в раствор сернокислого цинка, при той же концентрации цинковых ионов. Чем больше эта концентрация, тем больше осмотическое давление p_2 и тем меньше будет разность потенциалов V между раствором и металлом. Наконец, если бы можно было сделать концентрацию раствора настолько сильной, чтобы осмотическое давление ионов p_2 было больше p_1, тогда ⊕-ионы металла станут осаждаться из раствора на металле, и этот последний станет заряжаться *положительным* электричеством.

Если взять какой-либо определенный раствор соли, для которого осмотическое давление p_2 $\oplus$-иона данного металла можно вычислить, то из наблюдения V можно было бы определить p_1, т. е. электролитическое давление внутри металла; однако определение V сопряжено с некоторыми практическими затруднениями. Дело в том, что для определения разности потенциалов между металлом и раствором мы должны ввести в раствор еще второй металлический электрод, чтобы соединить раствор с электрометром. Но вводя такой электрод, мы тем самым вводим в цепь еще новую разность потенциалов V_0 и измеряем электрометром разность потенциалов $V - V_0$. Правда для некоторых электродов есть основание предполагать, что $V_0 = 0$, а в таком случае опыть позволяет вычислить абсолютную величину электролитического давления металла p_1. Эти вычисления дают для внутреннего электролитического давления металлов величины от 10^{-20} до 10^{+20} атмосфер. Впрочем к этим вычислениям надо относиться с некоторою осторожностью. Во-первых, уже незначительная разница V дает громадные разницы в давлении p; во-вторых, давление p_1 непостоянно для данного металла, а зависит от того, с каким раствором он находится в соприкосновении; наконец эти вычисления предполагают, что здесь применим закон Бойля-Мариотта, что при значительных давлениях вызывает сомнения. Во всяком случае приведенные цифры показывают, насколько различны металлы по своим электролитическим давлениям.

Для практических целей важно бывает знать не столько абсолютные значения потенциалов, сколько их относительные значения для различных металлов. Поэтому условились считать эти потенциалы от потенциала, обнаруживаемого водородом при соприкосновении с таким раствором, в котором концентрация водородных ионов нормальная, т. е. $\eta = 1$. Для получения такого *нормального* электрода пользуются платиновою пластинкою, покрытою платиновою чернью. Такая пластинка легко может быть насыщена водородом и служит тем вторым электродом, который соединяет рассматриваемый раствор с электрометром.

В нижеследующей таблице приведены электролитические потенциалы некоторых тел, в предположении, что они погружены в нормальный раствор, т. е. такой, в котором $\eta = 1$.

Zn	$+0{,}77$ вольт		Cu	$-0{,}33$ вольт	
Cd	$+0{,}42$ „		Hg	$-0{,}76$ „	
Fe	$+0{,}34$ „	$H = 0$	Ag	$-0{,}77$ „	
Ni	$+0{,}23$ „		Br	$-0{,}99$ „	
Pb	$+0{,}15$ „		Ce	$-1{,}35$ „	

Эта таблица позволяет нам вычислить электродвижущую силу гальванического элемента, составленного из приведенных выше веществ в любой комбинации. Так например для элемента Вольты получим:

$$Zn - Cu = 0{,}77 + 0{,}33 = 1{,}10 \text{ вольт.}$$

413. Закон Леблана. — Леблан показал, что теми же электролитическими потенциалами можно пользоваться и для решения обратной задачи, а именно: какая разность потенциалов необходима для выделения какого-либо металла из раствора его соли путем электролиза.

Так например для разложения $CdBr_2$ требуется

$$0{,}42 + 0{,}99 = 1{,}41 \text{ вольт.}$$

Из той же таблицы мы видим, что для выделения Zn требуется на 0,77 вольта больше, чем для выделения водорода, а для выделения Cu — на 0,33 вольта меньше. Так как опыт показывает, что для разложения серной кислоты H_2SO_4 требуется 1,68 вольта, то заключаем на основании закона Леблана, что для разложения $ZnSO_4$ требуется $1{,}68 + 0{,}77 = 2{,}45$ вольта, а для разложения $CuSO_4$ — только $1{,}68 - 0{,}33 = 1{,}35$ вольта. Так как разница для серебра и меди составляет 0,44 вольта, то этим обстоятельством можно воспользоваться для отделения этих металлов друг от друга.

Впрочем в некоторых случаях наблюдаются отступления от закона Леблана. Так например элемент Грове (392, **416**), состоящий из пластинок, насыщенных кислородом и водородом и погруженных в раствор серной кислоты, имеет электродвижущую силу 1,15 вольта; между тем для разложения воды в зависимости от состава электродов требуется от 1,3 до 1,7 вольта.

414. Поляризация элементов. — Возьмем обыкновенный элемент Вольты, состоящий из медной и цинковой пластинок, погруженных в раствор серной кислоты. Такой элемент имеет электродвижущую силу около 1,1 вольта; но как только мы соединим его полюсы проводником, эта электродвижущая сила быстро падает. Присмотревшись внимательнее, мы заметим, что одновременно с падением электродвижущей силы элемента медная пластинка оказывается покрытой пузырьками газа. Легко видеть, что этот газ есть не что иное как водород, который образовался на медной пластинке вследствие электролиза серной кислоты. Цинк, как мы знаем, имеет большое внутреннее электролитическое давление и входит в раствор H_2SO_4 в виде $\oplus$-ионов, вытесняя $\oplus$-ионы водорода; ионы водорода идут внутри электролита по направлению тока от цинковой пластинки к медной и, отдавая здесь свой заряд, выделяются на медной пластинке. Это обстоятельство влечет за собою сразу два последствия; во-первых, сопротивление элемента увеличивается, так как газообразный водород почти не проводит электричества, а во-вторых, сам водород тоже имеет стремление войти в раствор в виде ионов и потому дает электродвижущую силу, направленную против электродвижущей силы цинка. Таким образом мы можем сказать, что в начале действия элемента мы имели в растворе серной кислоты медную и цинковую пластинки, которые давали разность потенциалов 1,1 вольта, а затем у нас получились пластинки водородная и цинковая, а электродвижущая сила элемента стала равной всего 0,77 вольта.

Это явление носит название *поляризации* элементов.

415. Деполяризация. — Для того чтобы избавиться от поляризации, делающей элемент непостоянным, применяют различные способы. Можно *удалять водород с медной пластинки механическим путем*, сделав ее подвижною или поддерживая самую жидкость в постоянном движении. Но гораздо удобнее удалять водород химическим путем, окисляя его каким-нибудь окислителем и превращая его таким путем в воду. Так устроен элемент Грене (136, **144**), в котором к раствору серной ки-

слоты прибавляется двухромовокислый калий. В элементе Лекланше (137, **145**) применен окислитель, или *деполяризатор*, в твердом виде, а именно перекись марганца, и помещен непосредственно у угольной пластинки, где именно и выделяется водород. Твердый деполяризатор конечно удобнее, но зато он действует медленнее; поэтому элемент Лекланше, хотя и выдерживает сильные токи, но недолгое время; ему необходимо дать некоторый отдых, пока он успеет деполяризоваться.

Гораздо постояннее в этом отношении элементы с жидким деполяризатором, но помещенным не в самом электролите, где возникает электродвижущая сила (Грене), а у положительного электрода (Даниэль). Такие элементы — *с двумя жидкостями* — требуют конечно для разделения обеих жидкостей перегородок, и притом таких, которые по возможности препятствовали бы смешению обеих жидкостей, но не препятствовали бы обмену их ионов. Обыкновенно для этого употребляют пористую глину (Даниэль) или пергамент (Сименс). Мы уже дали описание элемента Даниэля (120, **127**) с двумя жидкостями; разберем теперь схему действия этого элемента (рис. 404).

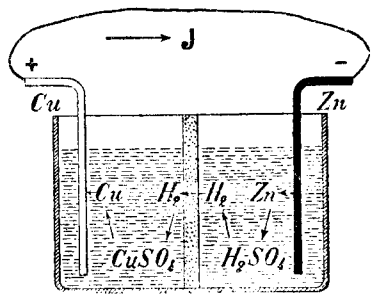


Рис. 404. Схема действия элемента Даниэля.

Цинк, растворяясь в виде $\oplus$-ионов в серной кислоте, вытесняет из нее водород, который, тоже в виде $\oplus$-иона, направляется через пористую перегородку в раствор медного купороса, образуя здесь раствор серной кислоты. Вытесненные водородом $\oplus$-ионы меди выделяются на медном электроде, отдавая ему свой заряд. При этом, как видим, состав электродов не меняется, ибо они остаются медными и цинковыми, и только состав жидкостей изменяется, причем серная кислота понемногу превращается в цинковый купорос, а медный купорос — в серную кислоту. Но это последнее обстоятельство для электродвижущей силы элемента не имеет большого значения; после некоторого времени жидкости конечно приходится заменять новыми.

416. Поляризация электродов. — Явление поляризации происходит не только в элементах, но и при всяком электролизе, в котором состав электродов меняется.

Если мы опустим в раствор медного купороса две медные пластинки и будем пропускать через них ток, то медный купорос $CuSO_4$ будет разлагаться на медь Cu, идущую в виде $\oplus$-иона по направлению тока и оседающую на той пластинке, где ток выходит из раствора, и SO_4, идущий против тока и соединяющийся с Cu противоположной пластинки снова в $CuSO_4$. Поэтому та пластинка, через которую ток входит в электролит, будет постепенно растворяться, а на другой пластинке будет оседать медь из раствора. В этом случае оба электрода остаются медными, и никакой поляризации здесь не происходит. Такие электроды называются *неполяризующимися*.

Но если мы возьмем две платиновые пластинки (рис. 405) и опустим их в подкисленную воду, то после некоторого времени электролиза мы

заметим, что одна из пластинок покрылась слоем водорода, а другая — кислорода. Получившиеся таким образом две *разные* пластинки имеют разность потенциалов около 1,15 вольта, причем та пластинка, которая была соединена с отрицательным полюсом батареи и на которой следовательно осел водород, будет иметь более низкий потенциал, чем кислородная пластинка. Это потому, что водород стремится снова войти в раствор в виде ⊕-иона. Впрочем, если даже мы отнимем обе пластинки от батареи, то все же водород не может вновь войти в раствор, ибо его удерживает на себе отрицательно заряженная пластинка. Но как только мы соединим обе пластинки проводником, их заряды взаимно уничтожатся, ⊕-ионы водорода и ⊖-ионы кислорода будут входить в раствор, а во внешней цепи мы получим электрический ток, как от обыкновенного гальванического элемента.

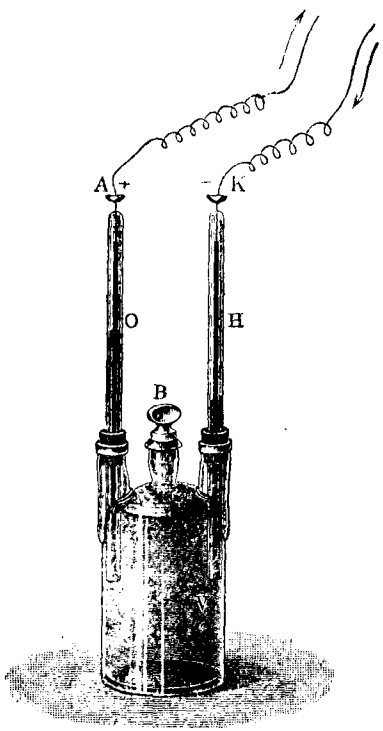


Рис. 405. Газовый элемент Грове.

Такие элементы, которые, подобно только что описанному, требуют предварительного электролиза, называются *вторичными элементами*, или *аккумуляторами*. Вышеописанный газовый элемент был изобретен Грове.

V. ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОЛИЗА

417. Аккумулятор Плантэ. — Аккумулятор Грове, описанный в предыдущем параграфе, в технике не употребляется, потому что имеет очень незначительную *емкость* и слишком мало может накопить в себе электрической энергии. Первым техническим аккумулятором нужно считать свинцовый аккумулятор Плантэ. Он состоит из двух свинцовых пластин, погруженных в раствор серной кислоты.

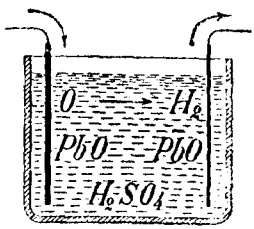


Рис. 406. Зарядка аккумулятора.

Пропуская первичный ток, т. е. *заряжая* аккумулятор (рис. 406), мы разлагаем серную кислоту, причем одна свинцовая пластина окисляется сперва в окись, а затем в перекись свинца, — на другой пластине выделяется водород.

При *разряжении* (рис. 407) ток во внешней цепи идет от перекиси свинца к свинцу, т. е. в *обратном направлении*, чем при зарядке; в это время перекись свинца раскисляется водородом в окись, а свинцовая пластина, где при заряжении выделялся водород, окисляется в окись. Теперь обе пластинки одинаковы, и разность их потенциалов опять равна нулю.

Количество электричества, которое можно получить от аккумулятора, зависит от количества перекиси свинца, которое образовалось при заряжении; поэтому понятно, что для получения значительной емкости необходимо брать пластины большой поверхности. Тем не менее емкость таких аккумуляторов все еще незначительна, потому что окисление свинца в перекись происходит только на поверхности. Для того чтобы окисление шло как можно глубже, Плантэ воспользовался свойством свинца разрыхляться при его образовании из перекиси и подвергал свои аккумуляторы так называемой *формовке*, т. е. последовательному заряжению и разряжению в продолжение нескольких недель и даже месяцев. Каждое разряжение все более и более разрыхляло свинец и давало возможность при последующем заряжении проникать кислороду все глубже и глубже, так что емкость аккумулятора увеличивалась.

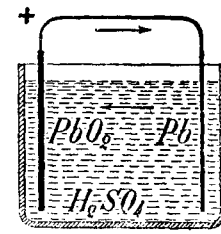
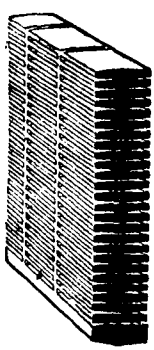
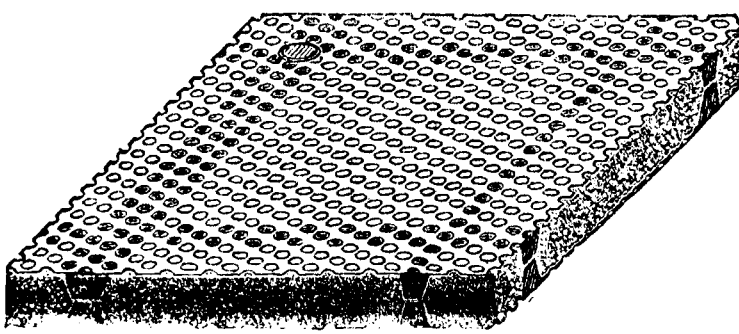


Рис. 407. Разрядка аккумулятора.


Рис. 408. Положительная пластина аккумулятора Тюдор.

418. Аккумулятор Фора, Тюдор и другие. — Вместо того чтобы формовать аккумуляторы, как это делал Плантэ, Фор предложил заранее обкладывать пластины слоем сурика, который при раскислении давал бы толстый слой разрыхленного свинца. Сурик — это ярко-красный порошок; его считают за соединение перекиси свинца с окисью $PbO_2(PbO)_2$. Фор растирал этот порошок с водою и намазывал им электроды, а для того чтобы он лучше держался, покрывал его материей. При заряжении сурик на одном из электродов обращался в перекись свинца, а на другом — в свинец, и таким образом получался уже сформованный аккумулятор. Хотя аккумуляторы Фора и выходили гораздо дешевле, так как не требовалось при этом дорого стоящей продолжительной формовки, но они оказались очень непрочными. Рыхлая масса скоро отпадала, и аккумулятор приходил в негодность. Для того чтобы устранить это затруднение, были предложены различными фирмами различные


Рис. 409. Отрицательная пластина аккумулятора Тюдор.

формы пластин и различные способы прикрепления к ним сурика. Мы опишем только наиболее употребительный тип Тюдор.

Способ Тюдор представляет соединение способов Плантэ и Фора. Положительные пластины делаются из свинца с глубокими бороздками для увеличения их поверхности и формуются по способу Плантэ в продолжение около $1\frac{1}{2}$ месяцев.

Отрицательные пластины имеют вид свинцовой решотки, заполненной особым тестом, сделанным из окиси свинца. При первой же зарядке окись превращается в свинец.

Преимущество этих аккумуляторов заключается главным образом в прочности положительных пластин, которые в аккумуляторах Фора скорее всего приходят в негодность.

419. Действие аккумулятора. — Процессы, происходящие в аккумуляторах, далеко не так просты, как это может показаться с первого раза. При опускании формованных пластин в раствор серной кислоты образуется прежде всего сернокислый свинец $PbSO_4$.

При заряжении он разлагается на чистый свинец и остаток SO_4, который распадается на SO_3 и O; SO_3 с водою раствора образует серную кислоту H_2SO_4, а кислород O окисляет свинец в перекись.

При разрядке происходит обратное явление: свинец отнимает из раствора серную кислоту, образуя сернокислый свинец.

Оба эти процесса можно выразить формулою:

$$PbO_2 + Pb + 2H_2SO_4 \underset{\text{зарядка}}{\overset{\text{разрядка}}{\rightleftarrows}} 2PbSO_4 + 2H_2O.$$

Таким образом заряжение сопровождается увеличением концентрации раствора H_2SO_4, а разряжение — уменьшением. Одновременно с этим и удельный вес раствора меняется, так что посредством ареометра можно наблюдать за течением самого процесса зарядки или разрядки. Удельный вес раствора серной кислоты у аккумуляторов Тюдор после зарядки 1,20, а после разрядки 1,15.

Работу аккумуляторов можно охарактеризовать следующими формулами. Пусть внешняя электродвижущая сила E и полное сопротивление цепи r, тогда сила тока в начале зарядки

$$i_0 = \frac{E}{r}.$$

При возникновении электровозбудительной силы поляризации e ток уменьшится:

$$i_1 = \frac{E - e}{r},$$

и наконец при разрядке ($E = 0$) он пойдет в обратную сторону:

$$i_2 = -\frac{e}{r}.$$

Электровозбудительная сила при зарядке поднимается сначала до 2,1 вольта, затем долгое время остается постоянною и в конце зарядки снова быстро поднимается до 2,7 вольта. В это время выделение газов делается очень бурным: аккумуляторы, как говорят, „кипят“, и производить дальнейшую зарядку бесполезно. При разряжении то же явление идет

в обратном порядке: сначала напряжение быстро падает от 2,7 до 2 вольт и затем долго остается постоянным; к концу разрядки, когда аккумуляторы уже начинают истощаться, напряжение снова быстро падает. Обыкновенно разрядку не доводят ниже 1,85 вольта, так как в разряженном аккумуляторе легко образуется вредный для его действия сернокислый свинец.

Емкостью аккумулятора называется то количество электричества, которое можно получить из него при разряжении от 2,18 до 1,85 вольта. Эта емкость измеряется обыкновенно в амперчасах. Каждый амперчас равен 3 600 амперсекундам, т. е. 3 600 кулонам.

Полезное действие аккумулятора определяется по тому количеству энергии, которое он дает при разряжении от 2,18 до 1,85 вольта. При заряжении разность потенциалов бывает больше, чем при разряжении, и энергии приходится тратить тоже больше.

Коэфициент полезного действия современных аккумуляторов бывает около 85%.

420. Устройство аккумулятора.—Аккумуляторные пластины помещаются в стеклянные сосуды или деревянные ящики, выложенные внутри свинцом. Если приходится их часто переносить, то вместо стеклянных сосудов употребляются более легкие и не так легко разбиваемые сосуды из цел-

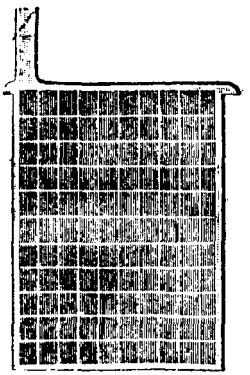


Рис. 410.

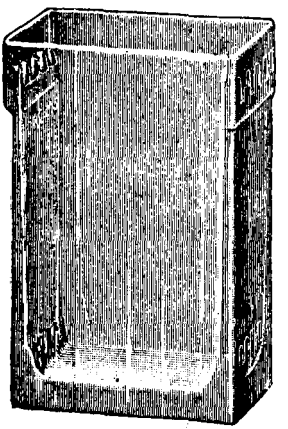


Рис. 411.

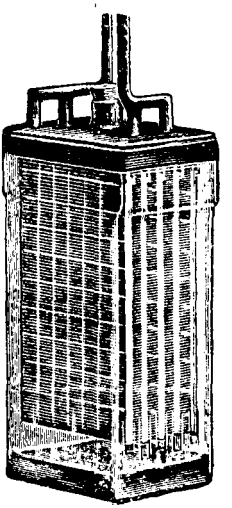


Рис. 412.

Лабораторный тип аккумулятора Безе.

лулоида. В каждом сосуде (рис. 411) помещаются несколько положительных и отрицательных пластин (рис. 410) для получения возможно большей поверхности электродов и возможно меньшего сопротивления электролита. Пластины помещены в таком порядке, чтобы за каждой положительной пластиной следовала отрицательная, и наоборот; две крайние пластины — отрицательные. Каждая пластина имеет наверху выступы, которые опираются на края ящика, так что пластина находится в висячем положении и не доходит своим нижним ребром до дна ящика; это де-

лается для того, чтобы масса, падающая от пластин на дно, не могла произвести короткого замыкания. Между пластинами бывает расстояние около 1—2 *см*, и обыкновенно между ними помещают вертикальные стеклянные трубки, чтобы предотвратить их соприкосновение. Каждая группа одноименных пластин соединена между собою общим свинцовым стержнем, представляющим один полюс аккумулятора (рис. 412).

В существующих наиболее употребительных типах аккумуляторов емкость бывает от 5 амперчасов до 1 000 амперчасов. На каждый килограмм веса пластин можно считать емкость от 3,5 до 6 амперчасов; при разности потенциалов около двух вольт это дает от 7 до 12 уаттчасов. Переносные аккумуляторы стараются делать полегче и доводят их до 35 уаттчасов на килограмм веса пластин; конечно прочность аккумуляторов при этом уменьшается. Поверхность положительной пластины берется с таким расчетом, чтобы плотность тока была около 0,5 ампера на каждый дециметр. При большей плотности тока появляется опасность выпадения массы вследствие слишком сильного и неравномерного ее разрыхления, отчего и сами пластины коробятся. Ввиду этого необходимо обращаться с аккумулятором осторожно и избегать коротких замыканий, которые могут привести его быстро в негодное состояние.

421. Установка аккумуляторов. — Аккумуляторы соединяются в батареи большею частью последовательно; если же для зарядки имеется

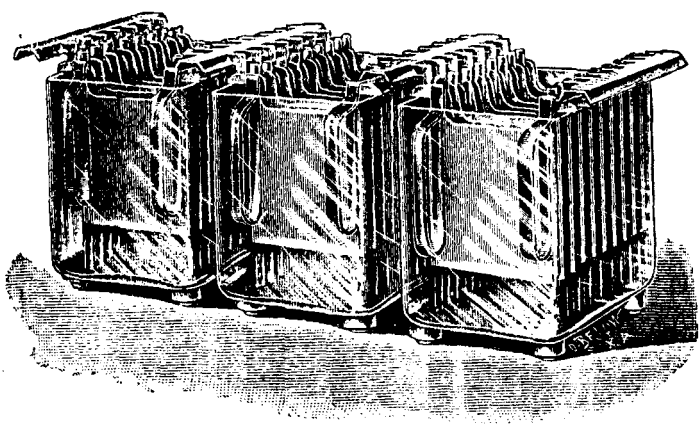


Рис. 413. Соединения аккумуляторов.

в распоряжении ток слабого напряжения, то аккумуляторы во время зарядки соединяются параллельно, а при разрядке — последовательно. Таким образом получается возможность трансформировать токи низкого напряжения в токи высокого напряжения, и наоборот. Впрочем при этом надо иметь в виду, что аккумуляторы при параллельном соединении могут работать не все с одинаковою силою тока, так как их сопротивление может быть различное. При постоянных установках отдельные аккумуляторы устанавливаются на стеклянных изоляторах, и разноименные полюсы двух смежных аккумуляторов спаиваются друг с другом посредством свинцовых пластин (рис. 413, 414).

Аккумуляторы должны быть легко доступны для осмотра, потому что только при самом тщательном надзоре и уходе за аккумуляторами можно от них ожидать более или менее долгой службы. Подробности ухода за аккумуляторами всегда указываются самими фабрикантами.

На центральных станциях, где установлены генераторы постоянного тока, большею частью бывает установлена и батарея аккумуляторов. При этом аккумуляторы соединяются параллельно с генераторами.

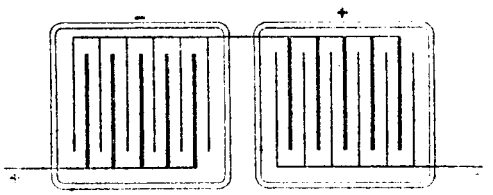


Рис. 414. План соединения аккумуляторов.

На рис. 415 показана схема параллельного соединения аккумуляторов *CC* с динамомашиной *D* постоянного тока. Провода, идущие в сеть, показаны наверху рисунка.

При этом возможны следующие комбинации:

a) Питание сети одною машиною, причем переключатель K_1 поставлен на *a*.

b) Заряжение аккумуляторов, для чего переключатель K_1 должен быть на *b*.

Как увидим ниже, последние аккумуляторы работают меньше других, поэтому и при заряжении их надо будет раньше выключить. Это достигается переключателем Z_1, так называемым *целленшальтером* (Zelle — элемент; schalten—включать), который состоит из медной пружины, скользящей по контактам, соединенным с соответствующими аккумуляторами.

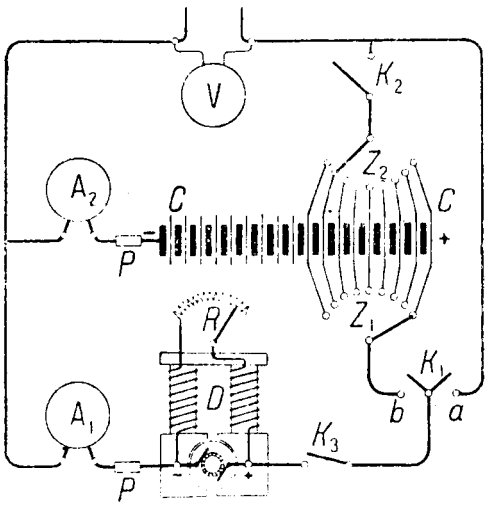


Рис. 415. Схема соединения динамомашины с аккумуляторами.

c) Если желаем питать сеть одними аккумуляторами, то ключ K_1 должен быть разомкнут, а ключ K_2 замкнут. Здесь тоже имеется целленшальтер Z_2, для того чтобы по мере истощения аккумуляторов и падения в них напряжения можно было все-таки поддерживать в сети постоянный вольтаж включением большего числа аккумуляторов. Для наблюдения за вольтажем установлен вольтметр *V*. Легко видеть, что аккумуляторы, соединенные с целленшальтером, вообще меньше бывают в работе, чем остальные.

d) Можно пользоваться одновременно динамомашиной и аккумуляторами, замкнув K_1 и K_2. Тогда аккумуляторы будут заряжаться, если расход в сети невелик, а при большом расходе они будут разряжаться и помогать динамомашине питать сеть.

О работе аккумуляторов судят по амперметру A_2, который для этой цели должен быть устроен с отклонением стрелки на обе стороны с нулем посредине. Амперметр A_1 показывает расход тока динамомашиной.

Для предупреждения слишком сильных токов установлены предохранители p (164, **177**).

Все приборы для наблюдения за токами и напряжениями в сети, в аккумуляторах и динамомашине, а также все выключатели, переключатели и целленшальтеры помещаются на общей *распределительной* доске из мрамора, шифера или другого какого-либо изолятора.

422. Расчет батареи аккумуляторов. — Положим, что в сети необходимо поддерживать напряжение 110 вольт. Так как напряжение в аккумуляторах может падать до 1,8 вольт, то необходима батарея в

$$\frac{110}{1{,}8} = 60 \text{ аккумуляторов.}$$

Наибольшее напряжение при заряжении 2,75 вольта; следовательно динамомашина должна быть в состоянии давать $2{,}75 \times 60 = 165$ вольт. Когда в работе свежие аккумуляторы, их напряжение около 2,2 вольта, и тогда достаточно для питания сети

$$\frac{110}{2{,}2} = 50 \text{ аккумуляторов;}$$

следовательно 10 аккумуляторов остаются в резерве. Затем, по мере уменьшения потенциала аккумуляторов, для поддержания того же вольтажа приходится включать все большее и большее число их; для этого и служит целленшальтер.

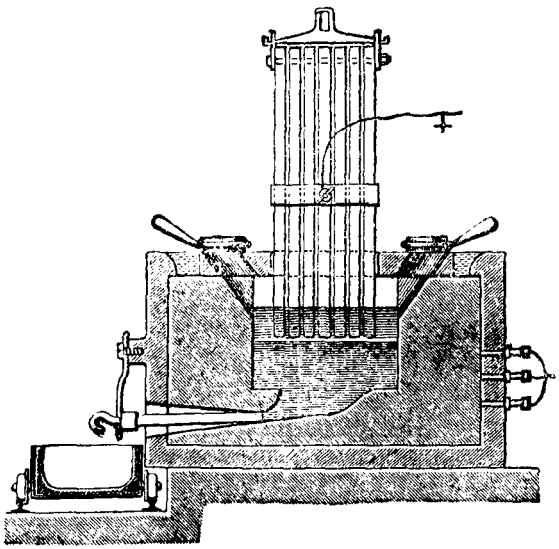


Рис. 416. Добывание алюминия.

423. Электрометаллургия. — Электролизом пользуются для различных металлургических целей, из которых мы укажем лишь на получение чистой *меди* и *алюминия*.

Медные руды, из которых добывается медь, содержат обыкновенно сернистые соединения меди CuS, Cu_2S, а также окись CuO и кроме того примеси других металлов.

Полученная из этих руд медь с примесью других металлов отливается в форме пластин, которые затем употребляются в виде анодов при электролизе раствора серной кислоты. Подбирая соответствующую разность потенциалов (389, **413**), можно получить на катоде чистую медь без

примесей. Другой способ заключается в том, что размельченная руда обрабатывается слабым раствором сернокислой окиси железа $Fe_2(SO_4)_3$, причем медь переходит в раствор в виде медного купороса $CuSO_4$, который затем подвергается электролизу.

Для получения алюминия уже нельзя пользоваться растворами, а приходится подвергать электролизу расплавленные соли этого металла. Для этой цели устраивают большие угольные тигли (рис. 416), в которые всыпают двойную соль фтористого алюминия и натрия вместе с глиноземом. Угольные тигли служат отрицательным электродом (катодом), положительные электроды состоят из угольных стержней (рис. 416). Сначала соединяют оба электрода до соприкосновения, и образующаяся между ними вольтова дуга расплавляет глинозем. Затем поднимают угольные стержни и производят электролиз, причем расплавленный алюминий от времени до времени выпускают из нижнего отверстия тигля. Содержимое тигля поддерживается в расплавленном состоянии самим током (джоулевым теплом).

Подобным же образом добывают магний и натрий.

424. Гальванопластика и гальваностегия. — Якоби (1837) пришла в голову мысль воспользоваться электролизом для получения рельефных отпечатков с различных медалей, монет и т. п. С этой целью сперва делают с данной медали *негативный* слепок из воска, стеарина или каучука; затем делают поверхность этого слепка электропроводной, натирая ее графитом, и погружают ее в виде катода в электролизуемый раствор медного купороса; анодом служит пластинка меди. Вначале, вследствие большого сопротивления графитовой поверхности, ток бывает очень слаб, но затем эта поверхность понемногу покрывается тонким слоем меди, и ток усиливается. Чем дольше продолжать электролиз, тем толще получится медный слой, который можно затем осторожно снять с восковой или гуттаперчевой формы. Для того чтобы слой меди получился прочным, нужно регулировать силу тока так, чтобы *плотность* тока не превосходила 2,5 ампера, а для очень тонких работ — даже 0,7 ампера на квадратный дециметр.

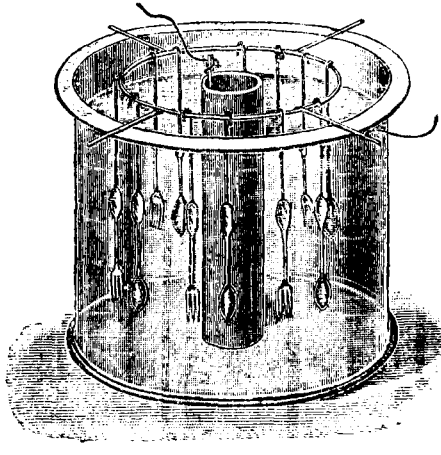


Рис. 417. Гальваностегия.

Иногда покрывают предварительно негативный слепок гальванопластическим путем тонким слоем серебра, которое переводят в иодистое серебро, обливая его раствором иода в эфире. Затем осаждают на иодистом серебре медь, и когда получится достаточно толстый слой меди, снимают его; при этом медный слой легко отделяется от гуттаперчевой формы. Таким путем с одной и той же формы можно получить несколько

слепков. Подобным же образом делаются медные клише для печатания рисунков и т. п.

Очень распространено в настоящее время пользование электролизом для покрывания металлических предметов тонким слоем другого металла; это называется *гальваностегией*. Для этого погружают данный металлический предмет (рис. 417) в виде катода в раствор соли другого металла, который при электролизе и осаждается на данном предмете. Так для никелирования употребляется щелочный раствор сернокислого никеля; золочение и серебрение делается электролизом цианистых солей этих металлов и т. д. При всех этих операциях особенно важно бывает хорошо очистить поверхность металлического предмета от жира, иначе полученный электролизом слой легко может отстать.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В ГАЗАХ

I. КАТОДНЫЕ ЛУЧИ

425. Введение. — Изучая электропроводность жидкостей, мы пришли к заключению, что электричество переносится здесь частичками самой материи — ионами и что там, где нет ионов, где нет электролитической диссоциации, там нет и электропроводности. Что касается газов, то хотя уже давно предполагалось, что и здесь механизм электропроводности по всей вероятности тот же, что и в жидкостях, однако долго не удавалось произвести электролиз газов. Пропуская электрическую искру например через пары воды, можно разложить их на водород и кислород, но получаемое этим путем количество кислорода и водорода не всегда подчиняется закону Фарадея и кроме того можно предполагать, что здесь действует также теплота искры. Далее искру можно пропустить и через чистый водород, и тогда является вопрос: какие же ионы играют в этом случае роль носителей электричества? Ведь водород с химической точки зрения простое тело и на более мелкие части разлагаться не способен. Однако уже из того факта, что чистый эфир не проводит электричества, мы должны признать, что носителей электрических зарядов при переходе электричества через газы нам все-таки необходимо искать в материи. В самое последнее время этот вопрос стал выясняться благодаря многочисленным работам физиков, в особенности Дж. Томсона (J. Thomson) и его учеников. Мы, правда, и теперь еще не всегда можем сказать, какие ионы служат проводниками электричества в газах, но во всяком случае самым важным открытием в этой области следует считать тот факт, что ионами в газах могут служить *свободные электроны, не связанные с каким бы то ни было материальным атомом.* При этом замечательно, что во всех опытах свободными электронами являются всегда *отрицательные электроны*, положительные же электроны повидимому всегда соединены с материальными частицами.

Другое обстоятельство, затруднявшее изучение электропроводности газов и объяснение всех сопровождающих явлений, было именно громадное разнообразие этих явлений. Как известно, разряд через газы может происходить сравнительно легко через острее, причем при вытекании из острея замечаются световые явления (огни св. Эльма). Иногда разряд происходит в виде искры (молния), иногда наконец в виде широкого пламени (вольтова дуга). В разреженных газах в так называемых гейслеровых трубках явления еще разнообразнее. Связать все эти до крайности разнообразные явления одною теориею было очень трудно.

Прежде чем перейти к более подробному описанию явлений электропроводности газов, мы укажем сейчас же, какое отличие представляют эти явления от электропроводности электролитов.

а) Электропроводность газов, так же, как и электролитов, обусловлена присутствием ионов, причем, в отличие от электролитов, отрицательным ионом служит большею частью электрон.

b) Трение ионов, а в особенности электрона, в газах незначительно, в сравнении с громадным трением ионов в растворах. В сильно разреженных газах, благодаря большому взаимному расстоянию между молекулами, или, как говорят, благодаря большому *свободному пути*, электроны проходят без столкновения довольно большие расстояния по инерции: в электростатическом поле они могут двигаться даже с ускорением.

c) В газах при обыкновенном состоянии очень мало ионов; поэтому газы, вообще говоря, не проводят электричества. Однако опыты показывают, что молекулы газов способны расщепляться на электрон и остаток, заряженный таким же количеством положительного электричества. Такое расщепление молекул на два иона носит название *ионизации* и может происходить от различных причин: от высокой температуры, под действием ультрафиолетовых и рентгеновых лучей и наконец под влиянием ударов быстро несущихся ионов.

d) После того как действие вышепоименованных причин (ионизаторов) прекратилось, газ не остается ионизированным, а понемногу его ⊕- и ⊖-ионы соединяются в нейтральную молекулу — *молизируются*; ионизация пропадает, а вместе с ней пропадает и электропроводность.

Из всего этого мы видим, что явление электропроводности газов гораздо сложнее, чем электролитов, и что от различных комбинаций всех или некоторых из вышеприведенных факторов могут происходить весьма разнообразные явления, что и наблюдается на самом деле.

Мы начнем изучение этих явлений с самого простейшего случая движения свободных ионов в сильно разреженных газах, где трение незначительно. Кстати такой порядок будет соответствовать и историческому ходу открытий в изучаемой нами области.

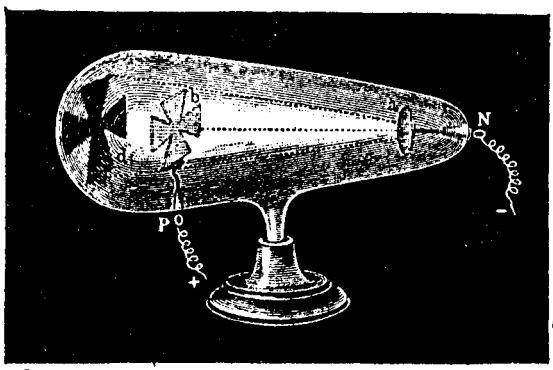


Рис. 418. Распространение катодных лучей в круксовой трубке.

426. Катодные лучи. — Плюккер в 1859 г. заметил, что если через трубку с сильно разреженным газом пропускать электрический ток, то стекло трубки против катода люминесцирует[1] зеленоватым светом. Он же заметил, что эта люминесценция меняет свое место под влиянием магнита. Гитторф, Гольдштейн и Крукс расширили наблюдение Плюккера своими многочисленными опытами и пришли к заключению, что эта люминесценция происходит от особых лучей, исходящих из катода; Гольдштейн предложил назвать их *катодными лучами*.

[1] В настоящее время для различных родов свечения, которые прежде назывались фосфоресценцией и флуоресценцией, установился общий термин *люминесценция*, от *lumen* — свет.

Катодные лучи распространяются прямолинейно, в чем можно убедиться, поместив на пути их какое-нибудь тело; от этого тела на стенке трубки получится тень (рис. 418), т. е. пространство без люминесценции, и эта тень получается такой же формы, какая бы получилась от лучей света, исходящих из катода. У самого катода лучи перпендикулярны к его поверхности, так что, если катод плоский (рис. 419),—лучи параллельны; если он вогнутый (рис. 420), — лучи сходящиеся, и т. д.

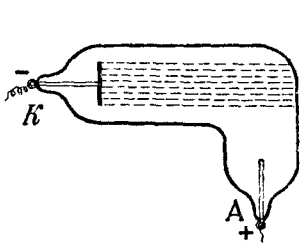


Рис. 419.

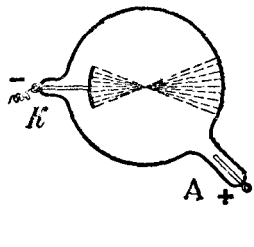


Рис. 420.

Направление катодных лучей перпендикулярно к катоду независимо от положения анода.

Если при помощи вогнутого катода сконцентрировать катодные лучи на небольшой платиновой пластинке (рис. 421), то платина накаляется и может быть даже расплавлена; это показывает, что катодные лучи несут с собою значительную энергию.

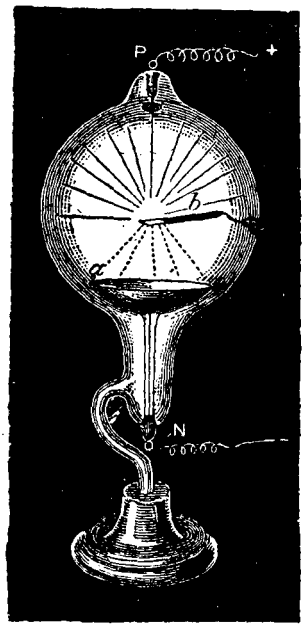


Рис. 421. Накаливание катодными лучами.

Сами катодные лучи невидимы, а виден лишь след их, т. е. вызываемая ими люминесценция на стекле. Под действием катодных лучей люминесцирует не только стекло, но также другие вещества (рис. 422); так например мел светится красноватым светом, сернокислый кальций — светлозеленым светом и т. д.

Катодные лучи производят и химические действия: под их влиянием чернеют фотографические пластинки и бумаги; кислород

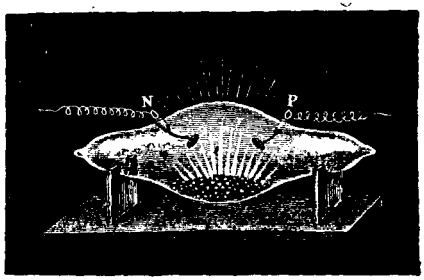


Рис. 422. Люминесценция под действием катодных лучей.

превращается в озон, и некоторые кристаллы (каменная соль) окрашиваются в синий цвет.

427. Гипотеза Крукса. — Изучая явление катодных лучей при самых разнообразных условиях, Крукс (Crookes, 1880) пришел к заключению,

что они представляют собою быстро движущиеся частички, заряженные отрицательным электричеством; Крукс назвал их материей в четвертом (лучистом) состоянии.

У самой поверхности катода частички эти находятся под действием перпендикулярного к катоду электрического поля и потому приобретают здесь некоторую скорость; затем эти частички уже не следуют линиям сил поля, а продолжают двигаться по *инерции* прямолинейно. Этим объясняется, почему пути катодных лучей не зависят от положения анода в трубке (рис. 419, 420).

Попадая на какое-либо тело, например на стекло, частички останавливаются и отдают ему свою энергию, которая проявляется или в виде теплоты или в виде люминесценции.

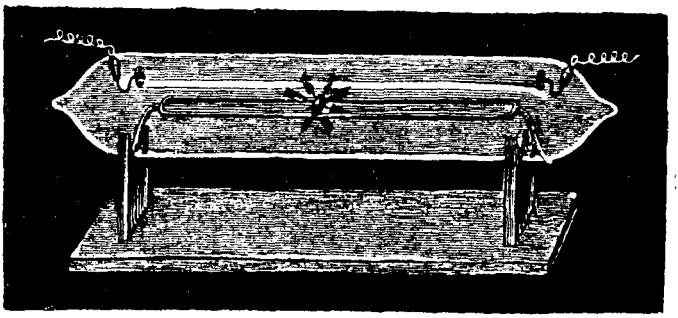


Рис. 423. Опыт Крукса.

В доказательство материальности этих частичек Крукс привел следующий опыт. Внутри эвакуированной трубки (рис. 423) помещено небольшое мельничное колесо с алюминиевыми или слюдяными крылышками, которое способно катиться по двум стеклянным рельсам. Когда в верхние крылья ударяют катодные лучи, то колесико перекатывается от одного конца трубки до другого.

Однако этот опыт Крукса не доказателен, потому что он допускает и другое объяснение. Дело в том, что под действием катодных лучей крылья мельницы *нагреваются*, получается одностороннее повышение давления газа в непосредственной близости от крыльев, отчего они и приходят во вращение. Абсолютной пустоты в трубке достичь невозможно. Более того, сам Крукс устроил аналогичный прибор, в котором мельничное колесико приводится во вращение действием *света*; этот последний прибор Крукс назвал *радиометром*. Можно с уверенностью сказать, что и в опыте Крукса с катодными лучами обнаруживается главным образом радиометрическое действие.

Впрочем сам Крукс видел подтверждение своей гипотезы главным образом в том факте, что катодные лучи отклоняются магнитом именно в ту сторону, в которую должен отклониться поток отрицательного электричества.

Кроме того Крукс показал, что катодные лучи отталкиваются отрицательно заряженным телом.

Перрену (Perrin, 1895) удалось доказать непосредственным опытом, что катодные лучи действительно несут с собою отрицательный заряд. Для этого Перрен поместил внутри круксовой трубки цилиндр Фарадея (рис. 424), соединенный с электроскопом; электроскоп обнаруживал отрицательный заряд каждый раз, когда в цилиндр попадали катодные частички. Таким образом в настоящее время уже нет никакого сомнения в том, что катодные лучи представляют собою поток отрицательно заряженных частичек, согласно гипотезе Крукса.

Перейдем теперь к количественным опытам с катодными лучами.

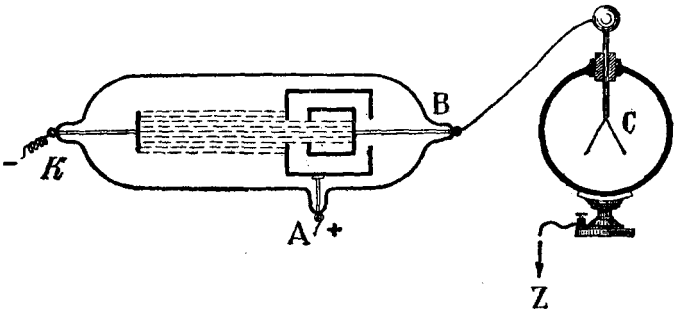


Рис. 424. Опыт Перрена.

428. Отклонение лучей в электрическом поле. — Положим, что из катода K (рис. 425) выходит сквозь диафрагму B катодный луч и след его на люминесцирующем экране обнаруживается в виде небольшого светлого кружка a. Возбудим между двумя пластинками A_1 и A_2 электрическое поле; тогда мы увидим, что луч отклонится немного и след его перейдет в a_1, т. е. в сторону положительно заряженной пластинки A_1, потому что сам луч заряжен отрицательно.

Постараемся подсчитать действие поля на катодный луч.

Предварительно заметим однако, что для того чтобы между A_1 и A_2 могло держаться электростатическое поле, необходимо как можно тщательнее выкачать воздух из трубки и тем самым уменьшить по возможности его электропроводность.

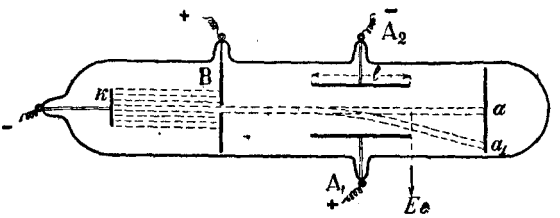


Рис. 425. Отклонение катодных лучей в электрическом поле.

Если напряжение поля A_1A_2 равно E, то сила, с которою оно действует на частичку, несущую заряд e, будет равна eE, а ускорение, сообщаемое частичке по направлению A_2A_1 при массе ее m, будет:

$$a = \frac{eE}{m}.$$

За некоторое время t частица, обладая скоростью v, успеет пройти мимо пластинок путь $l = vt$ и под действием ускорения a успеет отклониться [1] к пластинке A_1 на величину

$$s = \frac{at^2}{2} = \frac{eE}{m}\frac{l^2}{2v^2}.$$

Отсюда

$$\frac{e}{m}\cdot\frac{1}{v^2} = \frac{2s}{El^2}.$$

Величину s можно измерить на люминесцирующем экране, величины e и E тоже доступны непосредственному измерению; остаются неизвестными две величины: $\frac{e}{m}$ и v.

Второе уравнение для определения этих двух неизвестных мы можем получить, исследуя отклонения катодных лучей в магнитном поле.

429. Отклонение в магнитном поле. — Предположим теперь, что перпендикулярно к чертежу (рис. 426) мы возбудили магнитное поле напряжения M. Это поле будет действовать на движущиеся катодные частички так, как на электрический ток ev, т. е. с силою $e\frac{v}{c}M$ (336, **357**). Катодный луч у нас направлен от k к a, но так как он несет с собою отрицательный заряд, то он эквивалентен току, направленному по ak, и если магнитное поле M направлено от нас к чертежу, то катодный луч отклонится по направлению aa_1. Однако теперь его отклонение уже не будет по параболе, как в предыдущем случае, а по кругу, потому что теперь сила $e\frac{v}{c}M$ направлена все время *перпендикулярно к пути* отклоненного луча. Эта сила будет следовательно действовать подобно центростремительной силе при движении по окружности. Величина центростремительной силы, как известно, равна $\frac{mv^2}{r}$, где r — радиус окружности. Следовательно

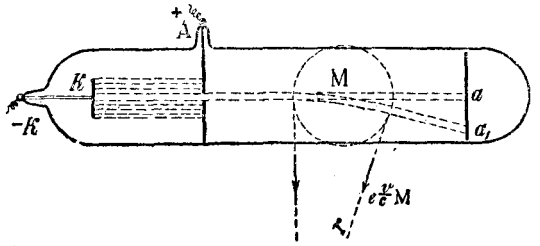


Рис. 426. Отклонение катодных лучей в магнитном поле.

$$e\frac{v}{c}M = \frac{mv^2}{r},$$

или

$$\frac{e}{m}\cdot\frac{1}{v} = \frac{c}{rM}.$$

[1] Катодная частичка будет двигаться по параболе, подобно горизонтально брошенному телу, подверженному постоянному ускорению силы тяжести.

И здесь, в правой части полученного нами уравнения, r и M доступны непосредственному измерению; неизвестными остаются $\frac{e}{m}$ и v.

430. Энергия катодных лучей. — Пока катодные частички двигаются в электрическом поле катода E_0, они конечно двигаются с ускорением, причем на пути l_0 сила поля, действующая на них, произведет работу eE_0l_0. Если обозначить через V разность потенциалов в начале и конце этого пути, то $E_0l_0 = V$, и работа силы поля будет eV. Эта работа должна быть равна кинетической энергии частички $\frac{mv^2}{2}$.

Следовательно

$$eV = \frac{mv^2}{2},$$

или

$$\frac{e}{m} \cdot \frac{1}{v^2} = \frac{1}{2V}.$$

Если на пути частичек мы поставим какое-нибудь тело с теплоемкостью C, и это тело, поглотив всю энергию частичек, нагреется до температуры ϑ, то мы можем написать:

$$eV = \frac{mv^2}{2} = C\vartheta.$$

Конечно определение энергии по температуре ϑ требует особых предосторожностей, потому что, во-первых, не вся энергия катодного луча может оказаться в виде теплоты, — часть лучей может отражаться от поставленного на их пути тела, — а во-вторых, само тело может во время опыта терять теплоту путем теплопроводности соприкасающихся с ним тел и путем лучеиспускания.

431. Определение скорости катодных лучей и отношения заряда к массе. — Непосредственные измерения скорости катодных лучей были сделаны Дж. Томсоном и Вихертом, и, как всякое непосредственное измерение, они имеют преимущественное значение, но к сожалению методы их не обладают достаточною точностью, и мы на них здесь останавливаться не будем. Во всяком случае важно, что величина скорости катодных лучей, полученная *непосредственным* опытом, оказалась равною около $^1/_{10}$ скорости света.

Гораздо точнее эта величина была определена *косвенным путем*, из измерений над отклонением лучей в электрическом и магнитном поле.

Если мы сопоставим все формулы, выведенные нами в предыдущих параграфах, то увидим, что во всех них неизвестными являются две величины: скорость v и отношение заряда к массе частички $\frac{e}{m}$. Достаточно двух из этих формул для определения обеих неизвестных [1]. При этом можно поступить весьма разнообразно: или непосредственно измерять

[1] Предоставляем читателю самому убедиться в том, что, хотя уравнений у нас и больше двух, тем не менее они не позволяют определить все три величины v, e и m в отдельности.

входящие в правые части этих формул величины или же например действовать на катодный луч одновременно и электрическим и магнитным полем, направляя их перпендикулярно или параллельно друг другу.

Из подобных опытов, сделанных Дж. Томсоном, Кауфманом, Ленардом, Симоном и др., оказалось, что скорость катодных лучей бывает *различна* и колеблется от $0{,}6 \cdot 10^{10}$ до $2 \cdot 10^{10}$ *см*/сек.

Это впрочем вполне соответствует нашему представлению об этих лучах как о потоке отрицательно заряженных частиц; конечно скорость этих частиц, смотря по пробегаемой ими разности потенциалов V, может быть весьма различна.

Что же касается отношения заряда к массе $\frac{e}{m}$, то замечательно, что это отношение во всех опытах получается почти *одинаковым;* незначительную разницу между значениями $\frac{e}{m}$, полученными в различных опытах, скорее можно объяснить несовершенством самих опытов. В настоящее время наиболее вероятною величиною нужно признать

$$\frac{e}{m} = 1{,}77 \cdot 10^7 \; \textbf{\textit{C-G-S-M.}}$$

Опыты показали, что эта величина совершенно не зависит ни от материала, из которого был сделан катод, ни от газа, которым была наполнена круксова трубка. Более того: катодные лучи, как увидим ниже, могут возникать не только в круксовой трубке, но и в воздухе при обыкновенном давлении под действием света, теплоты и т. п.; и тем не менее во всех этих разнообразных случаях отношение $\frac{e}{m}$ оказалось одним и тем же.

Все это вместе приводит нас к заключению, что во всех материальных телах имеются катодные частички и все эти частички по существу одинаковы.

432. Опыты Ленарда. — Почти все вещества непроницаемы для катодных лучей. Однако Гертц (1892) нашел, что они способны проходить сквозь тонкие пластинки алюминия толщиною около 0,003 *мм*. Ленард воспользовался этим свойством катодных лучей, чтобы вывести их из трубки наружу и изучать их при различных обстоятельствах. Опыты Ленарда состояли в следующем. В трубке A (рис. 427) — сильно разреженный воздух; цилиндр a служит анодом. Катодные лучи, выходящие нормально к катодной пластинке, попадают на „алюминиевое окошечко“ b, т. е. отверстие, закрытое алюминием толщиною 0,003 *мм*. Для того чтобы наружное давление не продавило это окошечко, оно сделано очень небольшого диаметра, всего в 1,7 *мм*. Таким образом катодные лучи, выходя наружу сквозь алюминий, попадали во вторую трубку B. Трубка B наполнялась различными газами при различных давлениях, а распростра-

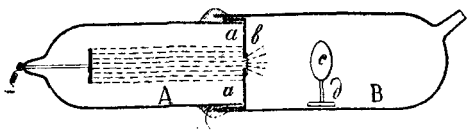


Рис. 427. Опыт Ленарда.

нение катодных лучей в этих газах изучалось небольшим люминесцирующим экраном *c*, который прикреплен к небольшой железной подставке *д*; при помощи магнита, находящегося снаружи, можно было передвигать экран вдоль трубки и наблюдать его свечение в различных расстояниях от окошечка.

Из опытов Ленарда можно вывести общее заключение, что катодные лучи распространяются в пустоте беспрепятственно, — Ленард мог проследить их в трубке *B* на расстоянии нескольких метров от окошечка; но в газах, а в особенности при больших давлениях, лучи эти заметны лишь на расстоянии нескольких миллиметров от окошечка. Это означает, что катодные лучи поглощаются газами, и Ленард нашел, что поглощение катодных лучей происходит тем сильнее, чем больше плотность того газа, в котором эти лучи распространяются.

Поглощение катодных лучей, т. е. видимое уменьшение свечения экрана, может происходить от двух причин: от уменьшения скорости катодных лучей и от уменьшения числа катодных частичек. Ленард нашел, что поглощение *a* катодных лучей в каком-либо газе зависит от величины молекул этого газа и пропорционально его давлению *p*: отношение $\frac{a}{p}$ остается приблизительно постоянным. Так как величины молекул различных газов мало отличаются друг от друга, то это отношение для всех газов почти одно и то же. Заметим, что одновременно с *поглощением* катодных частиц наблюдается также и *рассеяние* их, т. е. отражение их от молекул газа во все стороны.

При больших скоростях, начиная с 1 000 вольт, отношение $\frac{a}{p}$ уже заметно уменьшается; при скорости в 35 000 вольт это отношение делается в 5 000 раз меньше. Отсюда Ленард вывел заключение, что при больших скоростях электроны способны проходить *сквозь* молекулы газа и что следовательно молекулы газа не представляют собою сплошных тел, как это принимает кинетическая теория газов, а состоят из отдельных силовых центров (*динамиды*), между которыми электроны при больших скоростях могут пролетать, не отклоняясь заметно от своего пути. Из своих опытов Ленард определил даже вероятный диаметр этих динамидов и нашел его около 10^{-11} *см*.

433. Фотоэлектричество. — Мы только что видели, каким образом движущиеся электроны возбуждают лучеиспускание, но уже давно было известно обратное явление, а именно испускание электронов под действием света. Еще Герц (H. Hertz, 1887) при своих опытах с электрическими лучами (см. главу электрические колебания и волны) заметил, что наблюдаемые им искорки в резонаторе получаются гораздо легче, когда искровой промежуток освещен, нежели когда он в темноте, и что в особенности благоприятно действует освещение ультрафиолетовыми лучами. Затем Гальвакс (W. Hallwachs) указал, что это явление зависит главным образом от действия света на *отрицательный* полюс искрового промежутка. Оказалось, что многие металлы под действием света начинают испускать из своей поверхности отрицательное электричество, т. е. катодные лучи. Это явление было подробнее изучено Столетовым, Эльстером и Гейтелем, Леонардом и др., причем выяснилось следующее.

Фотоэлектрический эффект зависит от свойства того материала, из которого сделана освещаемая поверхность. В общем можно сказать, что чем электроположительнее металл, тем легче он теряет свой отрицательный заряд под действием света.

Для демонстрации этого явления соединяют чистую цинковую (амальгамированную) пластинку с электроскопом и, зарядив его электричеством, освещают ее затем другой лампой; при этом отрицательный заряд быстро пропадает, между тем как на положительный заряд освещение не оказывает никакого действия. Незаряженная освещенная пластинка тоже теряет отрицательное электричество и заряжается положительно до потенциала около одного вольта. Несколько быстрее это явление происходит в пустоте, где испускаемые электроны не встречают препятствия своему движению.

Чем больше *сила* света, тем больше *количество* испускаемых электронов.

Что же касается *скорости* электронов, то оказывается, что она от силы света совсем не зависит, а только от *длины волны* его: чем меньше длина волны действующего света, тем больше скорость вылетающих электронов. Так например по опытам Ладенбурга, при освещении пластинки из платины ультрафиолетовыми лучами с длиною волны $\lambda = 0{,}25\,\mu$ и $\lambda = 0{,}2\,\mu$ эта скорость оказалась в $0{,}6 \cdot 10^8$ и 10^8 *см*/сек. Наиболее точные опыты по этому вопросу были произведены Милликэном. Об этих опытах мы расскажем подробнее в последней главе (теория квант).

Самые большие скорости электронов можно получить при освещении металлов жесткими лучами Рентгена, длина волн которых гораздо меньше длины волн ультрафиолетовых лучей (см. ниже).

Впрочем к некоторым телам это общее правило неприменимо. По опытам Эльстера и Гейтеля, натрий теряет свой отрицательный заряд даже при освещении красным светом; но, правда, опыт идет быстрее при голубом свете; напротив, рубидий теряет заряд в желтом свете скорее, чем в голубом.

Эльстер и Гейтель показали кроме того, что для калия фотоэлектрический эффект в 12 раз сильнее в том случае, когда электрическое поле света находится в плоскости, перпендикулярной к поверхности металла, чем в том случае, когда электрическое поле параллельно этой поверхности. Кроме того оказывается, что для натрия *наибольший* фотоэффект получается для света с длиною волны $\lambda = 0{,}4\,\mu$ (голубой), для рубидия $\lambda = 0{,}47\,\mu$ (зеленый), для бария $\lambda = 0{,}28\,\mu$ (ультрафиолетовый свет). Это последнее обстоятельство заставляет предполагать, что мы имеем здесь дело с явлением электрического резонанса.

Ленард, подробно изучавший явления *фосфоресценции*, т. е. свечения твердых тел под действием света, которое наблюдается например в сернистом цинке, высказал предположение, что при всех подобных явлениях прежде всего под действием света появляются электроны, т. е. образуется явление фотоэлектрическое, а затем под действием толчков этих электронов возбуждается свечение тел, т. е. люминесценция. Дальнейшие опыты повидимому подтверждают это предположение.

434. Термоэлектроны. — Уже давно было замечено, что раскаленные тела теряют сообщенные им электрические заряды. Уже при тем-

пературе около 300° металлический шарик заметно теряет сообщенный ему положительный заряд. Однако это явление зависит не только от того металла, из которого сделан шарик, но также и от свойства окружающего его воздуха или газа. Кроме того это явление не постоянно; через некоторое время наступает так называемое утомление, и способность терять заряды уменьшается.

Гораздо правильнее происходит испускание раскаленными металлами *отрицательного* электричества; это явление мало зависит от окружающего тела газа и не зависит от времени. Его легко наблюдать, если впаять в обыкновенную лампочку накаливания еще один электрод, например небольшую алюминиевую пластинку, и соединить эту пластинку с гальванометром, другой полюс которого соединен с одним из полюсов лампочки; при накаливании лампочки гальванометр отклонится, обнаруживая ток в несколько миллиампер. Направление тока внутри лампочки будет от пластинки к проволочке; следовательно электроны двигаются от проволочки к пластинке. Опыты Венельта и Дж. Томсона показали, что этот ток образован действительно электронами, выбрасываемыми раскаленными телами; это они доказали, определив отклонение выбрасываемых частичек в магнитном поле. Венельт нашел, что выбрасывание электронов в особенности обильно в некоторых окисях, как например в окисях бария, стронция и кальция.

Наиболее подробные исследования в этой области были произведены Ричардсоном (O. W. Richardson, 1909). Ричардсон показал, что испускание электронов раскаленными телами растет чрезвычайно быстро с температурой, по формуле:

$$i = a\sqrt{\vartheta}\cdot e^{-\frac{b}{\vartheta}}.$$

В этой формуле i означает максимальную силу тока, выраженную в *миллиамперах*, которую можно получить с каждого квадратного *миллиметра* раскаленного металла (ток насыщения); a и b — два коэфициента, зависящие от материала раскаленного тела, ϑ — абсолютная температура каления, а e — основание натуральных логарифмов.

Как пример приведем наиболее часто употребляющийся для этих опытов металл вольфрам, потому что он выдерживает очень высокие температуры каления (до 2 500°). Для вольфрама

$$a = 2{,}36\cdot 10^2 \frac{\text{mA}}{мм^2} \quad \text{и} \quad b = 5{,}25\cdot 10^4.$$

При повышении температуры вольфрама от 2 000 до 2 100°, т. е. всего на 5 %, сила тока насыщения увеличивается почти вчетверо. Обыкновенно на практике, для того чтобы проволочки из вольфрама не слишком быстро портились, температуру каления берут не свыше 2 300° (абсолютной температуры), и тогда можно с каждого квадратного миллиметра поверхности проволочки получить 0,11 миллиампера.

Венельт нашел, что некоторые окиси бария, стронция, кальция способны испускать из себя электроны гораздо сильнее, нежели металлы. Однако эти вещества очень быстро распыляются и не получили того практического применения, как вольфрам.

Ричардсон дал теорию подобных явлений, которая аналогична теории испарения жидкостей. В основу теории положен закон распределения скоростей Максвелла (359, **380**), который Ричардсону удалось проверить и на опыте с вылетающими из раскаленного тела электронами. Далее, Ричардсон показал, что электроны при вылетании и прохождении сквозь поверхность накаленного тела встречают определенное сопротивление, на которое требуется затратить некоторую работу, что тела при испускании электронов охлаждаются, а при поглощении электронов нагреваются. Как видим, все это напоминает собою явления испарения и конденсации жидкостей.

II. АНОДНЫЕ ЛУЧИ

435. Положительные лучи. — Гольдштейн (Goldstein) заметил, что если катод имеет отверстие (рис. 428), то из этих отверстий в сторону, противоположную направлению катодных лучей β, исходят тоже прямолинейные лучи α, которые тоже вызывают люминесценцию стекла. Гольдштейн назвал эти лучи *каналовыми лучами*, потому что они выходят из каналов, или отверстий, сделанных в катоде. Вин (W. Wien) доказал, что эти лучи несут *положительный* заряд и что они отклоняются магнитным полем именно в ту сторону, в которую должен отклоняться поток *положительно* заряженных частиц. Поэтому мы будем называть эти лучи *анодными*.



Рис. 428. Катодные и анодные лучи.

Из опытов над отклонением анодных лучей в электрическом и магнитном поле, совершенно так же, как и для катодных лучей, можно определить их скорость v и отношение их заряда к массе. Опыты Вина и Томсона дали для скорости анодных лучей значение около $v = 10^7$ *см*/сек., а для отношения $\frac{e}{m} = 10^4$.

Эта последняя величина так близко подходит к той, которая была найдена для водорода при электролизе растворов (371, **393**), что явилось предположение, не имеем ли мы здесь дело с ионами водорода. Эти ионы, как и в электролизе растворов, несут на себе положительный заряд, но движутся они с громадною скоростью 10^7 *см*/сек., которая в 100 миллионов раз больше скорости ионов водорода в водном растворе. Впрочем такая громадная скорость легко объясняется незначительным трением водорода в разреженном газе.

436. Опыты Штарке. — Скорость анодных лучей была определена Штарком совершенно другим способом, не зависящим от их заряда. Штарк наблюдал спектр анодных лучей в двух положениях трубки: во-первых, тогда, когда анодные частицы двигались перпендикулярно лучу, идущему в спектроскоп, и, во-вторых, когда скорость движения совпадала с этим лучом. В первом случае спектр анодных лучей был нормальный, во втором случае все линии спектра оказывались сдвинутыми к фиолетовому концу, т. е. все волны делались короче.

Подобное же явление наблюдается в спектрах движущихся звезд и носит название „явления Допплера"; оно может быть легко наблюдаемо не только в световых, но и в звуковых волнах. Если например паровоз, дающий свисток, движется на нас, то звук его свистка нам кажется выше (волны короче), чем в том случае, когда паровоз стоит на месте или удаляется от нас.

Пусть данный источник испускает n волн в секунду. Если скорость волн c, а скорость источника v, то через секунду после испускания первой волны эта волна успеет пройти длину c, а источник успеет пройти длину v. Следовательно первая волна будет отстоять (рис. 429) от источника спереди (т. е. в направлении движения) на длину $c - v$, а сзади — на длину $c + v$. Но в течение этой секунды источник испустил из себя n волн, по-

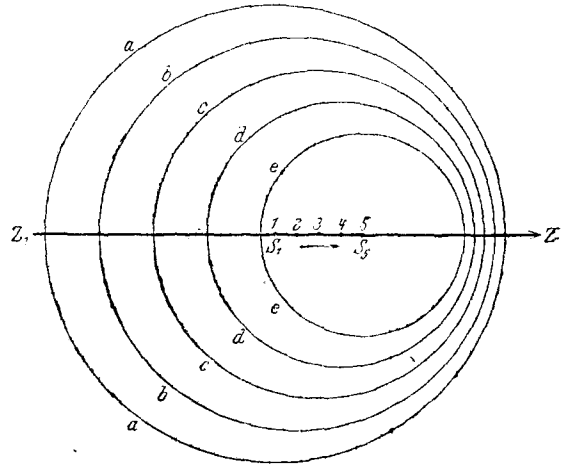


Рис. 429. Явление Допплера.

этому длина каждой волны будет спереди $\lambda_1 = \frac{c - v}{n}$, сзади $\lambda_2 = \frac{c + v}{n}$. Перпендикулярно к движению волна будет такая же, как если бы источник был в покое: $\lambda = \frac{c}{n}$.

Наблюдая λ и λ_1 и зная c, мы можем определить v. Так именно и поступают при определении скорости движения небесных светил из наблюдения смещения полос в их спектре; так именно и поступил Штарк в своих опытах с анодными лучами.

Опыты Штарка дали для скорости анодных лучей величину около 10^7 *см*/сек., в согласии с опытами Вина и Герке.

437. Опыты Герке и Рейхенгейма. — Герке показал, что для получения интенсивных анодных лучей необходимо прибавлять в трубку, где помещен исследуемый газ, немного иода, причем анодные лучи могут выходить не только из отверстий катода, но и из суженний, устроенных в трубке.

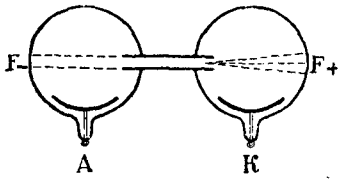


Рис. 430. Опыты Герке.

На рис. 430 представлена трубка Герке, состоящая из двух стеклянных шаров диаметром около 10 *см*, соединенных трубкою, имеющею диаметр всего 7 *мм*. Эта трубка действует как промежуточный электрод, причем в сторону анода выходят *катодные лучи* $F-$, а в противоположную сторону — *анодные лучи* $F+$.

На подобных опытах удалось получить анодные лучи из частичек водорода, кислорода и гелия.

Анодные лучи можно получить не только состоящими из частиц газа, находящегося в трубке, но и из частиц самих электродов. Для этого, как показали Герке и Рейхенгейм, необходимо делать электроды из иодистых соединений металлов, а для увеличения их электропроводности прибавлять к ним угольный порошок. Приготовленные из смеси угля и иодистой соли какого-нибудь металла аноды помещаются в расплавленном состоянии в небольшую стеклянную трубочку A (рис. 431), и затем воздух трубки разрежается. При пропускании постоянного электрического тока с напряжением около 4 000 вольт непосредственно из анода выходит светлый луч, который обнаруживает в спектроскопе спектр того металла, который был помещен в аноде, например Na, Li, Sr. Отклонение этих лучей в электрическом и магнитном поле дало для скорости v величину около $2 \cdot 10^7$ *см*/сек., а отношение заряда к массе получилось:

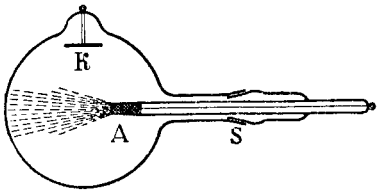


Рис. 431. Опыты Герке.

для лития	$\frac{e}{m} = 1{,}15 \cdot 10^3$	$\times 7 = 8\,050$
для натрия	$\frac{e}{m} = 0{,}41 \cdot 10^3$	$\times 23 = 9\,430$
для стронция	$\frac{e}{m} = 0{,}21 \cdot 10^2$	$\times 43{,}5 = 9\,135$

В этой таблице полученные из опытов Герке отношения заряда к массе умножены на эквиваленты соответствующих металлов, для того чтобы получить заряд одного эквивалента. Эквиваленты вышеприведенных металлов равны соответственно:

$$\text{Li} = 7,\ \text{Na} = 23,\ \text{Sr} = \frac{87}{2} = 43{,}5,$$

причем стронций двухвалентен. По закону Фарадея (368, **390**), заряд одного эквивалента любого вещества должен равняться:

$$F = 96\,500 \text{ кулонов} = 9\,650\ \textbf{\textit{C-G-S-M}},$$

и мы видим, что числа последнего столбца действительно достаточно близки к числу Фарадея, если принять во внимание, что от подобных опытов нельзя и требовать большой точности.

Эти опыты приводят нас к заключению, что *каждая частичка анодных лучей несет на себе тот же самый заряд* $e = 1{,}5 \cdot 10^{-20}$ ***C-G-S-M***, *который мы определили из явления электролиза.*

438. Опыты Дж. Томсона. — В особенности замечательные опыты с положительными лучами произвел Дж. Томсон. Он подвергал тонкий пучок анодных лучей одновременному действию электрического и магнитного полей; оба поля были направлены параллельно друг другу, так что отклонения лучей, производимые этими полями, были перпендикулярны друг к другу (405, 406, рис. 425, 426). Вместо люминесцирующего экрана на пути лучей ставилась фотографическая пластинка, на которой после полуторачасового действия лучей и последующего проявления получался

целый ряд кривых линий или полосок параболической формы (рис. 433). Разберем, что обозначают эти параболы. Предположим сперва, что анодный луч состоит из *одинаковых* частичек.

Пусть рис. 432 представляет собою плоскость фотографической пластинки, а кружок *o* посредине — след *неотклоненного* каналового луча. Если на летящие анодные частички подействовать электрическим полем по направлению *OX*, то они отклонятся *вправо;* но так как в луче могут находиться частички с различными скоростями, то и отклонения их будут различны по величине, и на пластинке мы получим уже не кружок, а целую полоску *aa*. Если бы мы вместо электрического поля возбудили в том же направлении магнитное поле, то лучи отклонились бы *вверх* и образовали бы полоску *bb*. При одновременном действии обоих полей мы получим кривую полоску *cc*. Переменим теперь направление магнитного поля, оставляя электрическое поле неизменным; тогда получим полоску c_1c_1, симметричную с *cc* относительно оси *OX*. Легко доказать, что полоски *cc* и c_1c_1 суть части одной параболы. Действительно отклонение в электрическом поле можно выразить формулой (405, **428**):

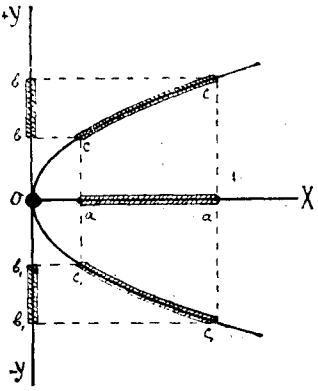


Рис. 432.

$$x = A\frac{e}{m}\cdot\frac{1}{v^2},$$

где величина A зависит от напряжения электрического поля и от размеров прибора. Точно так же отклонение в магнитном поле можно выразить формулою (406, **429**):

$$y = \pm B\frac{e}{m}\cdot\frac{1}{v}.$$

Возводя y в квадрат, разделяя на x и обозначая $B^2:A$ через C, получаем соотношение между y и x, которое соответствует параболе:

$$y^2 = C\frac{e}{m}\cdot x.$$

В этой формуле величина C зависит от напряжения полей и от размеров прибора, и для данного опыта, т. е. для всех частичек одного и того же анодного луча, величина C будет одна и та же. Следовательно все частицы с одинаковым значением $\frac{e}{m}$, но с различными скоростями v, образуют на пластинке *одну и ту же параболу*. Частички с различными $\frac{e}{m}$ будут давать различные параболы, и притом так, что с уменьшением $\frac{e}{m}$ ветви параболы будут все ближе и ближе к оси *OX*.

В опытах Дж. Томсона одновременно получалось на пластинке несколько парабол (рис. 433). Это означало, что в исследуемом им анодном луче имелись частицы с различными значениями отношения заряда к массе. Каковы заряды этих частиц и каковы их массы, — этого конечно на основании полученных кривых определить нельзя. Но так как заряды частиц должны быть или *одинаковыми* или кратными от заряда электрона, то на основании величин $\frac{e}{m}$ оказывается возможным определить и *массы* частиц, составляющих данный анодный луч.

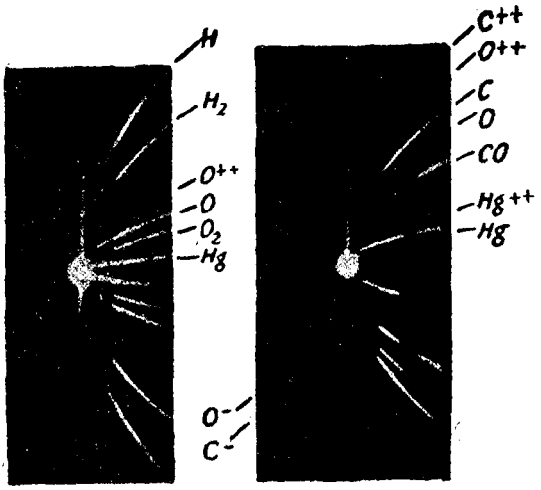


Рис. 433.

Такой оригинальный метод химического анализа, изобретенный Дж. Томсоном, оказался в высшей степени чувствительным, потому что в анодных лучах при помощи фотографической пластинки можно обнаружить ничтожные количества частиц различных газов, находящихся в трубке. Более того, Дж. Томсону удалось открыть в анодных лучах такие ионы и такие химические соединения, которых при обычных условиях мы получить не можем. Так например атомы кислорода и азота оказывались заряженными одним и двумя атомами электричества, но иногда атомы азота соединялись по два и по три, образуя молекулы N_2 и N_3, несущие на себе только по одному заряду. При разряде в болотном газе — метане, CH_4 — получались молекулы C, H, CH, CH_2 и CH_3. Последние три соединения при обычных условиях не получаются. Очевидно эти новые соединения неустойчивы и могут существовать лишь очень короткое время, может быть всего одну миллионную долю секунды, пока анодные частицы летели от анода до пластинки; однако этого уже оказалось достаточно, чтобы обнаружить их и проанализировать по методу Дж. Томсона.

439. Опыты Астона. Массовый спектрограф. Изотопы. — Метод Дж. Томсона был усовершенствован и доведен до высокой степени точности Астоном (F. W. Aston, 1919). Так как главный интерес подобных опытов составляло определение *масс* частичек, то воспроизведение *цельных* парабол являлось излишним; с другой стороны, было желательно сконцентрировать энергию одинаковых лучей в одну точку фотографической пластинки, для того чтобы сократить по возможности время опыта и сделать определение положения этой точки возможно точнее. Астону удалось достигнуть этого следующим образом.

Пусть *SS* (рис. 434) представляет собою первоначальное направление анодных лучей, прошедших две узкие щели *S*. В электрическом поле конденсатора *C* эти лучи получат различные отклонения и образуют це-

лый пучок, из которого щель D выделяет некоторую часть CAB. Расхождение лучей, или, как мы можем его назвать, *дисперсия* анодных лучей, в электрическом поле произойдет от двух причин: во-первых, от различия их скоростей и, во-вторых, от различия величины $\frac{e}{m}$; но мы пока будем предполагать, что заряды всех частиц одинаковы и равны заряду электрона. Это упростит наши рассуждения и сделает их более наглядными.

Выделим мысленно из пучка CAB частицы с одинаковыми массами Из них частицы с бо́льшими скоростями отклонятся меньше и пойдут ближе к линии CA, а частицы с меньшими скоростями отклонятся сильнее и пойдут ближе к линии CB. В магнитном поле M, которое направлено от наблюдателя к чертежу, все частицы отклонятся вверх, т. е.

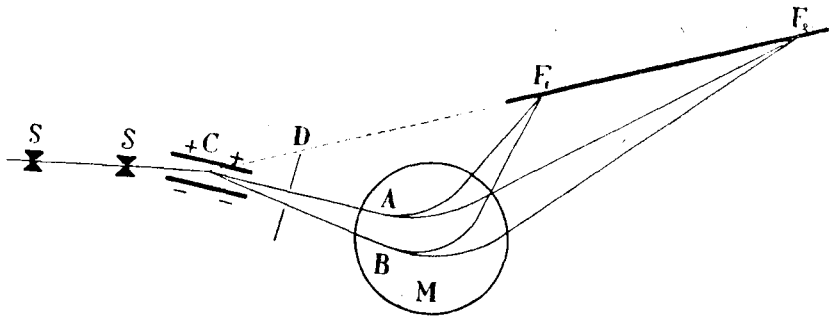


Рис. 434. Массовый спектрограф Астона.

в сторону, *обратную* их отклонению в электрическом поле. При этом опять частицы с меньшими скоростями отклонятся сильнее, чем частицы с бо́льшими скоростями: луч CB отклонится следовательно больше, чем луч CA. Очевидно, что при этом оба луча CB и CA должны будут опять сойтись; пусть это схождение состоится в точке F_1.

Для частиц другой массы мы получим то же самое, с тем однако различием, что при большей массе все отклонения в магнитном поле будут меньше, и мы получим схождение лучей не в точке F_1, а где-нибудь в точке F_2.

Эти точки схождения, или *фокусы*, лучей с частичками различной массы располагаются приблизительно по одной прямой линии F_1F_2, и если поставить по этой линии фотографическую пластинку, то мы получим на ней целый ряд черточек, которые можно назвать *изображениями* щели S. Образование фокусов F аналогично с получением спектральных линий в обыкновенном световом спектрографе. Только в световом спектрографе линии располагаются по *длинам волн* соответствующих лучей, а здесь они располагаются по величине *массы* анодных частичек. Поэтому Астон и назвал свой прибор *массовым спектрографом.*

На рис. 435 у нас изображены массовые спектрограммы, полученные Астоном для хлора и неона.

В трубке с хлором, кроме различных примесей, оказались четыре линии частичек с атомными весами 32, 35, 36, 37 и 38. Однако более детальное исследование показало, что линия *32* представляет собою фокус лучей кислорода, $2 \times 16 = 32$, молекула которого состоит из двух

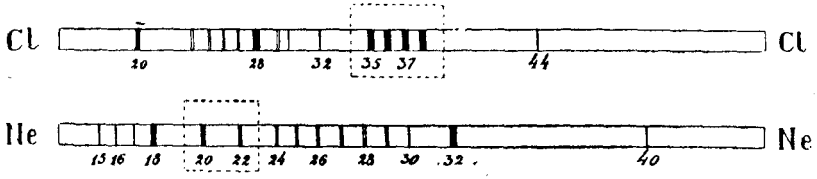


Рис. 435. Массовые спектры хлора и неона.

атомов. Линии *35* и *37* действительно принадлежат хлору, а линии *36* и *38* нужно отнести к соединению атомов хлора с водородом. Это подтверждается еще тем обстоятельством, что Астон нашел в других спектрограммах хлороокиси углерода:

$$CO \cdot Cl^{35} = 12 + 16 + 35 = 63$$

и

$$CO \cdot Cl^{37} = 12 + 16 + 37 = 65,$$

но ему никогда не встречались веса 64 и 66, которые соответствовали бы атомным весам хлора 36 и 38. Для неона, как видно из спектрограммы, Астон нашел атомные веса 20 и 22.

Мы уже сказали выше, что спектрограммы Астона не дают непосредственно массы m атомов, а только отношения $\frac{e}{m}$: при увеличении заряда e и массы m вдвое на спектрограмме получится опять та же линия. О действительной массе атома приходится судить по побочным признакам, или варьируя условия опыта; мы уже видели на примере спектрограммы хлора, как Астон сумел отличить атомный вес хлора от веса молекул хлористого водорода. Определение масс при различных зарядах облегчается еще тем обстоятельством, что в большинстве случаев анодные частицы несут на себе *один* элементарный заряд, реже *два* или *три* заряда, и во всяком случае *целое* и притом *небольшое число* зарядов.

При помощи целого ряда остроумных методов Астону удалось довести точность своих опытов до 0,1 %, т. е. до *одной тысячной* измеряемой величины, и главнейшие его результаты мы можем резюмировать следующим образом.

Во-первых, целый ряд химических элементов, которые до опытов Астона считались однородными, оказались состоящими из смеси *нескольких элементов* одинаковых химических свойств. Мы видели, что Астон открыл два разных хлора с атомными весами 35 и 37 и два разных неона с атомными весами 20 и 22. Так как составные части этих элементов имеют совершенно *одинаковые* химические свойства, то, несмотря на различный атомный вес, их необходимо поместить в одно и то же место менделеевской таблицы химических элементов. Такие состав-

ные части элементов принято называть *изотопами* (изо — *одинаковый*, топос — *место*). Изотопные элементы были впервые открыты между радиоактивными телами, как мы это увидим ниже, но Астону удалось открыть целый ряд изотопов и между элементами, не обладающими заметной радиоактивностью. В ртути и криптоне оказалось даже до шести изотопов.

Вторым важным результатом опытов Астона нужно считать то обстоятельство, что почти все элементы, понимая под этим словом изотопы, а не их смеси, оказались имеющими атомные веса, выражающиеся *целыми* числами, если для атомного веса кислорода принять тоже целое число 16. Это обстоятельство заставляет нас предполагать, что все химические элементы составлены из целого числа *одинаковых* частиц, имеющих атомный вес, равный *единице*, т. е. *из атомов водорода*.

Однако сам водород, взятый в отдельности и в своих химических соединениях, имеет атомный вес 1,008, как это подтверждается и опытами того же Астона. Впрочем в самое последнее время все более и более получает силу предположение, что масса материальных тел обусловлена заключающейся в них электромагнитной энергией (348, **370**), а в таком случае масса атома водорода, взятого в отдельности, может оказаться и несколько больше массы того же водорода, но входящего составной частью в атомы других химических элементов.

Как видим, работы Астона затрагивают вопросы, связанные *со строением атомов* химических элементов, и мы еще вернемся к этому в конце книги.

III. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ГАЗОВ

440. Ионизация газов. — В предыдущих двух отделах мы рассматривали движение газовых ионов *в пустоте* и притом с *большими* скоростями. Теперь мы рассмотрим *медленные* движения газовых ионов *в газах* при обычных давлениях.

Мы знаем, что газы при обыкновенных условиях температуры и давления почти не проводят электрического тока. Однако есть целый ряд способов, посредством которых можно сообщить газам заметную электропроводность. Так например, будучи освещены ультрафиолетовыми или рентгеновыми лучами, или находясь под действием катодных или анодных частиц, или частиц, испускаемых радиоактивными веществами (см. ниже), или наконец под действием высокой температуры и т. п., газы приобретают свойство проводить электричество.

По аналогии с электропроводностью электролитов мы предположим, что и в газах электричество переносится *ионами*. Это предположение было сделано еще Аррениусом, но оно было в особенности подробно развито и подтверждено многочисленными опытами Дж. Томсоном и его учениками.

Итак газ, обладающий электропроводностью, мы будем считать *ионизированным*, а то, что послужило причиною и привело его в это состояние, мы будем называть *ионизатором*.

441. Заряд ионов в газах. — Если электропроводность газов обусловливается присутствием в них ионов, т. е. положительно и отрицательно

заряженных частиц, то прежде всего является вопрос, какие это ионы и почему они не обнаруживаются на электродах при электролизе данного газа. Что касается положительных ионов, то мы их уже изучали в анодных лучах и видели (413, 437), что это суть те же самые ⊕-ионы, которые участвуют и в электролизе жидкостей, но в газах они двигаются с несравненно бо́льшими скоростями. Относительно ⊖-ионов, т. е. катодных лучей, мы знаем только, что для них отношение заряда к массе $\frac{e}{m} = 1{,}77 \cdot 10^7$, т. е. приблизительно в 2 000 раз больше, чем для ионов водорода. Это может происходить либо оттого, что заряд катодной частицы в 2 000 раз больше, чем заряд атома водорода, или оттого, что ее масса в 2 000 раз меньше. Дж. Томсон при помощи в высшей степени остроумного метода показал, что заряд катодной частицы такой же, как заряд иона при электролизе. Томсон воспользовался для этого явлением, открытым Р. Гельмгольцем и изученным Ленардом и Уильсоном, которое заключается в том, что ионы в газах имеют свойство сгущать вокруг себя пары воды.

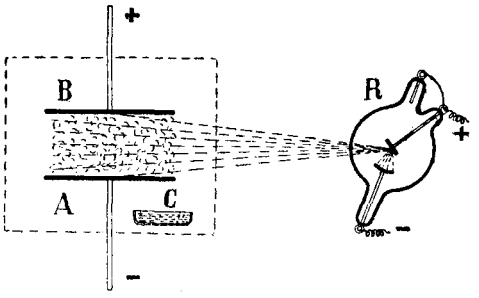


Рис. 436. Сгущение паров в ионизированном воздухе.

Представим себе, что в сосуде AB (рис. 436) заключен по возможности чистый воздух и на дне поставлена чашка с водою; тогда вместе с воздухом мы будем иметь в сосуде насыщенные пары воды. При помощи насоса или другим каким-либо приспособлением мы можем сделать быстрое разрежение воздуха в AB и таким образом понизить его температуру Однако, если воздух чистый, т. е. без пыли, то можно доводить такое быстрое разрежение до $^1/_2$ атмосферы, без того чтобы происходило заметное сгущение паров воды. Но стоит только ионизировать газ например лучами Рентгена, и при разрежении его мы тотчас же заметим сгущение паров воды. При этом вокруг каждого иона образуется одна капелька воды, и эти капельки в виде тумана медленно оседают на дно сосуда A. Отрицательные ионы гораздо легче конденсируют на себе воду, чем положительные, и требуют для этого меньшего разрежения воздуха. Можно подобрать это разрежение так, чтобы пары конденсировались исключительно на отрицательных ионах, и убедиться в том, что это действительно так, собирая конденсированный пар (т. е. капельки воды, образующие туман в сосуде) на пластинку A, соединенную с электрометром.

Назовем число ионов через n, а заряд каждого иона — через e; тогда электрометр покажет нам заряд ne. Для определения n Томсон сделал следующее. Так как верхняя граница тумана, образовавшегося в сосуде AB после внезапного разрежения, довольно резко очерчена и туман медленно опускается под действием силы тяжести, то по скорости v опускания капелек и по известному коэфициенту трения воздуха

$k = 1{,}8 \cdot 10^{-4}$ можно определить радиус r капелек по формуле, выведенной Стоксом:

$$v = \frac{2}{9} \frac{g \cdot r^2}{k}.$$

Зная радиус капельки, можем вычислить и массу каждой из них по формуле $m = \frac{4\pi r^3}{3}$.

С другой стороны, определяя массу всего осевшего тумана M, мы можем вычислить число капелек $n = \frac{M}{m}$, а следовательно и заряд каждой капельки e.

Из этих опытов оказалось, что заряд $e = 1 \cdot 10^{-20}$ ***C-G-S-M*** (т. е. близко подходит к величине заряда иона водорода в электролитах) (370, 392).

442. Опыты Милликэна. — Наиболее точные опыты для определения заряда электрона были произведены американским физиком Милликэном (R. A. Millikan, 1914). Его метод отличался тем от метода Дж. Томсона, что он наблюдал движение *отдельных* заряженных электричеством *капелек*. При помощи особого пульверизатора Милликэн вдувал мелкие капельки масла в большой ящик A (рис. 437). Капельки при трении в пульверизаторе заряжались электричеством. Некоторые из этих капелек, медленно падая на дно ящика, попадали в отверстие b и сквозь него в электрическое поле конденсатора C. Здесь движение капелек могло быть наблюдаемо сквозь небольшое окошечко при помощи короткофокусной трубы T. Улавливая какую-нибудь из этих капелек в поле зрения трубы, Милликэн определял скорость ее движения, с одной стороны, под действием силы тяжести mg, а с другой — под одновременным действием силы тяжести mg и силы электрического поля Ee. Меняя направление электрического поля E в конденсаторе C, можно было заставлять двигаться одну и ту же капельку то вверх, то вниз, и таким образом из многочисленных опытов определять ее заряд e. Опыт показал, что капельки всегда несут на себе заряды, *кратные* от заряда одного электрона. На одной и той же капельке оказывалось иногда до 140 элементарных зарядов. При действии на незаряженную капельку лучей Рентгена она теряла отрицательное электричество, — большею частью при этом терялся один электрон. На опытах с такими капельками, несущими на себе положительный заряд, Милликэн мог убедиться, что элементарные заряды положительного и отрицательного электричества одинаковы по своей величине. Производя подобные опыты при самых разнообразных условиях с капельками различной величины и различного материала, Милликэн вывел из своих много-

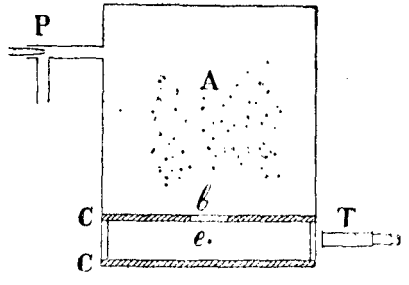


Рис. 437. Опыт Милликэна.

численных опытов наиболее точную величину элементарного заряда электрона:

$$e = 4{,}774 \cdot 10^{-10}\ \textit{C-G-S-E} = 1{,}591 \cdot 10^{-20}\ \textit{C-G-S-M} = \\ = 15{,}91 \cdot 10^{-20}\ \text{кулонов},$$

с точностью до одной тысячной этой величины.

На основании этих опытов мы можем легко определить число электронов, содержащееся в одном *кулоне* отрицательного электричества, а именно:

$$\frac{1}{e} = 6{,}29 \cdot 10^{18}\ \text{электронов}.$$

Если принять во внимание, что фарадеево число, т. е. заряд одного грамм-эквивалента (368, **390**), составляет 96 500 кулонов, то получаем, что число электронов в этом заряде, а следовательно и число атомов в одном грамм-атоме, или так называемое число Лошмидта, равно

$$L = 6{,}29 \cdot 10^{18} \cdot 96\,500 = 60{,}6 \cdot 10^{22}.$$

443. Масса электрона. — Сопоставляя полученное нами выше (420, **441**) значение $\frac{e}{m} = 1{,}77 \cdot 10^{7}$ для отрицательного иона в газах и известное $\frac{e}{m} = 9\,650$ для водорода и приняв во внимание, что, по опытам Дж. Томсона, e в обоих отношениях одинаково, мы приходим к заключению, что масса отрицательного иона в газах в 1 835 раз, или приблизительно в 2 000 раз, меньше массы атома водорода.

Как известно, водород из всех известных нам химических элементов имеет уже наименьшую массу; поэтому катодные частички не могут быть атомами какого-либо из известных нам до сих пор химических элементов; но опыты Кауфмана (см. ниже) показали, что $\ominus$-ион в газах обладает исключительно *электромагнитной массой* и следовательно представляет собою чистое электричество без материи, т. е. *электрон*.

444. Ионизация и молизация. — После всего вышесказанного мы приходим к такому представлению об ионизации газов. Под действием ионизатора, который большею частью представляют собою короткие электромагнитные импульсы, от молекулы газа отщепляется *электрон*, т. е. чистый электрический атом величиною $e = -1{,}6 \cdot 10^{-20}\ \textit{C-G-S-M}$. Сама молекула, потеряв этот отрицательный заряд, тем самым оказывается заряженной положительным электричеством. Оба получившиеся таким образом иона имеют свойства сгущать вокруг себя молекулы, как это мы видели например в опытах Томсона (419, **441**) над образованием тумана; тогда образуются сравнительно тяжелые ионы более или менее сложного состава. Впрочем этим процесс не заканчивается, ибо отделенные друг от друга $\oplus$- и $\ominus$-ионы стремятся вновь соединиться друг с другом. Опыт показывает, что если осветить какой-либо газ лучами Рентгена, то он сперва ионизируется и проводит электричество; но по прекращении действия лучей электропроводность газа постепенно пропадает сама собой; очевидно ионы при этом молизируются,

С явлением молизации мы уже познакомились, когда выводили закон Оствальда (373, 396), а потому можем применить те же рассуждения и здесь.

Пусть данный нам ионизатор *ионизирует* в каждом кубическом сантиметре газа q молекул ежесекундно. Если в данный момент в 1 $см^3$ газа находится n $\oplus$-ионов и столько же $\ominus$-ионов, то ежесекундно *молизируется* αn^2 ионов. Чем больше q, т. е. чем сильнее ионизатор, тем быстрее будет увеличиваться число n ионов в данном газе, но одновременно с этим тем быстрее будет происходить их воссоединение. Когда наконец ионизация будет как раз уравновешиваться молизацией, то q будет равно αn^2, и следовательно

$$n_0 = \sqrt{\frac{q}{\alpha}};$$

это будет наибольшее число ионов, которое может быть в 1 $см^3$ данного газа при данном ионизаторе.

Теперь предположим, что действие ионизатора прекратилось. Тогда накопившиеся в кубическом сантиметре газа n_0 ионов того и другого знака начнут соединяться друг с другом, и нетрудно указать тот закон, по которому будет происходить постепенная их молизация. Действительно, обозначив через n число ионов, оставшихся еще к некоторому времени t, напишем:

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \alpha t.$$

Легко видеть, что при $t = 0$, т. е. в момент прекращения действия ионизатора, было n_0 ионов. Для того чтобы доказать, что написанная нами формула действительно выражает закон постепенной молизации, вычислим скорость молизации, которая, как мы знаем, должна в каждый момент быть равна αn^2. Для этого подставим в нашу формулу два значения времени t_1 и t_2 и соответственные этим моментам числа ионов n_1 и n_2; получаем две формулы, разность которых дает:

$$\frac{n_1 - n_2}{t_1 - t_2} = \alpha n_1 n_2.$$

Если оба момента времени t_1 и t_2 очень близки друг к другу, то произведение $n_1 n_2$ будет мало отличаться от n^2. Таким образом слева мы имеем уменьшение числа ионов в единицу времени, т. е. скорость молизации, а справа αn_2, как оно и должно быть.

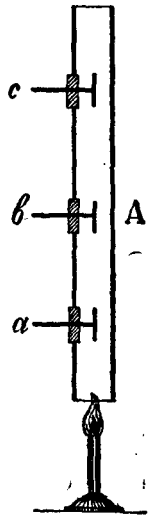


Рис. 438. Наблюдение молизации.

По опытам Ланжевена и Рётерфорда, величина α в воздухе при обыкновенных условиях равна около 10^{-6}.

Явление молизации можно наблюдать на следующем опыте. Под железной трубкой A (рис. 438) около одного метра высотою поставлена небольшая горелка. Ионизированный этой горелкой газ проходит в трубке мимо электродов a, b и c, которые изолированы от A и соединены

с электроскопами. Опыт показывает, что заряд электроскопа, соединенного с первым электродом a, теряется скорее всего, тогда как заряд в c пропадает гораздо медленнее. Следовательно электропроводность газа и число его ионов в a больше, чем в c; на пути от a к c газ успел частью молизироваться.

445. Ток насыщения. — Пусть число ионов каждого знака, получающихся под действием данного ионизатора, в каждом кубическом сантиметре будет q. Под действием тока J ионы двигаются, как при электролизе растворов, в противоположные стороны и, дойдя до электродов, здесь молизируются, вследствие чего газ беднеет ионами, и электропроводность его падает. За время t успеет пройти через газ количество электричества Jt, и если e — заряд каждого иона, то число ионов в газе за время t уменьшится на $\frac{Jt}{e}$, а в секунду — на $\frac{J}{e}$. Если площадь электродов S, а расстояние между ними l, то объем всего газа, участвующего в электрическом токе, будет Sl. Следовательно ежесекундное уменьшение числа ионов в каждом кубическом сантиметре этого объема вследствие тока (молизация током) будет $\frac{J}{elS}$, или, если через $i = \frac{J}{S}$ обозначить плотность тока, то *молизация током* выразится через $\frac{i}{el}$.

Когда ионизация и молизация уравновешены, то можем написать уравнение:

$$q = \alpha n^2 + \frac{i}{el}.$$

Это уравнение показывает, что число n ионов в 1 $см^3$ зависит от силы тока i, а так как число n обусловливает собою электропроводность газа, то мы видим, что электропроводность газа зависит от силы тока, и следовательно закон Ома здесь уже не имеет места.

Только для очень слабых токов можно считать n постоянным и равным $n_0 = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}$; но затем, по мере увеличения плотности тока i, число ионов делается меньше, и электропроводность падает; наконец, если ток i настолько силен, что уводит все ионы прежде, чем они успевают молизоваться сами собою, тогда первым членом правой части нашего уравнения можно пренебречь по сравнению со вторым, и плотность тока выразится так:

$$i = qel.$$

Как видим, в этом случае плотность тока совсем не зависит от разности потенциалов, а только от силы ионизатора q и расстояния между электродами l.

Этот ток в газе называется *током насыщения*.

Молизацию током можно демонстрировать на том же приборе (рис. 438). Если пропустить через aA ток насыщения, то электроскоп, соединенный с электродом b, почти не теряет своего заряда.

На первый взгляд кажется странным, что ток i пропорционален расстоянию между электродами l; по формуле Ома ток обратно пропор-

ционален этому расстоянию. Но это недоразумение легко устраняется, если вспомнить, что qlS есть полное число ионов, возникающих во всем объеме lS, а чем больше всех ионов, возникающих и уводимых током $J = iS$ ежесекундно, тем сильнее самый ток.

446. Определение силы ионизатора. — Измеряя силу тока насыщения, мы легко можем определить величину q, т. е. *силу* данного нам ионизатора. Разберем следующий пример.

Положим, что между двумя пластинками площадью $S = 100$ *см*^{2}, находящимися на расстоянии $l = 5$ *см* друг от друга, мы наблюдаем ток насыщения $J = 10^{-7}$ ампер. Так как плотность тока здесь равна $i = 10^{-9}$ ампер, а заряд одного иона равен (422, **442**) $e = 16 \cdot 10^{-20}$ кулонов, то число ионов, возникающих ежесекундно в каждом кубическом сантиметре, равно:

$$q = \frac{i}{el} = \frac{10^{-9}}{80 \cdot 10^{-20}} = 1{,}25 \cdot 10^9 \left(\oplus\atop\ominus\right)\text{-ионов.}$$

Наибольшее же число ионов, которое может возникнуть в газе под действием данного ионизатора, будет:

$$n_0 = \sqrt{\frac{q}{\alpha}} = \sqrt{\frac{1{,}25 \cdot 10^9}{10^{-6}}} = 3{,}5 \cdot 10^7 \left(\oplus\atop\ominus\right)\text{-ионов.}$$

Сравним эти данные с тем, что наблюдается в электролитах.

Так например в 10 % растворе поваренной соли, как мы видели (381, **402**), концентрация $\eta = 1{,}7 \cdot 10^{-3}$; так как из всех молекул соли только 0,65 часть ионизирована и так как в каждой грамм-молекуле $6{,}06 \cdot 10^{22}$ молекул, то в каждом кубическом сантиметре раствора находится

$$n = 0{,}65 \cdot 1{,}7 \cdot 10^{-3} \cdot 6{,}06 \cdot 10^{22} = 6{,}7 \cdot 10^{20} \left(\oplus\atop\ominus\right)\text{-ионов,}$$

т. е. в $2 \cdot 10^{13}$ раз больше ионов, чем в газах, ионизированных лучами Рентгена. Этим объясняется тот факт, что, несмотря на значительное трение ионов в водных растворах, электропроводность последних все же значительно больше электропроводности газов.

Кроме того ионизация растворов электролитов отличается от ионизации газов еще тем, что действует постоянно и равномерно, чего нельзя сказать про ионизацию газов. Что касается молизации, то она как в газах, так и в электролитах происходит не только сама собою, но и под действием электрического тока, который уводит с собою ионы из раствора. Однако это последнее действие в особенности заметно в газах, потому что число ионов здесь сравнительно невелико.

447. Движение газовых ионов. — Когда ионы, двигаясь под действием электрического поля, сталкиваются с молекулами газа, то они теряют часть своей кинетической энергии; но на пути между двумя столкновениями они снова увеличивают свою кинетическую энергию и т. д. Таким образом скорость иона в газе будет постоянно меняться и по величине и по направлению. Тем не менее мы можем определить некоторую *среднюю* скорость поступательного движения $\oplus$- и $\ominus$-иона. Если мы обозначим эти средние скорости через u и v, то можем написать для плот-

ности тока ту же самую формулу, как и для движения ионов в электролитах (374, **397**).

$$i = ne(u + v).$$

Для определения скоростей u и v были применены различные методы. Мы ограничимся здесь кратким описанием метода, примененного Ланжевэном, как наиболее простого и наглядного.

Исследуемый газ помещается между обкладками плоского конденсатора и некоторое время ионизируется лучами Рентгена; затем заряжают конденсатор, и электрическое поле немного раздвигает ионы по направлению к обкладкам. После этого возбуждают в конденсаторе электрическое поле, противоположное первоначальному, и наблюдают электрический ток в исследуемом газе. Вначале электрический ток будет образован и $\oplus$- и $\ominus$-ионами; но отрицательные ионы, двигаясь быстрее положительных, выделяются на электродах раньше. В тот момент, когда все электроны выделятся на аноде, сила тока сразу делается меньше, а затем, когда и все положительные ионы выделятся на катоде, ток совсем прекращается. Время, протекшее от начала действия поля до момента ослабления тока, будет следовательно то время, которое *отрицательные* ионы употребили на прохождение расстояния между обкладками конденсатора, а по времени полного прекращения тока мы можем судить о скорости движения *положительных* ионов.

Опыты Ланжевэна и других ученых дали для газовых ионов, при силе поля в один вольт на сантиметр, скорости около одного сантиметра в секунду. Для водорода скорость получилась около 6 *см*/сек. В газах с большими молекулами, как например ацетон и этиловый эфир (C_3H_6O и C_2H_5OH), скорости получаются еще в 10 раз меньшие и т. д. Обыкновенно скорость $\ominus$- ионов в 1,4 раза больше скорости $\oplus$- ионов; но в тяжелых газах и парах обе скорости почти одинаковы.

Часто газовые ионы сгущают вокруг себя несколько молекул газа и образуют таким образом большие ионы, двигающиеся гораздо медленнее. Ланжэвен наблюдал иногда скорости, в 100 и даже 1 000 раз меньшие, чем вышеуказанные.

Наконец, как мы уже говорили (419, **441**), около ионов сгущаются пары воды и образуются капельки тумана, движение которых еще медленнее.

448. Распределение потенциала; напряжение поля и объемный заряд. — Если разность потенциалов между обкладками плоского конденсатора равна V, а расстояние между обкладками равно d, то для напряжения электрического поля мы получаем (75, **82**):

$$E = \frac{V}{d}.$$

Напряжение поля равно падению потенциала на единицу длины вдоль линии сил. Однако опыт показывает, что в электропроводном газе падение потенциала от одной обкладки конденсатора к другой не происходит равномерно. Для производства подобных опытов обыкновенно вводят в различные места газового промежутка так называемые *зонды*, т. е. небольшие платиновые проволочки, соединенные с электрометром. Опре-

деляя разности потенциалов между зондами, помещенными на разных расстояниях от обкладок, мы можем проследить весь ход кривой падения потенциала от одной обкладки до другой.

Положим, что, производя подобный опыт, мы получили кривую падения потенциала, изображенную на рис. 439. Взяв какие-нибудь две смежные точки этой кривой, определим *уклон* (тангенс угла наклонения) линии, их соединяющей. При очень близких друг к другу точках это будет не что иное как *уклон касательной* к кривой потенциалов в рассматриваемой точке. Уклон этот будет представлять падение потенциала на единицу длины, т. е. напряжение поля в данной точке. Таким путем имея кривую потенциалов, полученную из опыта, мы можем построить кривую напряжений поля E (рис. 439). Наконец, если то же самое построение повторить и на кривой напряжений E, то получим кривую плотностей зарядов, потому что плотность ρ связана с напряжением поля соотношением (49, **51**) ($\varepsilon = 1$):

$$E = 4\pi\rho x; \quad \rho = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{E}{\rho}.$$

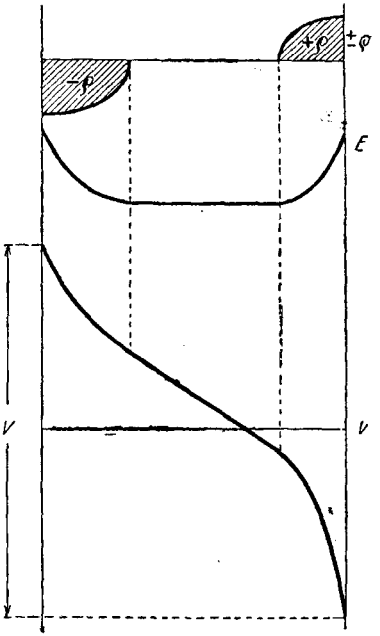


Рис. 439. Распределение зарядов ρ, напряжения E и потенциалов при газовом разряде.

Обыкновенно кривая падения потенциалов имеет вид, изображенный на рис. 439, у анода и катода крутизна кривой больше, чем в середине; в середине же падение потенциала идет равномерно по прямой линии. Это означает, что в середине мы имеем *постоянное* напряжение электрического поля, а (рис. 439, E) по направлению к электродам это напряжение увеличивается. Если мы будем итти вдоль по линиям сил, т. е. в ту сторону, где потенциалы меньше, то увидим, что вначале, около анода, напряжение поля E *уменьшается*: значит здесь имеются *отрицательные* заряды, как это и изображено на рис. 439, ρ. Затем на среднем пути, где потенциал падает равномерно и напряжение поля остается постоянным, никаких зарядов нет ($\rho = 0$). Под конец пути, около катода, мы имеем подъем напряжения поля и следовательно *положительные* заряды.

Из всего этого мы заключаем, что во время прохождения электричества сквозь газы около электродов получается *накопление ионов:* около анода — накопление $\ominus$-ионов, а около катода — накопление $\oplus$-ионов. Это накопление бывает при слабых токах больше, чем при сильных.

449. Измерение слабых токов. — Электрические токи в газах при действии различного рода ионизаторов бывают большею частью очень слабыми, менее 10^{-10} ампер, так что измерение их гальванометрами уже делается неудобным.

В таких случаях прибегают к электрометрам. Если емкость приборов, т. е. конденсатора с электрометром вместе, равна C, и мы наблюдаем на

электрометре в течение t секунд уменьшение разности потенциалов на V вольт, то очевидно количество ежесекундно утекающего электричества, или сила тока, будет:

$$J = \frac{CV}{t};$$

чем меньше емкость C и чем чувствительнее электрометр, тем меньшая сила тока может быть наблюдаема этим способом.

Емкость электроскопа с алюминиевым листочком может быть сделана очень малою, до 10^{-12} фарад, но зато его чувствительность редко достигает 0,1 вольта. С другой стороны, емкость квадрантных электрометров (101, **107**) обыкновенно в 50 раз больше вышеуказанной емкости электроскопа, но чувствительность их легко может быть сделана в 100 раз больше.

Положим например, что при емкости в 10^{-12} фарад мы наблюдаем убывание потенциала в 0,1 вольта каждую минуту; тогда сила наблюдаемого тока будет:

$$J = \frac{10^{-12} \cdot 0{,}1}{60} = 1{,}7 \cdot 10^{-15} \text{ ампер.}$$

Так как заряд одного электрона равен $e = 15{,}5 \cdot 10^{-20}$ кулонам, то в рассматриваемом случае мы наблюдаем прохождение 10 000 электронов в секунду.

IV. РАЗРЯДЫ В ГАЗАХ

450. Ионизация толчком. — Если через газ, находящийся под действием какого-нибудь ионизатора, пропускать электрический ток, постепенно повышая разность потенциалов между электродами, то сила тока, вообще говоря, тоже будет повышаться. Будем откладывать по горизонтальному направлению (рис. 440) разности потенциалов V, а по вертикальному направлению соответствующие силы токов J.

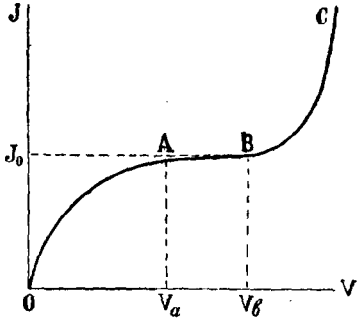


Рис. 440. Зависимость силы тока в газах от разности потенциалов.

Сначала при слабом токе увеличение силы J тока будет итти пропорционально разности потенциалов V, но затем, вследствие молизации током, сила тока будет расти все медленнее и медленнее, и при некоторой разности потенциалов V_a мы увидим, что даже заметное повышение потенциала от V_a до V_b не влечет за собою заметного изменения силы тока J_0. Ток J_0 и будет *ток насыщения*.

Однако при дальнейшем повышении разности потенциалов мы снова будем наблюдать увеличение силы тока по кривой BC.

Для объяснения этого явления Дж. Томсоном было сделано предположение, что ионы в газах, приобретя большую скорость и большую живую силу, способны своими толчками ионизировать молекулы газа и

таким образом увеличивать его электропроводность. Это предположение вполне подтвердилось на опытах Таунсенда.

Представим себе, что какой-нибудь ион под действием силы электрического поля eE прошел путь l. Работа сил поля на этом пути будет равна:

$$W = eEl = eV,$$

где V есть разность потенциалов начальной и конечной точки пути данного иона. Двигаясь на этом пути с ускорением, ион приобретает живую силу $m\frac{v^2}{2}$, равную работе eV.

Поэтому

$$\frac{mv^2}{2} = eV, \text{ или } v = \sqrt{2\frac{e}{m}} \cdot \sqrt{V}.$$

Так как отношение $\frac{e}{m}$, входящее в эту формулу, для всех электронов одно и то же и равно $1{,}77 \cdot 10^7$ ***C-G-S-M***, то при данной разности потенциалов и скорость электрона будет вполне определена. В последнее время нашли удобным вместо скорости электронов давать соответствующую ей разность потенциалов V, выраженную в вольтах (вольт $= 10^8$ ***C-G-S-M***); поэтому

$$v = 5{,}86 \cdot 10^7 \sqrt{V}.$$

В нижеследующей табличке мы приводим несколько разностей потенциалов и соответствующие им скорости электронов:

вольты	*см*/сек.	вольты	*см*/сек.
1	$5{,}86 \cdot 10^7$	1 000	$1{,}88 \cdot 10^9$
5	$1{,}31 \cdot 10^8$	10 000	$5{,}86 \cdot 10^9$
10	$1{,}88 \cdot 10^8$	100 000	$1{,}88 \cdot 10^{10}$
100	$5{,}86 \cdot 10^8$		

При еще бо́льших разностях потенциалов уже сделается заметной зависимость массы электрона от его скорости, и при вычислении скорости необходимо применять более точную формулу кинетической энергии электрона (348, **370**). Сама же кинетическая энергия электрона вычисляется по разности потенциалов V вольт по формуле:

$$W = eV = 1{,}56 \cdot 10^{-12} \cdot V \text{ эрг}.$$

Если в конце своего пути ион встречает молекулу газа, то он сталкивается с ней и отдает ей часть своей живой силы; после этого под действием поля E ион приобретает новую живую силу до нового столкновения и т. д. Все эти столкновения служат причиною появления в газе джоулева тепла.

Но если напряжение поля E или путь l достаточно велики, то ион успевает приобрести на этом пути такую живую силу, которая при столкновении с молекулой способна ионизировать эту последнюю, т. е. отщепить от нее электрон. После такого толчка скорость иона сразу уменьшится, он даже может совсем остановиться, но затем оба иона вместе, — прежний и вновь образовавшийся, — под действием поля E

опять придут в движение; приобретя достаточную скорость и столкнувшись с молекулами газа, они могут в свою очередь отщепить от них новые электроны и т. д. В результате мы будем наблюдать быстрое увеличение электропроводности газа и быстрое увеличение силы тока, — одним словом, мы получим в газе *разряд*.

Легко видеть, что для получения такого разряда необходимы два условия. Во-первых, необходимо, чтобы в данном газе был хотя бы один ион; впрочем опыт показывает, что во всех газах всегда имеется небольшое количество ионов. Во-вторых, необходимо, чтобы кинетическая энергия, приобретаемая ионом на своем пути, была не менее той энергии V_0, которая требуется для ионизации молекулы. Этого последнего условия можно достичь или увеличивая напряжение поля E или увеличивая длину свободного пути иона, т. е. разрежая газ.

При обыкновенном атмосферном давлении расстояния между молекулами чрезвычайно малы, свободный путь иона равен приблизительно 10^{-5} *см;* поэтому здесь для разряда требуются сравнительно большие напряжения поля до 30 000 $\frac{\text{вольт}}{\text{см}}$. Что же касается необходимой для разряда разности потенциалов (99, **105**), то она конечно зависит и от формы электродов. При той же разности потенциалов напряжение поля будет больше у шаровых поверхностей, чем у плоских, и чем меньше шарики, между которыми проскакивает искра, тем меньше будет разрядная разность потенциалов. Легче всего, как известно, получается разряд с острея.

С уменьшением давления газа свободный путь увеличивается, и разрядные потенциалы уменьшаются; это наблюдается в так называемых гейслеровых трубках. Если же мы имеем газ очень сильно разреженный, то его электропроводность опять падает, ибо с уменьшением числа молекул должно уменьшиться и число ионов. Так в трубках Крукса для разряда требуются иногда даже бо́льшие разности потенциалов, чем в обыкновенном воздухе, и если не принять соответственных предосторожностей, то можно получить искру снаружи трубки, а не внутри нее.

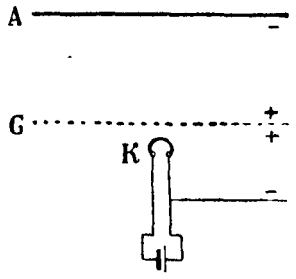


Рис. 441. Опыт Франка и Гертца.

451. Опыты Франка и Гертца. — Намеченная в предыдущем параграфе теория ионизации газов толчком хотя в общих чертах и объясняет явления разряда в газах, однако она требует целого ряда существенных поправок и дополнений, которые могли быть выяснены только после опытов Франка и Гертца (J. Frank, G. Hertz, 1913). Расположение опытов этих ученых может быть изображено следующей схемой (рис. 441). Здесь K представляет собою раскаленную проволочку, служащую источником термоэлектронов (410, **434**). В непосредственной близости от этой проволочки помещена сетка G, а на некотором расстоянии от сетки — пластинка A; сетка и пластинка замыкаются цепью, в которой включены батарея и гальванометр. Если между проволочкой и сеткой установить некоторую небольшую разность потенциалов V

(рис. 441), то электроны, выходящие из проволочки, приобретут некоторую скорость и попадут в поле GA. Предположим, что между электродами G и A тоже установлена некоторая разность потенциалов V_1, и притом так, чтобы это второе поле V_1 было направлено противоположно полю V и задерживало движение электронов. Если величина V_1 будет больше V, то очевидно электроны, вылетевшие из сетки L, совсем не достигнут пластинки A, а должны будут вернуться обратно к сетке и проволочке K. При таких условиях сила тока в гальванометре, установленном в цепи GA, будет равна нулю.

Нечто иное мы получим, если разность потенциалов V между проволочкой и сеткой будет настолько велика, что энергия, приобретенная электроном в поле GK, будет достаточна для ионизации толчком молекул газа, находящегося в пространстве GA. В этом случае образовавшиеся после толчка *положительные* ионы направятся к пластинке A, и гальванометр в цепи GA обнаружит электрический ток; этот ток будет обусловлен только образовавшимися после толчка *положительными* ионами, потому что при $V_1 > V$ все отрицательные электроны, как мы уже сказали выше, будут отброшены обратно к сетке. Таким образом, наблюдая гальванометр в цепи GA при различных потенциалах V в цепи GK, но при условии, чтобы всегда V_1 было немного больше V, мы можем установить ту *наименьшую* разность потенциалов, при которой в первый раз образуются положительные ионы, т. е. при которой впервые наступает ионизация данного газа толчком. Франк и Гертц, а затем и целый ряд других ученых, установили подобными опытами для каждого газа определенный *потенциал ионизации*. Так например:

Газ →	K	Na	Hg	O_2	H_2	N_2	Ne	He
V	4,1	5,1	10,3	15	16	18	21,5	24,5

452. Упругие столкновения без потери энергии. — Для того чтобы выяснить, что же происходит с теми электронами, скорость которых недостаточна для ионизации газа, Франк и Гертц изменили расположение своего опыта, как показано у нас на схеме рис. 442. Здесь электроны, вылетающие из проволочки K сквозь сетку A, попадают в обширный сосуд M с исследуемым газом. Стенки этого сосуда находятся на таком большом расстоянии от сетки, что электроны, не доходя до них, должны непременно встретить на своем пути какую-нибудь молекулу газа и столкнуться с ней. После столкновения электрон изменит направление своего движения, но только очень незначительная часть электронов попадет опять обратно в сетку A, бóльшая же часть их попадает в наружную кольцеобразную сетку BB, отделенную от сетки A

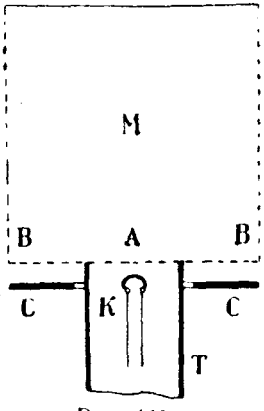


Рис. 442.

трубкою *T*. Сетка *BB* и кольцеобразная пластинка *CC* соединены друг с другом через батарею элементов и гальванометр, который дает возможность измерять энергию отраженных от газа электронов. На основании подобных опытов Франк и Гертц пришли к заключению, что электроны, при малых скоростях, отражаются от молекул некоторых газов, как например от молекул гелия, аргона и паров ртути, *без всякой потери энергии*, — столкновения происходят подобно идеально упругим телам.

Однако при отражении от молекул водорода, еще более от молекул кислорода и хлора, уже заметная часть энергии теряется. Это различие Франк и Гертц приписывают различной силе притяжения между молекулами и электронами. Инертные газы, как гелий и аргон, могут изменять движение электронов только при непосредственном столкновении, между тем как молекулы водорода, а в особенности электроотрицательные молекулы кислорода и хлора, притягивают к себе электроны уже издали, вследствие чего скорость электронов увеличивается и оказывается значительно больше той, которая вычисляется на основании разности потенциалов между *K* и *A*. Кроме того опыты показали, что толчок электронов может произвести не только ионизацию молекулы, но и другие действия, сопряженные с затратой энергии. Некоторые молекулы могут вследствие толчка изменить свое внутреннее строение и свою внутреннюю энергию, а некоторые молекулы могут под влиянием толчка испускать свет. Первое из этих явлений еще слишком мало исследовано, о втором мы будем подробнее говорить в следующем параграфе.

453. Возбуждение свечения газов толчком электронов. — Продолжая свои исследования, Франк и Гертц заметили следующее любопытное явление. В тех газах, где при малых скоростях отражение электронов происходит без потери энергии, а именно в гелии, аргоне и в парах ртути (газы одноатомные), первая заметная потеря энергии наступает при потенциале гораздо меньшем, чем потенциал ионизации. Так например в парах ртути уже при потенциале в 4,9 вольта толчок электронов перестает быть упругим, а между тем потенциал ионизации, как мы указали выше, равен 10,4 вольта.

Франк и Гертц сделали предположение, что при толчке в 4,9 вольта энергия тратится на возбуждение свечения паров ртути ультрафиолетовыми лучами, потому что видимого свечения ртути не было заметно. Предположение это оправдалось на опыте. Исследуя лучеиспускание паров ртути, находящихся под действием толчков электронов при 4,9 вольта, Франк и Гертц получили в спектрографе спектр паров ртути, который, в отличие от обычных спектров ртути, оказался состоящим всего только из одной спектральной линии с длиной волны $\lambda = 0{,}2537$ μ. Это та же самая линия, которую получил еще ранее американский физик Р. Вуд (R. W. Wood, 1903), освещая пары ртути лучами той же длины волны $\lambda = 0{,}2537$, исходящими из ртутной дуговой лампы. Возбуждение свечения определенного периода при помощи волны *того же периода* напоминает собою явление *резонанса* (ср. радиотехнику). Поэтому и спектральная линия $\lambda = 0{,}2537$ получила название *резонансовой линии* ртути, а потенциал 4,9 вольта получил название *резонансового потенциала* ртути.

Последующие работы этих ученых установили подобные же резонансные линии и потенциалы для многих других газов и паров, и в настоящее время мы можем себе составить о явлениях, сопровождающих электронные толчки в газах, следующую общую картину.

При очень малых скоростях электроны могут сталкиваться с молекулами, не теряя при толчке никакой энергии.

При бóльших потенциалах наступает момент, когда электроны, сталкиваясь с молекулами, отдают им часть своей энергии и возбуждают их свечение; при этом в спектре появляется одна *резонансовая* линия. Дальнейшее повышение потенциала возбуждает большее число линий с меньшими длинами волн, а при потенциалах около 7 или 10 вольт, смотря по газу, возбуждается целый *дуговой спектр* газа, т. е. тот спектр, который наблюдается в вольтовой дуге, насыщенной данным газом или паром.

Наконец, при еще бóльших потенциалах наступает *ионизация* толчком, и появляется спектр с большим числом линий, так называемый *искровой спектр* газа, который обычно наблюдается в гейслеровых трубках и вообще при искровых разрядах.

454. Разряды в гейслеровых трубках. — Представим себе прямую трубку с двумя впаянными электродами (рис. 443), соединенные с источником высокого напряжения (индуктор). Если мы будем постепенно выкачивать [1] из трубки воздух, то будем наблюдать следующие явления.

При нормальном давлении и большом расстоянии между электродами (около метра) разряд происходить не будет, ибо для этого потребовались бы очень большие разности потенциалов.

Но по мере выкачивания воздуха из трубки длина свободного пути ионов увеличивается, они начинают ионизировать воздух толчком, и мы наблюдаем между электродами тонкий искровой разряд. При дальнейшем выкачивании до 0,01 атмосферы ионизация увеличивается настолько, что вместо тонкой искры электрическому току предоставляется уже большая площадь, которая и обозначается внутри трубки широким светящимся столбом (рис. 443, *а*); свечение этого столба у анода (рис. 443, наверху анод, внизу катод) и у катода оказывается разным, и эта разница с понижением давления (рис. 443, *b*, *c*, *d*) все увеличивается. Сияние, исходящее из анода, имеет в воздухе розоватый оттенок, у катода — сияние

[1] Для выкачивания воздуха из трубок служат различные ртутные насосы — Теплера, Гейслера, Кальбаума и др. Быстрее всего действует вошедший в недавнее время в употребление ртутный насос Гэде. При помощи этих насосов можно достичь давления в 0,00001 *мм* ртутного столба, что составляет почти одну стомиллионную долю атмосферы. При выкачивании полезно бывает нагревать трубку и ее электроды, чтобы освободить их от поглощенных (окклюдированных) ими газов. Иногда удобно бывает для достижения крайних разрежений и для поддержания вакуума пользоваться свойством угля, полученного из скорлупы кокосового ореха; уголь имеет свойство при низких температурах поглощать в себя газы. Снабдив эвакуируемую трубку ответвлением и положив в нее кокосовый уголь, погружают это ответвление в сосуд с жидким воздухом; при этом малейшие следы газов из трубки переходят в ответвление и здесь поглощаются углем. Таким образом можно поддерживать долгое время давление ниже 0,00001 *мм*. Наконец в самое последнее время Лэнгмюр изобрел оригинальный насос, в котором воздух увлекается движением паров ртути. Подобные насосы в настоящее время очень распространены в технике.

голубоватое. С понижением давления розоватое сияние анода, а последнее катодное сияние оттесняет собою иногда распадается на отдельные слои (рис. 443, *c*, *d*).

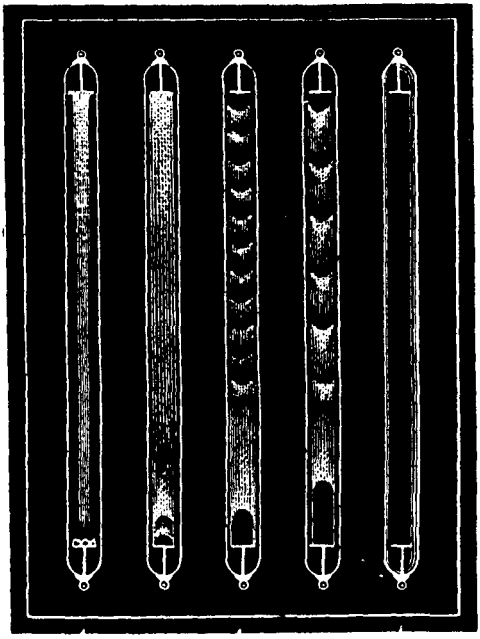


Рис. 443. Разряды в разреженных газах.

Наконец, при давлениях около миллионной атмосферы (рис. 443, *e*) анодное сияние совсем отсутствует, и из катода выходят описанные выше катодные лучи. При этом уже не воздух в трубке, а стекло ее светится зеленоватым светом и испускает из себя лучи Рентгена.

455. Детали разряда. — При более детальном рассмотрении разряда мы можем заметить в нем следующие части. Вблизи анода (рис. 444) образуется светящийся слой *a*, за которым следует более темное пространство; а затем идет опять светлое *анодное* или *положительное сияние ab*, занимающее бо́льшую часть трубки. Точно так же и около катода имеется тонкий светящийся слой *e*, отделенный от катодного или отрицательного сияния *dc* темным слоем *ed* (Гитторфа или Крукса). Между положительным и отрицательным сиянием остается темный промежуток, — так называемое темное фарадеево пространство *bc*.

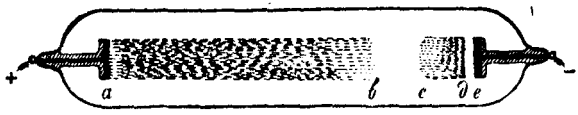


Рис. 444. Отдельные части разряда.

Если исследовать распределение потенциала в трубке при помощи зондов, то получается кривая, изображенная на рис. 445, где отдельные участки кривой обозначены теми же буквами, в соответствии с рис. 444. Из этой кривой мы можем сделать заключения о напряжении поля и о распределении зарядов по длине трубки, как это мы делали выше (426, **448**).

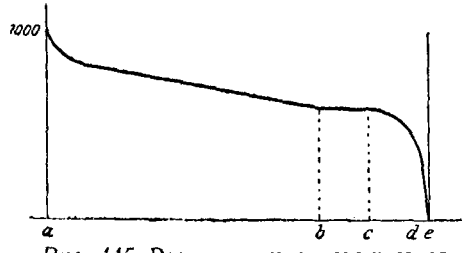


Рис. 445. Распределение потенциалов.

При слабых токах катодное свечение *e* занимает лишь часть площади катода; затем площадь свечения растет пропорционально силе тока и при сильных токах покрывает весь катод. Варбург нашел, что разность потенциалов в круксовом темном пространстве *de* (рис. 444, 445)

не зависит ни от силы тока, ни от давления газа в трубке до тех пор, пока катодное свечение не покрывает всего электрода. Это так называемое *нормальное падение потенциала у катода* является характерным для данного газа и данного материала катода.

В нижеследующей таблице даны некоторые из этих нормальных потенциалов в вольтах.

Газ / Катод	He	Ne	H_2	N_2	O_2	Воздух
K	59	68	94	170	—	—
Na	80	75	185	178	—	—
Al	120	141	171	179	311	229
Cu	177	—	214	208	—	375
Pt	165	152	276	216	364	277

Эти данные не настолько точны, чтобы на них можно было основывать какие-либо обобщения; но в общем можно заметить, что падение потенциала у катода увеличивается вместе с увеличением ионизационного потенциала газа (430, **451**).

Вместе с увеличением силы тока в трубке увеличивается *пропорционально* и площадь, покрываемая катодным свечением. Отсюда заключаем, что плотность тока остается постоянной. Если же мы будем увеличивать силу тока и после того, как катодное сияние уже заняло всю площадь катода и не может более увеличиваться, то вместе с увеличением плотности тока станет увеличиваться и падение потенциала около катода; падение потенциала делается *анормальным*. Таким путем Штарку удалось повысить падение потенциала у катода до 30 000 вольт. С другой стороны, если мы раскалим катод и таким образом будем снабжать разрядное пространство термионами, то мы можем значительно понизить катодное падение потенциала и даже довести его до нуля.

Около анода мы имеем накопление отрицательного электричества, и следовательно здесь тоже образуется более крутое падение потенциала; однако анодное падение вообще гораздо меньше катодного (ср рис. 445); величина его колеблется от 18 до 20 вольт. Если материал анода содержит в себе примеси, в особенности примеси электроотрицательных элементов, то анодное падение увеличивается и может быть доведено до 1 000 вольт. Герке заметил, что введением паров иода (413, **437**) можно значительно увеличить анодное падение и таким путем усилить анодные лучи.

На основании вышеизложенного мы можем себе нарисовать следующую общую картину разряда в гейслеровых трубках.

В первый момент своего действия электрическое поле производит ионизацию *толчком* и раздвигает ионы: положительные газовые ионы направляются к катоду, а электроны — к аноду. Вследствие этого образуются катодное и анодное падения потенциала, которые необходимы для дальнейшего поддержания разряда. Положительные ионы должны на про-

тяжении катодного падения потенциала приобрести кинетическую энергию, достаточную для того, чтобы своими ударами выбить из катода необходимое для разряда количество электронов. Эти электроны, пройдя катодное падение потенциала, приобретают в свою очередь кинетическую энергию, которая при их столкновении с молекулами газа производит свечение газа, катодное сияние. При столкновении электроны теряют свою кинетическую энергию, отчего фарадеево пространство остается темным. Но затем электроны могут вновь приобрести кинетическую энергию, а пробежав анодное падение потенциала, имеют уже достаточно энергии, чтобы войти в металл анода.

Если путь электронов достаточно длинен, то они могут то задерживаться, ударяясь о молекулы и возбуждая их свечения, то вновь устремляться вперед, приобретая новую энергию от электрического поля, и т. д. несколько раз; в результате мы должны получить *слоистое* положительное сияние в трубке (рис. 446). Конечно все эти толкования имеют значение только общей ориентировки; количественная же теория этих явлений повидимому чрезвычайно сложна.



Рис. 446. Слоистый разряд.

456. Ионизация пламени. — Газы при высоких температурах обладают весьма заметной электропроводностью; так например давно было известно, что посредством пламени можно снимать заряды со стекла и эбонита и отводить проводники к земле. Если в пламя бунзеновой горелки вводить различные соли, как это обыкновенно делается при спектральном анализе, то электропроводность пламени может возрасти иногда в 1 000 раз.

Причину ионизации пламени нужно искать в увеличении скорости молекул газа при повышении его температуры Таким образом здесь мы тоже имеем случай ионизации газа *толчком*, только толчки эти производятся не ионами, а самими молекулами Мы знаем (360, 380), что живая сила газовых молекул растет пропорционально абсолютной температуре; но ионизация пламени не будет подчиняться этому закону, потому что до тех пор, пока молекулы газа не обладают еще достаточной для ионизации живой силой, они совсем не будут ионизировать газ, и только при переходе через эту предельную величину живой силы можно ожидать сильной ионизации Эта предельная величина живой силы, необходимой для ионизации, оказывается для различных молекул различною. Кроме того не нужно забывать, что скорости и живые силы различных молекул при данной температуре вообще различны, и не все молекулы одновременно достигают предельной живой силы Поэтому хотя с повышением температуры и ионизация тоже повышается довольно быстро, тем не менее даже при температуре вольтовой дуги (4 000°) далеко не все молекулы оказываются ионизированными.

Впрочем опыты Уильсона показали, что хлористый натрий, введенный в пламя бунзеновской горелки (1 000°), ионизируется почти полностью.

Что в пламени мы имеем ионы, предполагал еще Аррениус, однако первый, показавший на опыте существование этих ионов, был Ленард (1902). Наблюдая струйки светящегося газа в пламени бунзеновой горелки, в которую введены соли какого-либо металла (как это обыкновенно делается при спектральном анализе), Ленар показал, что эти струйки притягиваются отрицательно заряженным телом; следовательно светящиеся молекулы металла в пламени заряжены *положительно*; они представляют собою положительные ионы.

Более подробные исследования скорости ионов в пламени привели к заключению, что здесь явления движения ионов сильно осложняются молизацией ионов. Если бы электроны в пламени двигались не изменяясь, то они должны бы были по Ленару приобрести скорости до 50 000 *см*/сек; между тем средняя скорость их на опыте оказывается всего около 10 000 *см*/сек. Точно так же и для положительных ионов опыт дает меньшую скорость, чем это можно было бы ожидать; скорость положительных ионов в пламени колеблется в пределах от 50 до 350 *см*/сек. Оба явления можно объяснить, предположив, что ионы на пути своем молизируются, и тогда конечно электрическое поле не может сообщать им поступательного движения; от этого средняя скорость их должна быть меньше.

457. Разряд при атмосферном давлении.— Если мы приведем в действие электростатическую машину и раздвинем ее электроды так, чтобы между ними проходил только слабый ток, то мы можем в темноте заметить у полюсов *сияния*. Эти сияния тоже произошли от ионизации воздуха *толчком*. Если поверхности электродов имеют неровности, или едва заметные *остриа* (100, **106**), то около этих остриев образуется более сильное напряжение поля, ведущее к образованию необходимых для разряда ионов. К такого рода электрическим сияниям принадлежат давно известные огни св. Эльма и так называемая *корона* на электрических проводах высокого напряжения.

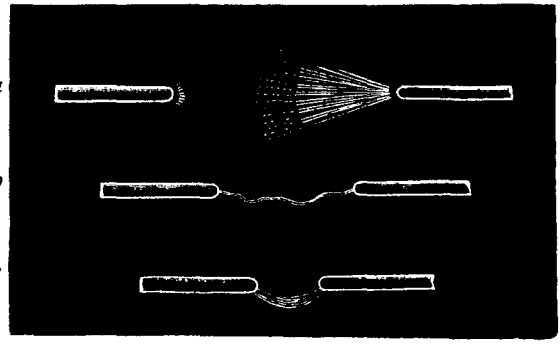


Рис. 447. a — сияние, *b* — искра и *c* — вольтова дуга.

Различие в свечении около анода и около катода (рис. 447) объясняется неравномерным распределением потенциала и зарядов, подобно тому как это мы имели в гейслеровых трубках (434, **455**). При сближении электродов они начинают нагреваться, и кроме ионизации толчком у нас появляется еще ионизация раскаленными электродами; тогда вместо сияния мы наблюдаем уже более яркое свечение, так называемую *вольтову дугу* (рис. 447, *c*), в которой светится не только воздух, но и раскаленные пары тех металлов, из которых сделаны электроды. Промежуточным типом между *сиянием* и *вольтовой дугой* служит *искровой разряд* (рис. 447, *b*), когда разность потенциалов достаточна для иониза-

ции газа толчком, но количество электричества, притекающего к электродам, недостаточно для поддержания тока постоянной величины (99, **105**).

458. Вольтова дуга. — Так называемая *вольтова дуга* (160, **173**) отличается от других типов разрядов главным образом присутствием паров тех веществ, из которых сделаны электроды; при этом необходимо, чтобы *катод* был в раскаленном состоянии. Что это действительно так, можно показать на следующем опыте. Возьмем два угольных стержня и соединим их с источником тока с вольтажем около 50 вольт. Когда мы сблизим угли до соприкосновения, то контакт начинает раскаливаться, и мы можем немного раздвинуть угли и образовать между ними вольтову дугу. Если теперь прекратить ток на короткое время, например на 0,1 секунды, то дуга потухнет, но затем при включении тока вновь загорается, без того чтобы нужно было снова сближать угли до соприкосновения. Однако, если мы захотим повторить тот же опыт, заменив один угольный электрод каким-либо металлом, например медным стержнем, то опыт удастся только в том случае, если металл служил анодом. Дело в том, что медный электрод так быстро охлаждается при выключении тока, что при новом включении он уже не находится в раскаленном состоянии. Если же мы сделаем медь анодом, а уголь катодом, то опыт удастся.

По той же причине при *переменном* токе вольтова дуга не может гореть между металлическими электродами.

Все эти явления объясняются тем, что для образования вольтовой дуги необходимы электроны, которые вводятся в нее раскаленным катодом; накаливание же катода производится самой вольтовой дугой. Но кроме катода в вольтовой дуге раскаляются также и те газы, в которых происходит разряд. Таким образом в вольтовой дуге мы имеем *одновременно* те случаи разрядов, которые мы рассматривали выше в отдельности: ионизацию толчком, высокой температурой и термоионами катода.

В дуговых лампах для освещения служит главным образом раскаленный кратер анода. Кратер накаливается попадающими в него электронами. Но для поддержания дугового разряда накаливание анодного кратера не имеет существенного значения. Мы можем даже устроить внутри анода циркуляцию холодной воды для охлаждения и тем не менее получить дугу между электродами; если же мы подобным же образом устроим охлаждение катода, то дуга вообще гореть не будет.

Термоионы вольтовой дуги понижают нормальное катодное падение потенциала до 9 вольт; анодное же падение величиною около 23 вольт остается в силе. Полное падение потенциала между электродами составляется таким образом из трех частей: из анодного и катодного падения (всего около 32 вольт) и падения потенциала в раскаленных газах дуги. Чем сильнее сила тока, чем выше температура дуги, тем больше ее ионизация и электропроводность; следовательно электропроводность дуги будет увеличиваться вместе с силою тока. Для обычных условий при угольных электродах полное падение потенциала в вольтовой дуге можно принять в 40 вольт.

Так как накаливание анода производится бомбардировкой электронов, то для получения более высокой температуры выгодно увеличить насколько возможно анодное падение потенциала. Бек и Гельгофф достигли

этого двумя способами: во-первых, сужением площади анода и, во-вторых, примесями к анодному углю некоторых окислов металлов. При этом яркость раскаленного анода увеличилась в 6 раз. Уменьшение же площади катода имеет важное значение при устройстве прожекторов, потому что чем меньше лучеиспускающее тело, тем точнее можно получить при помощи параболических зеркал и линз параллельные лучи света.

59. Характеристика разряда. — Ввиду сложности явлений электрического разряда в газах и трудности дать для него общую теорию Кауфман предложил для каждого рассматриваемого случая, т. е. для данного расстояния между электродами и данного материала, чертить кривые зависимости силы тока от разности потенциалов; он же показал, каким образом можно пользоваться этими кривыми для решения различного рода вопросов. Эти кривые носят название *характеристик*. Пусть по горизонтальному направлению (рис. 448) отложены силы тока J, а по вертикальному направлению — соответствующие разности потенциалов между электродами V. Пока ток слаб, разность потенциалов растет почти пропорционально току (закон Ома), но когда начинается ионизация толчком, то сила тока растет сильнее, и при разности потенциалов V_0 наступает искровой разряд, причем ионизация газа делается настолько сильною, что сила тока увеличивается при одновременном уменьшении разности потенциалов (рис. 448, кривая V_0a). Затем наступает момент, когда начинают испаряться электроды. Это обстоятельство влечет за собой новое увеличение электропроводности газа, сила тока еще более увеличивается, а разность потенциалов сразу падает с нескольких сот вольт до нескольких десятков вольт (рис. 448, bd); разряд принимает вид вольтовой дуги.

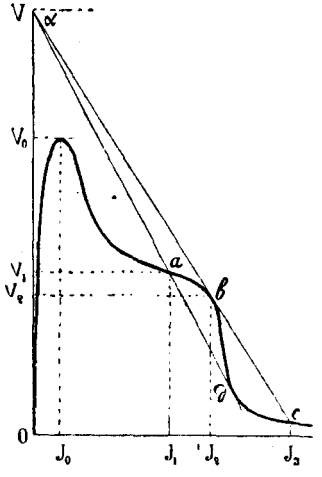


Рис. 448. Характеристика разряда.

Теперь покажем, как можно пользоваться данной характеристикой. Положим, что нам дана разность потенциалов V (рис. 448) и мы вводим последовательно к данным электродам сопротивление R; спрашивается, каков будет разряд, какова будет сила тока J_1 и какова разность потенциалов у электродов V_1? Так как падение потенциала на сопротивлении R будет равно J_1R, то очевидно должно быть соблюдено условие:

$$V = V_1 + J_1R.$$

Если на нашем черт. 448 мы проведем из точки V прямую линию под углом α так, чтобы $\operatorname{tg}\alpha = R$, то в точке a пересечения этой линии с характеристикой мы получим решение поставленного выше вопроса. Действительно из чертежа видно, что разность между V и V_1, т. е. длина VV_1, равна $J_1 \operatorname{tg}\alpha = J_1R$.

Посмотрим, что будет происходить с разрядом при изменении сопротивления R.

При уменьшении $R = \operatorname{tg} a$ точка a постепенно будет двигаться по ab. В точке b проведенная нами прямая касается характеристики, и в то же время она пересекает характеристику в точке c; очевидно, что разряд в это время будет в неустойчивом состоянии, и только при дальнейшем уменьшении сопротивления мы получим спокойную вольтову дугу.

Если мы после этого опять будем увеличивать сопротивление, то раз образовавшаяся вольтова дуга будет продолжать существовать, разность потенциалов и сила тока будут изменяться по линии cd; в точке d, как легко видеть, у нас опять получится скачок, и форма разряда опять сразу изменится, перейдя на точку a. Мы видим таким образом, что при уменьшении сопротивления и при увеличении его разряд проходит неодинаковые стадии. Это явление было открыто Симоном и названо им *гистерезисом вольтовой дуги*; оно действительно напоминает собою гистерезис ферромагнитных тел (208, **227**). Гистерезис вольтовой дуги играет важную роль при переменном токе, и Симон показал, почему характеристики вольтовой дуги для постоянного и переменного токов не одинаковы.

460. Применения газовых разрядов. — Из различных технических применений разрядов в газах мы приведем здесь наиболее важные.

Всем известны громоотводы в виде острых стержней, устанавливаемых на крышах зданий и на дымовых трубах. Действие этих громоотводов основано на свойстве острея терять свой заряд; благодаря этому между остреем и атмосферой не может образоваться большой разности потенциалов, что до некоторой степени уменьшает разрушительное действие молнии.

Для того чтобы при ударе молнии в воздушные сети проводов телеграфа, электрического освещения и трамвая не портились соединенные с этой сетью приборы, устанавливают в различных местах сети искровые промежутки, один полюс которых соединяется с сетью, а другой — с землею. Искровые промежутки делают такой величины, чтобы линейный ток не мог образовать искры. При ударе молнии конечно образуется искра, но вследствие большой самоиндукции сети и приборов лишь небольшая часть тока молнии идет в сеть, другая же, бо́льшая, часть идет через искровой промежуток в землю. Если линия, снабженная такими громоотводами, сама имеет значительное напряжение, например в несколько тысяч вольт, то при образовании искры линия оказывается соединенной с землею, причем в искровом промежутке образуется вольтова дуга. Для того чтобы дуга эта тотчас же прекращалась, искровой промежуток делают обыкновенно из двух расходящихся кверху проволок (рогообразный громоотвод); образовавшаяся в узком месте вольтова дуга от действия теплоты поднимается кверху, где вследствие слишком большого расстояния между электродами она тотчас же тухнет. После этого линия опять оказывается изолированной от земли.

Мы уже указывали на различное применение вольтовой дуги (162, **175**). Здесь мы можем прибавить еще, что для увеличения силы света вольтовой дуги нашли выгодным пропитывать угли солями натрия, кальция и т. п., отчего цвет дуги делается красновато-желтым, но зато вместо 0,5 уатта на свечу (162, **176**) в этих так называемых *пламенных дугах* тратится только 0,22 уатта на свечу.

При горении вольтовой дуги в воздухе образуются окислы азота, и этим стали уже пользоваться в широких размерах для получения азотной кислоты, а затем и селитры, столь необходимой для удобрения.

Были сделаны многочисленные попытки применения разрядов в разреженных трубках для целей освещения. В системе Мак-Фарлан-Мура употребляются стеклянные трубки с разреженным воздухом до 300 *м* длиною и около 6 *см* диаметром. Трубки эти снабжаются на концах угольными электродами и, присоединенные к вторичной цепи трансформатора в 6 000 вольт, светятся розоватым светом (спектр азота). Особое приспособление поддерживает в трубке давление около 0,5 *см*.

Купер-Юитт ввел в практику освещение вольтовой дугой, образующейся в парах ртути, заключенных в стеклянную трубку при ртутных же электродах. Трубки Купер-Юитта около метра длиною могут да-

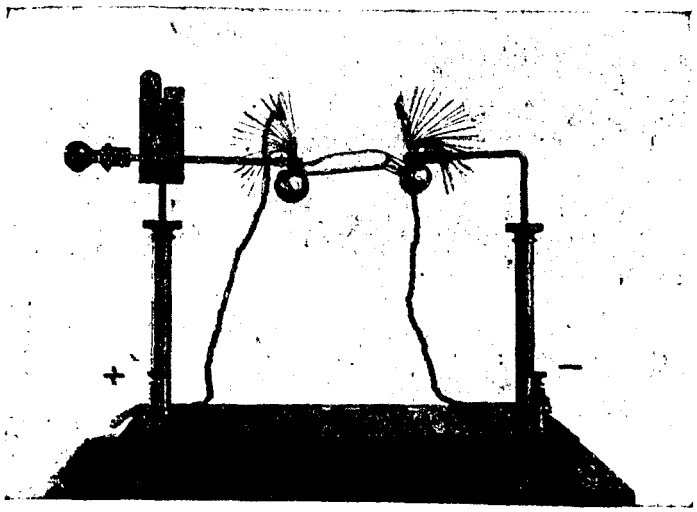


Рис. 449. Кварцевая лампа Гереуса.

вать до 1 000 свечей при расходе около 0,36 уатта на свечу. Свет их зеленоватый (спектр ртути). Благодаря присутствию в этом свете большого количества актиничных (действующих фотографически) лучей лампы Купер-Юитта употребляются для различных фотографических целей.

Спектры металлов, между прочим и ртути, содержат в себе большое количество ультрафиолетового света. Так как ультрафиолетовые лучи сквозь обыкновенное стекло не проходят, а между тем они сильно действуют фотографически, то часто делают трубки Купера-Юитта из специального стекла, которое более пропускает ультрафиолетовых лучей, чем обыкновенное; такие лампы носят название *увиолевых*.

Еще лучше пропускает ультрафиолетовые лучи кварц (горный хрусталь); поэтому ртутные лампы стали делать из кварца.

Кварц обладает еще тем преимуществом, что плавится только при температуре около 2 000°, поэтому кварцевая лампа выдерживает гораздо более сильные токи, чем стеклянная. На рис. 449 представлена кварцевая

ртутная лампа, изготовленная на кварцевом заводе Гереуса. Она представляет собою небольшую кварцевую трубку с уширениями на концах; в уширениях заключена ртуть, в которую погружены платиновые проволочки, соединяющие ртуть с внешней цепью.

Для лучшего охлаждения трубки ее электроды (рис. 449) снабжены веерообразно расположенными медными листами.

При зажигании ртутных ламп необходимо их наклонить (для этого служит ручка, рис. 449) так, чтобы ртуть, переливаясь, замыкала собою оба электрода, после чего и образуется вольтова дуга.

Кварцевая лампа дает такое большое количество физиологически сильно действующих ультрафиолетовых лучей, что обращение с нею требует особой предосторожности. Свет этой лампы очень вреден для глаза, и уже после нескольких минут действия он вызывает воспаление кожи. Ультрафиолетовый свет убивает некоторые бактерии, а потому служит для различных лечебных целей, и между прочим им пользуются для стерилизации воды.

РАДИОАКТИВНОСТЬ

I. ОСНОВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

461. Открытие Беккереля. — Вскоре после открытия новых лучей Рентгеном ученые стали искать другие источники этих лучей, помимо трубки Рентгена. Во время подобных исследований Беккерель (Henry Becquerel, 1896) нашел, что уран испускает из себя такие невидимые лучи, которые проходят сквозь бумагу, подобно лучам Рентгена. Оказалось, что лучеиспускание урана происходит даже *без каких-либо внешних воздействий, самопроизвольно и постоянно.*

Это замечательное свойство урана, а также, как увидим ниже, и некоторых других тел, называется *радиоактивностью.*

462. Исследование радиоактивности. — Лучи радиоактивных тел действуют на фотографическую пластинку, ионизируют воздух и вызывают люминесценцию различных тел, как например цинковой обманки, виллемита, платиноцианистой соли бария и т. п.

Впрочем люминесценцию можно наблюдать только от сильно радиоактивных тел, уран для этого совершенно непригоден.

Желая исследовать фотографическое действие урана, завертывают фотографическую пластинку в черную бумагу и кладут поверх бумаги несколько кусочков урана или какого-либо его соединения; затем через несколько дней снимают уран и проявляют пластинку. Тогда оказывается, что пластинка почернела как раз в тех местах, где над ней приходились кусочки урана. Радиоактивность можно исследовать и электроскопом; с этой целью поступают таким образом: металлическую пластинку *A* (рис. 450) соединяют с землею, а помещенную над ней пластинку *B* соединяют с электроскопом *E*. Зарядив электроскоп, убеждаются предварительно, что он хорошо изолирован. Затем на пластинку *A* надвигают другую пластинку, на которой насыпан слой урана или другого радиоактивного тела; листочки электроскопа тотчас же начинают постепенно опускаться. По быстроте опускания листочков судят о степени радиоактивности данного тела.

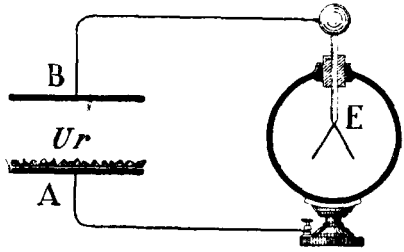


Рис. 450. Наблюдение радиоактивности.

Для того чтобы и при слабой радиоактивности опускание листочков происходило не слишком медленно, необходимо иметь электроскоп возможно малой емкости.

При точных количественных опытах определяют степень радиоактивности по *ионизирующей силе* (421, 442) исследуемого радиоактивного тела, для чего измеряют *ток насыщения*. Для достижения тока насыщения обыкновенно достаточно бывает разности потенциалов от 100 до

600 вольт. Но так как сила тока при этом большею частью очень мала, менее 10^{-12} ампер, то пользование гальванометром является уже неудобным, и приходится измерять силу тока электрометром (427, **449**).

463. Торий. — Исследуя радиоактивности целого ряда тел, г-жа Кюри (M. Curie), а также и Шмидт, независимо друг от друга, нашли, что, кроме *урана*, обладает радиоактивными свойствами также и *торий*. Радиоактивность тория, измеряемая электроскопом, почти одинакова с активностью урана, но его фотографическое действие несколько слабее. Тем не менее его легко обнаружить на следующем опыте. Берут ауэровскую сетку (чулок), применяемую в газовых горелках и содержащую в себе торий; удалив предварительно вещество, склеивающее сетку, сжиганием, осторожно расправляют ее на картоне, затем покрывают тонкой алюминиевой фольгой и кладут сверх фольги фотографическую пластинку слоем вниз. После двухнедельной экспозиции в совершенной темноте и последующего проявления на пластинке получается отпечаток ауэровской сетки.

Опыты показали, что степень радиоактивности соединений урана или тория зависит исключительно от количества этих элементов, находящихся в данном соединении, и что следовательно это есть *свойство атомов урана и тория*.

464. Радий. — При дальнейшем исследовании радиоактивности различных руд, содержащих уран, г-жа Кюри (1898) сделала открытие, что урановая смоляная руда из Иоахимсталя (Богемия), сверх ожидания, оказалась в 4 раза радиоактивнее чистого урана, между тем как содержание урана в ней было не более 50%. Из этого супруги Кюри сделали заключение, что эта руда должна заключать в себе какое-то неисследованное еще вещество, которое гораздо радиоактивнее урана. Постепенным выделением из урановой руды все более и более радиоактивного остатка супругам Кюри удалось в конце концов получить новый химический элемент *радий*, радиоактивность коего оказалась в миллион раз больше активности урана.

Выделение радия из урановой смоляной руды производят приблизительно следующим образом. Урановую руду обрабатывают на специальных заводах для получения из нее урана; получающиеся при этом остатки содержат в себе почти все остальные металлы в виде сернокислых солей. Из этих остатков выделяют сначала барий в виде хлористого бария, причем он оказывается в 60 раз радиоактивнее урана, между тем как обыкновенный барий, полученный другим способом, совсем не радиоактивен. Это объясняется тем, что здесь в смеси с хлористым барием находится и хлористый радий. Однако оба эти элемента настолько сходны по своим химическим свойствам, что отделение их друг от друга представляет значительные затруднения. С этой целью растворяют полученный из урановой руды хлористый барий в воде и затем выкристаллизовывают эту соль. Г-жа Кюри заметила, что кристаллы получаются более активными, чем соль, оставшаяся в растворе. Это означает, что хлористый радий немного менее растворим в воде и скорее выкристаллизовывается, чем хлористый барий. При повторении этого процесса (фракционированная кристаллизация) большое число раз получаются кристаллы, все более и более богатые хлористым радием.

После целого ряда вышеупомянутых сложных и кропотливых операций из 1 000 *кг* (1 *т*) руды можно получить около 0,2 *г* чистого хлористого или бромистого радия. Этим и объясняется дороговизна чистого хлористого радия, а именно, около 200 рублей за 1 *мг*.

Несколько позднее (1910 г.) М. Кюри и А. Дебьерн получили чистый радий путем электролиза хлористого радия.

Радий оказался элементом, родственным по своим свойствам барию; его атомный вес теперь определен в 226, и спектр его, установленный Демарсэ, состоит из целого ряда линий, из которых наиболее яркие линии соответствуют длине волны 0,468 μ и 0,381 μ.

Оригинально и характерно для этого открытия Кюри то обстоятельство, что о присутствии нового элемента, а именно радия, можно было заключить не из наблюдения над взвешиванием и не при помощи спектрального анализа, т. е. не теми методами, к которым мы так привыкли и чувствительность которых мы до сих пор ставили выше всего, а, как оказалось, еще более чувствительным новым методом, — при помощи электроскопа.

465. Полоний и актиний. — Одновременно с открытием радия Кюри обнаружила в обрабатываемых ею растворах присутствие еще одного радиоактивного тела, которое Кюри назвала *полонием*. Впоследствии Рёйерфорд и Шмидт показали, что полоний есть не что иное как один из продуктов распада самого радия, который был назван *радий-F*.

Полоний по своим свойствам родственен висмуту, и Марквальд показал, что при погружении палочки висмута в раствор, содержащий полоний, весь почти полоний осаждается на висмутовой палочке. Таким именно путем и приготовляют в настоящее время препараты полония.

Наконец из тех же растворов, по удалении полония, Дебьерн выделил радиоактивное вещество, названное им *актинием*. Актиний по своим химическим свойствам близок к торию, но его радиоактивность в несколько тысяч раз больше, чем радиоактивность тория.

466. Лучи радиоактивных тел. — При ближайшем исследовании выяснилось, что радиоактивность тел обусловлена целым рядом лучей, различных по своим свойствам. Гизель открыл, что лучи радия отклоняются магнитом подобно катодным лучам, а Рёйерфорд и Беккерель показали, что эти лучи отклоняются и электрическим полем; кроме того выяснилось, что радием испускаются также лучи, не отклоняемые магнитом, и наконец лучи, отклоняемые в сторону, противоположную отклонению катодных лучей. Лучи, отклоняемые магнитом, оказались несущими на себе электрические заряды и во всем подобными рассмотренным нами выше анодным и катодным лучам, наблюдаемым в эвакуированных трубках.

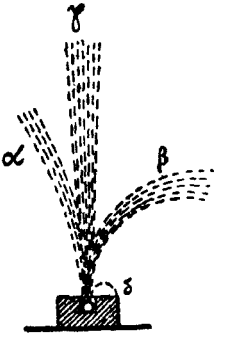


Рис. 451. Лучи радия.

Для отличия друг от друга лучи радиоактивных тел обозначают буквами α, β, γ и δ.

На рис. 451 показано отклонение различных лучей радия в магнитном поле, направленном от наблюдателя к чертежу. Мы приведем здесь краткие сведения обо всех этих лучах.

α-лучи несут на себе *положительный* заряд и отклоняются магнитом подобно анодным лучам. Отношение их заряда к массе и скорость их равны соответственно:

$$\frac{e}{m} = 5 \cdot 10^3 \; C\text{-}G\text{-}S\text{-}M, \quad V \cong 2 \cdot 10^9 \; см/сек.$$

Отношение заряда к массе приблизительно в 2 раза меньше того же отношения для водорода.

Далее, α-лучи обладают свойством, сталкиваясь с молекулами других тел, вызывать свечение (люминесценцию) и сильно ионизировать воздух толчком. В воздухе они заметны всего на несколько сантиметров расстояния от испускающего их препарата радия. Это расстояние называется *пробегом* α-лучей.

Различные радиоактивные тела испускают из себя α-лучи различной скорости и, соответственно с этим, различной ионизирующей способности и различных пробегов.

β-*лучи* несут на себе отрицательный заряд и во всем подобны катодным лучам. Для них

$$\frac{e}{m} = 1{,}77 \cdot 10^7 \; C\text{-}G\text{-}S\text{-}M, \quad V \cong 2{,}5 \cdot 10^{10} \; см/сек.$$



Рис. 452.

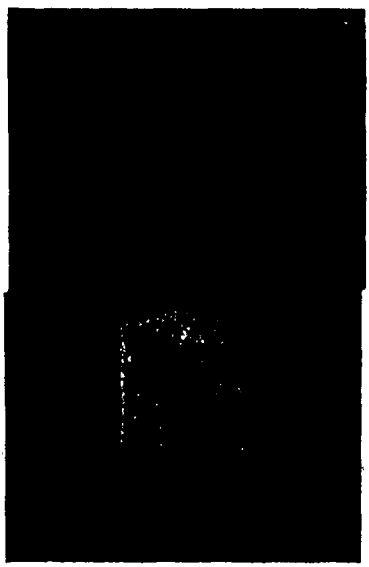


Рис. 453.

Отклонение лучей радия в магнитном поле.

Скорость β-лучей иногда бывает очень близка к скорости света. β-лучи легко отделить от α-лучей, если пропустить их сквозь листочек алюминия в 0,1 *мм* толщиною, который задерживает почти все α-лучи, но пропускает β-лучи свободно. Ионизирующее действие β-лучей и возбуждаемая ими люминесценция гораздо слабее, чем у α-лучей.

γ-лучи не несут с собою никакого заряда и не отклоняются магнитом; они напоминают по своим свойствам те лучи Рентгена, которые исходят из *жестких* трубок.

Некоторыми радиоактивными телами испускаются еще так называемые *δ-лучи* (рис. 451), которые суть не что иное как β-лучи, но с малыми скоростями,— около 10^7 *см/сек*.

На рис. 452 представлен снимок лучей радия, завернутого в бумагу и помещенного между полюсами электромагнита; сквозь бумагу проходят только β- и γ-лучи. При пропускании тока по обмотке электромагнита между его полюсами образуется магнитное поле, которое отклоняет β-лучи кверху (рис. 453), оставляя γ-лучи неотклоненными.

Лучеиспускание радия сопровождается также постоянным выделением теплоты, так что препарат радия всегда немного теплее окружающих его предметов. Точные калориметрические опыты показали, что один грамм радия выделяет 113 малых калорий в час.

Что касается энергии всех перечисленных лучей, то наибольшая часть всей испускаемой радием энергии приходится на долю *α*-лучей, тогда как на долю β-, γ- и δ-лучей приходится всего около 1%.

467. Эманация. — При растворении бромистого радия в воде и подогревании раствора из него выделяется сильно радиоактивный газ, который назван Рётерфордом и Содди *эманацией*. После выделения эманации из радия радиоактивность радия уменьшается в 4 раза, но затем она постепенно снова восстанавливается. Радиоактивность эманации не постоянна, а постепенно уменьшается, и притом через 3,9 дня она уменьшается вдвое.

Количество эманации, выделяемой радием, чрезвычайно мало; из одного грамма радия можно было бы получить всего-навсего 0,82 *мм*^{3} этого газа. Тем не менее присутствие эманации в воздухе легко заметить благодаря сильной ее радиоактивности. Минерал виллемит, помещенный в трубку, где собрано хотя бы ничтожное количество эманации, сильно светится. По своим химическим свойствам эманация родственна инертным газам: аргону, гелию и неону; она сгущается при температуре —65°. Судя по медленности, с которой происходит диффузия эманации, ее атомный вес очень велик и лишь немногим меньше самого радия.

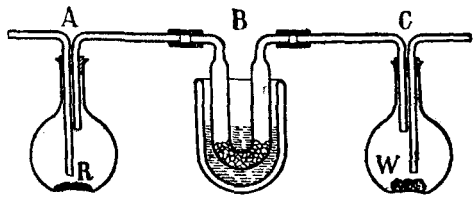


Рис. 454. Опыт сгущения эманации.

На рис. 454 показана схема опыта сгущения эманации. В сосуде *A* помещен радий *R* или его раствор. В *C* и *B* помещены кусочки виллемита, который при продувании воздуха сквозь *ABC* сильно светится, указывая на присутствие в воздухе радиоактивного газа — эманации. Если трубку *B* опустить в жидкий воздух, то виллемит в *C* уже перестает светиться, ибо вся эманация сгущается в трубке *B*.

468. Индуцированная радиоактивность. — Опыт показывает, что все тела, находящиеся вблизи радия, сами делаются радиоактивными. Впрочем эта *индуцированная радиоактивность*, как оказалось, обусловливается

не самим радием, а его эманацией. Растворим небольшое количество радия в воде; одновременно с растворением радия из него выделится и вся его эманация, которая заключалась в нем в окклюдированном состоянии. Если мы будем подогревать немного этот раствор или пропускать через него воздух, то эманация будет переходить вместе с воздухом, и ее можно собрать в сосуде A (рис. 455), где помещена платиновая проволочка CD. Вынув через некоторое время эту проволочку и испытав ее на электроскопе, мы заметим, что она тоже стала радиоактивна. При продолжительном действии эманации индуцированная радиоактивность проволочки C может быть сделана настолько сильною, что вызовет свечение рентгеновского экрана.

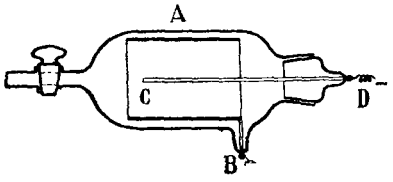


Рис. 455. Опыт с индуцированной радиоактивностью.

Если проволочку C вытереть бумагой, то ее радиоактивность пропадает; но зато бумага делается сама радиоактивной и тоже вызывает свечение экрана. При сжигании бумаги радиоактивность остается в пепле.

Из всех этих опытов мы заключаем, что индуцированная радиоактивность обусловлена каким-то осадком, получившимся из эманации на проволочке CD.

Количество этого осадка настолько ничтожно, что совершенно не могло бы быть обнаружено опытом, если бы этот осадок не был сильно радиоактивен, т. е. не испускал из себя α-лучей.

Заметим, что осаждение вещества, выделяемого эманацией, идет гораздо быстрее, если зарядить проволочку CD отрицательным электричеством; с этой целью в трубку A (рис. 455) помещают цилиндрик B и соединяют B с положительным, а CD — с отрицательным полюсом какого-либо источника электричества так, чтобы между B и CD образовалось электрическое поле с разностью потенциалов в несколько тысяч вольт. Стремление вещества осаждаться на отрицательно заряженной палочке показывает, что осаждающееся вещество само заряжено положительным электричеством.

Дальнейшие опыты показали, что осадок этот не однороден, а представляет собою смесь из нескольких различных веществ. Вещества эти могут быть отделены друг от друга, ибо одни из них растворимы в сильных кислотах, тогда как другие нерастворимы. Кроме того отделение этих веществ возможно нагреванием проволочки, на которой собрана была индуцированная радиоактивность, ибо температура, при которой эти вещества улетучиваются с проволочки, тоже для различных веществ различна.

II. ТЕОРИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ЯВЛЕНИЙ

469. Гипотеза распада атомов. — В основе теории радиоактивных явлений лежит гипотеза Рёт ерфорда и Содди. По этой гипотезе атомы радиоактивных веществ представляют собою *неустойчивые системы*, которые постепенно распадаются, образуя атомы новых веществ, в свою очередь подвергающиеся более или менее быстрому распадению.

Процессы распадения сопровождаются испусканием α-, β- и γ-лучей и выделением тепла.

Пусть q — количество какого-либо радиоактивного вещества, например эманация радия, и пусть ежесекундно распадается количество $\dot{q}$. Количество вещества, распадающееся ежесекундно, будет пропорционально тому количеству вещества, которое находится в данный момент в целом, еще не распавшемся виде; следовательно, можно написать:

$$\dot{q} = -\lambda q.$$

Этот закон можно выразить и так: из всех q атомов радиоактивного вещества распадается ежесекундно некоторая часть их, а именно λq.

Подобное соотношение, когда быстрота уменьшения величины q пропорциональна самой величине q, мы уже встречали (см. экстраток размыкания 280, **295**, рис. 322). Это соотношение указывает нам, что величина q изменяется со временем по закону:

$$q = q_0 e^{-\lambda t}.$$

Здесь q_0 — то число атомов радиоактивного вещества, которое было в нашем распоряжении при начале опыта, т. е. когда $t = 0$.

Коэфициент λ, как показывает опыт, является характерным для каждого из радиоактивных веществ; поэтому, наблюдая быстроту падения активности — λq, мы можем отличать различные радиоактивные тела друг от друга.

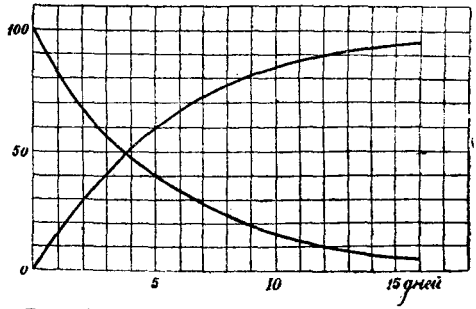


Рис. 456. Кривая распада эманации радия.

На рис. 456 нисходящая кривая изображает постепенное уменьшение радиоактивности эманации радия согласно с выведенным выше законом. Кривая эта показывает, что эманация радия распадается наполовину в 3,9 дня, т. е. в $0{,}34 \cdot 10^6$ секунд; подставляя $t = 0{,}34 \cdot 10^6$ в формулу:

$$q = \frac{1}{2} q_0 = q_0 e^{-\lambda t}$$

и зная, что

$$\ln(2) = 0{,}69,$$

получаем:

$$\lambda = \frac{0{,}69}{0{,}34 \cdot 10^6} = 2{,}03 \cdot 10^{-6}.$$

Значит из миллиона атомов эманации ежесекундно распадается около двух атомов.

Одновременно с этим нарождаются два атома нового вещества, обнаруживаемого в явлении индуцированной радиоактивности.

Иногда вместо коэфициента λ для характеристики данного радиоактивного вещества дают величину, обратную λ, которую называют *среднею продолжительностью жизни* данного вещества:

$$T_m = \frac{1}{\lambda};$$

так, для эманации радия средняя продолжительность жизни будет:

$$T_m = \frac{1}{2{,}03 \cdot 10^{-6}} = 5 \cdot 10^5 \text{ секунд} = 5{,}6 \text{ дня}.$$

Легко видеть, что средняя продолжительность жизни T_m связана с временем T, в течение которого вещество распадается наполовину, соотношением:

$$T = 0{,}69 \cdot T_m.$$

470. Радиоактивное равновесие. — Мы указали выше, каким образом из радия можно выделить окклюдированную в нем эманацию, причем эманация эта постепенно исчезает. С другой стороны, радий, из которого была добыта эманация, тоже не остается неизменным: его радиоактивность понемногу увеличивается (рис. 456, восходящая кривая), и когда она снова достигнет своей первоначальной величины, мы снова можем растворить радий и получить опять такое же количество эманации.

Эти опыты приводят нас к заключению, что эманация, с одной стороны, постоянно исчезает, а с другой стороны — постоянно возникает вновь из радия. Отсюда ясно, что количество эманации, находящееся в данном препарате радия, определяется тою относительною быстротою, с которою протекают оба эти процесса одновременно.

Пусть в нашем распоряжении q_0 атомов радия, и положим, что коэфициент распада его λ_0; тогда количество ежесекундно появляющихся атомов эманации будет $\lambda_0 q_0$. Но в то же самое время сама эманация тоже распадается, и если для нее те же величины обозначить через λ и q, то число ежесекундно распадающихся атомов эманации будет λq. Наибольшее количество эманации, которое может накопиться в радии, будет соответствовать тому состоянию, когда прибыль и убыль эманации будут равны друг другу, т. е. когда

$$\lambda_0 q_0 = \lambda q.$$

Это состояние называется состоянием *радиоактивного равновесия*.

Закон радиоактивного равновесия, который применим не только к рассмотренному случаю, но и к случаям более общим, дает нам возможность определить коэфициент распада одного из радиоактивных тел λ_0, зная коэфициент другого тела λ и отношение числа атомов обоих тел $\frac{q}{q_0}$, находящихся в радиоактивном равновесии.

471. Пример. — Опыты Рамсэя и Содди показывают, что в одном грамме радия окклюдировано около 0,6 $мм^3$ эманации. Если принять атомный (и молекулярный) вес эманации равным 222,5, то объем 0,6 $мм^3$ = = 0,0006 $см^3$ будет соответствовать $6 \cdot 10^{-6}$ $г$.

Имея в виду, что атомные веса радия и его эманации почти одинаковы, можем принять $q : q_0 = 6 \cdot 10^{-6} : 1$.

Далее, так как для эманации мы определили $\lambda = 2{,}03 \cdot 10^{-6}$, то по уравнению радиоактивного равновесия имеем для радия:

$$\lambda_0 = 2{,}03 \cdot 10^{-6} \cdot 6 \cdot 10^{-6} = 1{,}22 \cdot 10^{-11}.$$

Средняя продолжительность жизни радия равна:

$$T_m = \frac{1}{\lambda_0} = 0{,}8 \cdot 10^{11} \text{ секунд} = 2\,536 \text{ лет},$$

а время, в которое радий распадается наполовину:

$$T = 0{,}69 \cdot T_m = 1\,757 \text{ лет}.$$

Исследования Мак-Коя, Стретта и Больтвуда над различными рудами, содержащими уран, показали, что всегда количество находящегося в этих рудах радия бывает в три миллиона раз меньше, чем урана. Предположив, что радий происходит из урана и находится с ним в этих рудах в радиоактивном равновесии, мы приходим к заключению, что средняя продолжительность жизни урана равна около 7 500 000 000 лет и что приблизительно в пять миллиардов лет уран распадается наполовину.

472. Спинтарископ. — Крукс изобрел в высшей степени простой прибор, позволяющий наблюдать действие отдельных α-частиц на люминесцирующий экран. Прибор этот (рис. 457) состоит из небольшого экрана, сделанного из цинковой обманки, перед которым на конце небольшой стрелки A помещена крупинка соли, содержащая радий. Если рассматривать экран в лупу, то можно видеть (рис. 458), как на экране то там, то здесь вспыхивает небольшая звездочка и сейчас же тухнет; этими вспышками обнаруживаются те места экрана, куда попадают отдельные α-частицы.

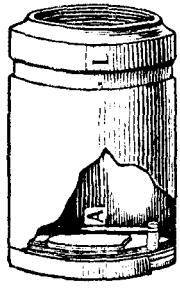


Рис. 457.

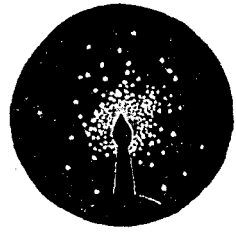


Рис. 458.

Спинтарископ.

473. Число α-частиц. — Явления, наблюдаемые в спинтарископе, наводят на мысль о возможности *непосредственного* счета числа α-частиц, испускаемых радием. Для этого необходимо подыскать такие условия опыта, при которых число α-частиц, испускаемых ежесекундно, было бы настолько мало, чтобы можно было поспевать их считать. Подобные опыты были произведены при помощи спинтарископа Регенером и при помощи электрометра Рёдерфордом и Гейгером. Мы опишем здесь опыты Рёдерфорда и Гейгера (1908) как более точные.

Цилиндрический конденсатор B (рис. 459) заряжался электричеством батареей аккумуляторов, и соединенный с обкладкой конденсатора D электрометр показывал слабый ток. Каждый раз, как какая-либо α-частичка попадала в пространство B между обкладками C и D, она ионизировала находящийся там воздух, вследствие чего ток между C и D

усиливался, и тотчас же наблюдалось отклонение электрометра. Уничтожив заряд электрометра соединением с землею, можно было дождаться нового его отклонения. Для того чтобы в пространство B попадали не все α-частички, испускаемые препаратом радия, а только небольшая, и притом вполне определенная часть их, Рёт ерфорд и Гейгер помещали радий Ra (рис. 459) в особом стеклянном сосуде A, в котором было сделано слюдяное окошечко a, пропускавшее α-лучи в конденсатор B. В это окошечко могла попадать только та часть α-лучей, которая испускалась радием в пределах телесного угла φ. Для того чтобы α-лучи могли беспрепятственно пройти путь до окошечка a, из трубки A был выкачан воздух.

В опытах Рёт ерфорда и Гейгера электрометр отклонялся около трех раз в минуту, и следовательно в окошечко a вылетало ежеминутно около трех α-частиц. Принимая во внимание размер окошечка a, расстояние его от радия Ra и количество этого последнего, Рёт ерфорд и Гейгер определили число α-частиц, ежесекундно испускаемых одним граммом радия, в $1{,}4 \cdot 10^{11}$.

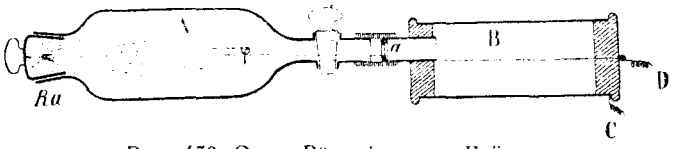


Рис. 459. Опыт Рётерфорда и Гейгера.

После этого тот же препарат радия помещался в конденсаторе, и наблюдалось ежесекундное увеличение заряда электрометра. Этот заряд оказался равным $4{,}2 \cdot 10^{-9}$ ***C-G-S-M.*** Таким образом на долю каждой α-частицы приходится количество электричества:

$$e_1 = \frac{4{,}2 \cdot 10^{-9}}{1{,}4 \cdot 10^{11}} = 3 \cdot 10^{-20}\ \textit{C-G-S-M.}$$

Мы знаем, что один электрон равен $e = 1{,}6 \cdot 10^{-20}$ ***C-G-S-M;*** следовательно каждая α-частичка несет на себе два элементарных заряда.



Рис. 460. Регистрирование α-частичек.

Далее наблюдение тока насыщения (420, **441**), который можно получить под ионизирующим действием α-лучей, позволяет вычислить число ионов, производимых этими лучами ежесекундно. Разделяя это число на число ежесекундно испускаемых α-частиц, получаем число ионов, производимых каждой такой частицей на своем пути. Оказалось, что каждая α-частица способна ионизировать около 200 000 молекул.

Для более удобного и точного счета числа α-частиц Гейгер применил струнный электрометр (105, **109**), при помощи которого можно было регистрировать до 2 000 α-частиц в минуту. Рис. 460 представляет

часть ленты, на которой фотографическим способом отмечались отклонения струны электрометра; каждое отклонение соответствует одной α-частице.

474. Гелий. — Опыты над отклонением α-лучей в электрическом и магнитном поле показали, что отношение заряда к массе α-лучей вдвое меньше, чем то же отношение для водорода. Рёт ерфорд первый высказал предположение, что эти лучи представляют собою ионы гелия, и привел следующие соображения. Так как каждая α-частица несет на себе заряд $2e$ и так как отношение ее заряда к массе вдвое меньше, чем для водорода, то очевидно масса ее должна быть в 4 раза больше массы атома водорода. Как известно, атомный вес гелия равен 4. Что гелий представляет собой элемент, родственный радию, — на это указывало также и то обстоятельство, что все радиоактивные руды содержат в себе и гелий.

Гипотеза Рёт ерфорда и была подтверждена непосредственным опытом Рам сэем и Содди (1904). Эти ученые собрали по возможности большое количество эманации, очистили ее от посторонних газов и затем стали наблюдать ее спектр, пропуская через трубку, содержащую эманацию, электрические разряды. Вначале был виден только спектр эманации, но по мере того как эманация распадалась, стал понемногу появляться спектр гелия, и через 5 дней спектр этот выступил настолько ярко, что уже не было никакого сомнения в том, что он принадлежит именно гелию.

Таким образом впервые было наблюдено на опыте, как из одного химического элемента — радия — получался другой химический элемент — гелий. Однако для полного подтверждения гипотезы Рёт ерфорда необходимо было еще доказать, что образующийся из радия гелий тождественен с α-частицами. Это доказывается следующим подсчетом, сделанным самим Рёт ерфордом.

По опытам Дюара один грамм радия выделяет из себя 0,37 *мм*^{3} гелия ежедневно. Это составляет около $5 \cdot 19^{-9}$ *см*^{3} ежесекундно, и так как в кубическом сантиметре газа при нормальной температуре и давлении содержится $2{,}7 \cdot 10^{19}$ частиц (ср. стр. 538), то мы видим, что ежесекундно грамм радия испускает из себя

$$n = 4{,}28 \cdot 10^{-9} \cdot 2{,}7 \cdot 10^{19} = 1{,}2 \cdot 10^{11}$$

атомов гелия. Это число действительно близко подходит к числу $1{,}4 \cdot 10^{11}$, найденному Рёт ерфордом (452, **473**) непосредственным счетом α-частиц, испускаемых радием.

Таким образом гипотеза Рёт ерфорда, что α-лучи состоят из ионов гелия, действительно подтверждается. Позднее Содди удалось получить гелий непосредственно из урана.

475. Обзор радиоактивных элементов. — Мы не можем здесь останавливаться на подробностях радиоактивных превращений, которые были открыты и исследованы за последнее время, — об этом читатель может найти сведения в специальных отделах радиохимии, а мы ограничимся изложением тех общих закономерностей, которые были подмечены в этих превращениях.

Все радиоактивные элементы можно разделить на три семейства, родоначальники которых — *уран*, *протоактиний* и *торий*. В прилагаемых

ниже трех таблицах помещены почти все радиоактивные элементы в том порядке, как они образуются друг из друга. Для каждого элемента даны: условный знак и его название, его лучеиспускание, пробег его α-частиц в сантиметрах, период жизни T и атомный вес. При этом атомные веса, напечатанные жирным шрифтом, были определены непосредственным измерением, остальные же определялись вычислением, а именно: каждое выбрасывание α-частицы, т. е. атома гелия $He = 4$, должно понижать атомный вес на 4. Из таблицы мы видим, что такое вычисление вполне сходится с теми числами, которые получены непосредственными измерениями.

Римскими цифрами в таблице указан номер той группы менделеевской таблицы элементов, в которую должен быть помещен данный элемент по своим химическим свойствам.

Все радиоэлементы представляют собою при нормальных условиях твердые тела, за исключением трех *эманаций*, которые суть инертные газы, подобно гелию, неону, аргону и т. п., и потому должны быть помещены в нулевую (или, что то же самое, в восьмую) группу, или столбец, менделеевской таблицы.

Все три радиоактивных семейства кончаются свинцом с атомными весами 206 и 208. Хотя обыкновенный свинец имеет атомный вес 207,2, однако Содди и Хонигшмидту удалось выделить из урановых руд свинец с атомным весом 206,1, а из ториевой руды с острова Цейлона — свинец с атомным весом 207,8. Поэтому обыкновенный свинец необходимо считать смесью из двух изотопов с атомными весами 206 и 208.

ТАБЛИЦЫ РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Семейство урана

Знак	Название	Лучи	Пробег в сантиметрах	Период T	Атомный вес	Группа	Ряд	Атомный номер
U_1	Уран I	α	2,7	$4{,}5 \cdot 10^9$ лет	**238**	VI	Седьмой	92
UX_1	„ X_1	$\beta\gamma$	—	24 дня	234	IV		90
UX_2	„ X_2	$\beta\gamma$	—	1,2 минуты	234	V		91
U_2	„ II	α	3,1	10^6 лет	234	VI		92
J_0	Ионий	α	3,2	10^5 лет	230	IV		90
Ra	Радий	α	3,39	1 600 лет	**226**	II		88
Em	Эманация Ra	α	4,12	3,85 дня	222	0.VIII	Шестой	86
RaA	Радий A	α	4,72	3 минуты	218	VI		84
RaB	„ B	$\beta\gamma$	—	26,8 минуты	214	IV		82
RaC	„ C	$\beta\gamma$	—	19,5 минуты	214	V		83
RaC'	„ C'	α	6,97	10^{-6} секунд	214	VI		84
RaD	„ D	$\beta\gamma$	—	16 лет	210	IV		82
RaE	„ E	$\beta\gamma$	—	5 дней	210	V		83
Po	Полоний	α	3,92	136 дней	210	VI		84
RaG	Радиев. свинец	—	—	—	**206**	IV		82

Семейство актиния

Знак	Название	Лучи	Пробег в сантиметрах	Период T	Атомный вес	Группа	Ряд	Атомный номер
Pa	Протоактиний	α	3,67	10^4 лет	230	V	Седьмой	91
Ac	Актиний	$\beta\gamma$	—	20 лет	226	III		89
RdAc	Радио-актиний	α	4,68	19 дней	226	IV		90
AcX	Актиний X	α	4,37	11,5 дня	222	II		88
AcEm	Эманация Ак.	α	5,79	3,9 секунды	218	0.VIII	Шестой	86
AcA	Актиний A	α	6,58	10^{-3} секунд	214	VI		84
AcB	„ B	$\beta\gamma$	—	36 минут	210	IV		82
AcC	„ C	α	5,51	2,2 минуты	210	V		83
AcC″	„ C″	$\beta\gamma$	—	4,8 минуты	206	III		81
AcD	Актин. свинец	—	—	—	206	IV		82

Семейство тория

Знак	Название	Лучи	Пробег в сантиметрах	Период T	Атомный вес	Группа	Ряд	Атомный номер
Th	Торий	α	2,72	$1{,}5 \cdot 10^{10}$ лет	**232,2**	IV	Седьмой	90
$MsTh_1$	Мезоторий I	β	—	6,7 лет	228	II		88
$MsTh_2$	„ II	$\beta\gamma$	—	6,2 часа	228	III		89
RdTh	Радио-торий	α	4,02	1,9 лет	228	IV		90
ThX	Торий X	α	4,35	3,64 дня	224	II		88
ThEm	Эманация тория	α	5,06	54,5 секунды	220	0.VIII	Шестой	86
ThA	Торий A	α	5,68	0,14 секунды	216	VI		84
ThB	„ B	$\beta\gamma$	—	10,6 часа	212	IV		82
ThC	„ C	β	—	60,8 минуты	212	V		83
ThC′	„ C′	α	8,62	10^{-11} секунд	212	VI		84
ThD	Ториев. свинец	—	—	—	**208**	IV		82

III. ДАЛЬНЕЙШИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

476. Опыты Уильсона. — Очень изящный метод исследования α- и β-лучей был изобретен Уильсоном (C. T. R. Wilson, 1913). Мы уже указали, что около ионизированных молекул газа сгущаются пары воды, образуя отдельные капельки. Этим воспользовался Уильсон для фотографирования путей α- и β-частиц в газе.

В стеклянный сосуд, содержащий воздух и пары воды, пускают несколько α-частиц какого-либо препарата радия и тотчас же производят разрежение воздуха; сгущенные у ионизированных молекул капельки воды освещают электрической искрой и фотографируют. Впуск α-частиц

разрежение воздуха, освещение искрой и фотографирование, — все эти операции производятся автоматически и так быстро одна за другой, чтобы ионизированные молекулы и образовавшиеся на них капельки не успели еще заметно сдвинуться с места путем диффузии. В результате на фотографической пластинке обозначаются пути, вдоль которых происходила ионизация толчком α- и β-частиц.

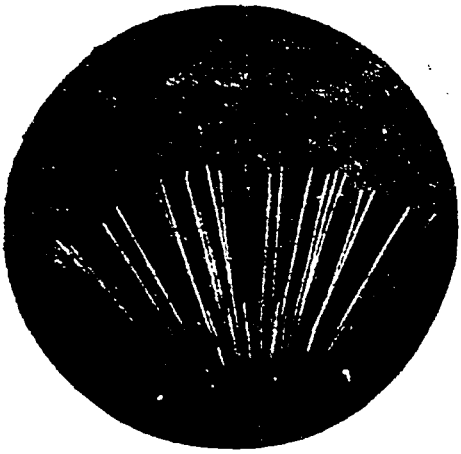


Рис. 461. α-лучи (Мейтнер).

Рис. 461 представляет фотографию, снятую Мейтнер по методу Уильсона. Мы видим, как из препарата радия выбрасываются во все стороны α-частицы. Пути этих частиц — совершенно прямые линии, резко прекращающиеся на известном расстоянии; это расстояние называется *пробегом* α-лучей.

На рис. 462 изображена подобная же фотография для β-лучей. Электроны, обладающие гораздо меньшей массой, чем α-лучи, отражаются от молекул, образуя пути зигзагообразной формы.

На рис. 463 видно, как атом гелия на своем пути два раза столкнулся с молекулами воздуха, причем первый толчок только немного изменил направление движения атома гелия, между тем как при втором толчке атом гелия отклонился от своего пути почти на 60°. Одновременно с этим гелий сообщил молекуле воздуха такую скорость, что она в свою очередь произвела ионизацию воздуха толчком; это видно по небольшому отростку вправо вниз у перелома пути атома гелия.

На рис. 464 воспроизведена интересная фотография, полученная Мейтнер.

Препарат радия был наполовину покрыт тонким листом парафина (левая часть рисунка). Тем не менее α-лучи проникли сквозь парафин, но пробег их сделался меньше нормального. Кроме того при столкновении α-лучей с молекулами парафина был выбит один атом водорода (молекула парафина содержит в себе несколько атомов водорода), путь которого обозначился на фотографии длинною прямою линией *II* в левой части фотографии.

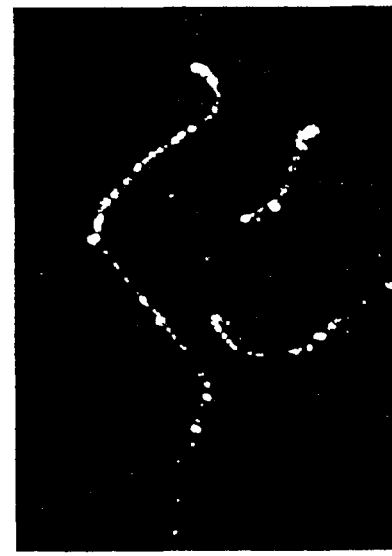


Рис. 462. β-лучи (Мейтнер).

На рис. 465 изображена фотография, снятая Уильсоном с ионизации воздуха при проходе сквозь него узкого горизонтального пучка лучей Рентгена. Это есть не что иное как фотоэлектрическое действие X-лучей на молекулы воздуха. На фотографии мы видим, что электроны выбрасываются с такими большими скоростями, что они сами ионизируют воздух толчком.

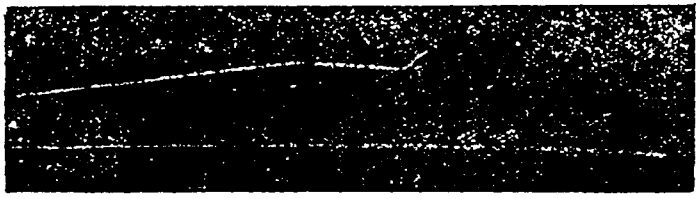


Рис. 463.

477. Пробег α-лучей. — Выбрасываемые радиоактивными телами α-лучи обладают, как мы уже говорили, громадными скоростями и сравнительно громадною энергиею, а потому естественно, что они способны ионизировать воздух своими толчками. Каждая α-частичка, например радия С, по своей энергии способна ионизировать $2{,}37 \cdot 10^5$ молекул воздуха. Однако опыт показывает, что эта ионизация происходит не на всем пути α-частички одинаково и, что в особенности замечательно, в начале пути, где скорость α-лучей наибольшая, число ионизированных молекул воздуха оказывается не так велико, как в конце пути, где скорость и энергия α-лучей уже уменьшились. Таким образом оказывается, что при очень больших скоростях летящие α-частицы как бы не успевают произвести ионизацию всех попадающихся им на пути молекул воздуха, и только при уменьшении скорости приблизительно до $6 \cdot 10^8$ *см/сек.* наступают наиболее благоприятные условия для ионизации; при этой скорости ионизируется такое большое количество молекул воздуха, что α-лучи теряют почти всю свою энергию, и дальнейшее их движение уже не сопровождается ионизацией воздуха. Это явление ясно выразилось и на фотографиях Уильсона (456, **476**), где все пути α-лучей *резко* прерываются. Длина пути от начала до этого перерыва и называется *пробегом* α-лучей.

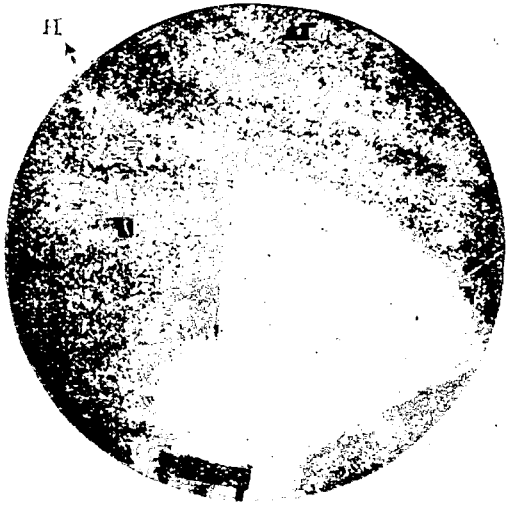


Рис. 464. Путь атома водорода (Мейтнер).

Каждое радиоактивное тело испускает из себя α-лучи определенной скорости и определенной кинетической энергии движения. Однако непосредственное определение этой скорости сопряжено с известными затруднениями, и гораздо легче наблюдать *пробег* частиц например при помощи люминесценции. Там, где люминесцирующий экран (сернистый цинк) сразу перестает люминесцировать, кончается и *пробег* α-лучей данного исследуемого вещества. Впрочем, Гейгер вывел из опытов следующее соотношение между начальною скоростью v-частиц и величиною их пробега R в воздухе:

$$R = 0{,}98 \cdot 10^{-27} \cdot v^3.$$



Рис. 465.

Сравнивая различные радиоактивные элементы между собою, Гейгер заметил, что чем больше начальная скорость выбрасываемых α-частиц и чем больше их пробег R, тем меньше продолжительность жизни $T = \frac{1}{\lambda}$ данного радиоактивного тела. Это легко видеть и в приведенных нами таблицах. Гейгер дал для этих величин следующее соотношение:

$$\lg T = 45 + 66 \lg R.$$

Численные коэфициенты мы дали для радиевого семейства; для двух других семейств первый из этих коэфициентов немного больше.

Если считать, что это соотношение справедливо, хотя бы в первом приближении, для всех радиоактивных тел, то можно из формулы Гейгера определить продолжительность жизни таких элементов, которые непосредственным опытом определить невозможно. Так например была *вычислена* продолжительность жизни элементов: радия $C' - 10^{-6}$ секунд, тория $C' - 10^{-11}$ секунд.

Пробег α-лучей в различных газах и при различных давлениях естественно различен. Так например в водороде H_2 и в гелии He пробег α-лучей в 4 раза больше, чем в воздухе. Кроме того пробег α-лучей обратно пропорционален давлению газа и пропорционален абсолютной температуре.

478. Рассеивание α-лучей. Гипотеза Рётерфорда. — Движения α-лучей в воздухе и вообще в газах почти прямолинейны, как это видно и на фотографиях Уильсона, но при прохождении сквозь металлы α-лучи

отклоняются от своего первоначального пути во все стороны, — происходит *рассеивание* лучей. Опыты Гейгера над рассеиванием α-лучей, прошедших сквозь тонкие металлические пластинки, показали, что рассеивание происходит тем сильнее, чем больше атомный вес материала пластинки. Впрочем угол такого рассеивания был всего около 1,5°. При своих опытах Гейгер обратил внимание на то, что рассеивание α-лучей сопровождается еще и другим явлением, а именно, наблюдаются изредка отклонения α-лучей от своего первоначального направления даже на 150°. Подсчет показал, что при наиболее вероятных отклонениях в 1,5° отклонения в 150° являются совершенно невероятными, и для них нужно искать другой причины. Если мы вглядимся в рис. 463, то увидим и на нем два рода отклонения луча: одно небольшое, едва заметное отклонение и другое — больше чем на 60°. Это явление аналогично явлению Гейгера.

Для объяснения этих явлений Рётерфорд предложил в 1913 г. гипотезу о строении атома, которая приобрела в дальнейшем громадное значение. По мнению Рётерфорда, атомы тел состоят из *центрального ядра*, заряженного *положительным* электричеством и окруженного электронами; конечно незаряженный атом при n электронах должен иметь в своем ядре положительный заряд, равный $E = ne$. Когда α-частичка проносится вдали от атома или даже вблизи окружающих ядро электронов, то она претерпевает только незначительные отклонения. Процесс ионизации или выбивание электронов из атома тоже не может значительно повлиять на путь α-частицы, потому что масса электрона ничтожна, — в несколько тысяч раз меньше массы атома гелия. Но когда α-частичка, несущая на себе два положительных элементарных заряда, случайно попадет *внутрь* атома в сферу действия тоже положительно заряженного *ядра* атома, то между ними возникает тем сильнее отталкивание, чем ближе подойдет α-частичка к этому ядру. Движение α-частички будет при этом происходить по одной из кривых (гипербол), которые изображены у нас на рис. 466. Частичка a, направление движения которой проходит через центр атома, подойдет ближе всех к ядру E, но затем отклонится на 180°, т. е. полетит обратно; частички b и c, не попадающие прямо в центр, а немного мимо центра, опишут гиперболы и отклонятся на меньший угол, чем частички a. Наблюдая углы отклонения α-частиц (т. е. углы, образуемые асимптотами их гипербол), мы можем вычислить, на какое расстояние подошла к ядру α-частица данной скорости и каков заряд E этого ядра.

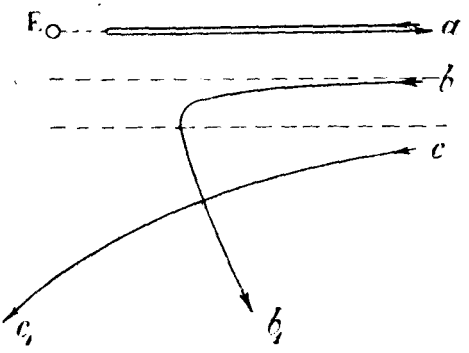


Рис. 466. Путь α-частички в поле атомного ядра.

На основании подобных опытов, произведенных Гейгером, Марсденом, Чадвиком и другими, Рётерфорд пришел к заключению,

что величина центрального ядра атомов должна быть не более 10^{-13} *см* и что заряды ядер атомов меди, серебра и платины в 29, 48 и 78 раз больше заряда электрона.

Если принять во внимание, что атомы, по кинетической теории газов и по расположению их друг около друга в кристаллах, имеют размеры около 10^{-8} *см*, то при величине ядра в 10^{-13} *см* и при такой же приблизительно величине электронов оказывается, что атом не представляет собою сплошного тела, как это прежде предполагалось, а что материя занимает в атоме лишь незначительную часть его объема. Кроме того оказывается, что атомы и молекулы непроницаемы для других таких же атомов только при небольших скоростях и при небольших энергиях столкновения; а при тех скоростях, которыми обладают α-лучи, выбрасываемые радиоактивными телами, атомы гелия могут проникать *внутрь* атомов других тел.

Необходимо заметить, что к такому же заключению пришел, еще раньше Рётерфорда, Ленард (408, **432**) при исследовании проникания быстро несущихся электронов внутрь материальных тел.

479. Заряд ядра и атомный номер. — Опыты с отклонением α-лучей при прохождении сквозь металлы дали возможность вычислить не только диаметр, но и величину заряда центрального ядра атома; при этом для меди, серебра и платины эти заряды оказались соответственно в 28, 48 и 78 раз больше заряда иона водорода. Сравнивая эти цифры с положением атома в менделеевской таблице, мы видим, что заряд ядра оказывается равным порядковому номеру элемента. Вскоре после опытов Рётерфорда Ван-ден-Брёк (Van den Broeck, 1913) привел целый ряд соображений на основании химических явлений, которые тоже приводят к гипотезе, что положение элементов в менделеевской таблице, т. е. атомный номер, определяется величиною заряда ядра его атома. Эта гипотеза подтвердилась и дальнейшими опытами.

Итак атомный номер элемента, т. е. положение его в менделеевской таблице, определяется зарядом ядра его атома. Между тем известно, что сам Менделеев располагал элементы в своей таблице по их *атомному весу*. Действительно атомный вес растет вместе с атомным номером, однако из этого правила есть и исключения: в следующих парах элементов аргон — калий, теллур — иод, кобальт — никель, теллур — иод, торий — протоактиний — ранее стоящий элемент имеет низший атомный номер, но больший атомный вес, чем непосредственно за ним стоящий элемент. Эти исключения были известны и Менделееву, но он не мог указать для них причины. Теперь мы знаем, что величина атомного веса сама по себе еще не определяет место элемента в таблице. Открытые в недавнее время изотопы занимают одно и то же место в таблице, а между тем имеют различные атомные веса. Что же касается заряда ядра атомов, то величина его для всех изотопов одного какого-либо элемента одна и та же. Мы вернемся еще к этому вопросу в конце книги, обсуждая вопрос о строении атомов.

480. Различные β- и γ-лучи. — По существу своему все β-лучи, выбрасываемые радиоактивными телами, совершенно одинаковы, но они могут иметь весьма разнообразные скорости. Так например уран X выбрасывает большое количество β-лучей со скоростями 0,48 (скорость

света $c = 3 \cdot 10^{10}$ *см/сек.* принимается при этом за единицу); но кроме того он испускает небольшое количество лучей со скоростями от 0,59 до 0,96. Наибольшую скорость имеют β-лучи радия — C', а именно 0,986 скорости света.

Л. Мейтнер обратила внимание на то обстоятельство, что не все β-лучи, выбрасываемые радиоактивным телом, выходят из *ядра* его атома; некоторые из наблюдаемых β-лучей могут образоваться под влиянием γ-лучей из электронов, окружающих ядро. Мы получаем здесь как бы особого рода внутреннее фотоэлектрическое действие.

Наконец γ-лучи, испускаемые различными радиоактивными телами, тоже могут быть различны; однако различие их не может заключаться в заряде, потому что они вообще не несут с собою никакого заряда, и также не в их скорости, потому что все γ-лучи распространяются с одинаковою скоростью, равною скорости света. Различие γ-лучей может состоять только в их интенсивности и в длине их волны. По свойствам своим γ-лучи близко подходят к лучам Рентгена, но целый ряд явлений показывает, что длина волны γ-лучей еще меньше, чем длина волны лучей Рентгена; последние же, как увидим ниже, имеют длины волн, в 1 000 раз меньшие длины волн обыкновенного света.

481. Правила смещений. — Если мы взглянем внимательно на нижеприведенные таблицы радиоактивных элементов, то увидим, что каждый раз, как элемент выбросит из себя одну α-частицу, он по своим химическим свойствам переходит на две группы ниже. Так например уран I, превращаясь в уран X_1, переходит из VI группы в IV; торий, превращаясь в мезоторий I, переходит из IV группы во II, и т. д. С другой стороны, при выбрасывании одной β-частицы получается элемент одной группой выше; из урана X_1 IV группы делается уран X_2 V группы. Эти правила смещений были установлены почти одновременно Содди и Фаянсом на основании исследования химических свойств радиоэлементов. Легко показать, что правила смещений являются прямыми следствиями гипотезы Ретерфорда — Ван-ден-Брука. Действительно при выбрасывании α-частицы ядро атома лишается *двух* элементарных зарядов, уносимых с собою гелием, а потому его порядковый номер делается на *две* единицы *меньше*, и элемент переходит на две группы *ниже*. Наоборот, при выбрасывании одной β-частицы, уносящей с собою один *отрицательный* заряд, *положительный* заряд ядра *увеличивается* на единицу, а одновременно с этим оно передвигается в следующую высшую группу менделеевской таблицы.

Обращаем внимание читателя на ту существенную разницу, которая наблюдается, с одной стороны, при отщеплении одного наружного электрона какого-либо атома, т. е. того электрона, который помещается вне ядра, и, с другой стороны, при выбрасывании одного электрона *изнутри* самого ядра. В первом случае мы имеем дело с явлениями *ионизации*, и из атома какого-либо элемента мы получаем *ион* того же элемента; между тем при выбрасывании электрона из ядра атома (β-лучи) наступает превращение элемента в *другой элемент* с другими химическими свойствами.

482. Радиоактивные изотопы. — Возвращаясь опять к нашим таблицам, мы видим, что благодаря целому ряду превращений у нас в одном и том же месте менделеевской таблицы накопляется несколько элементов.

Так например уран I и уран II оказались на одном и том же месте менделеевской таблицы, и притом в 7-м ряду и в VI группе; точно так же радий А, радий С' и полоний — в 6-м ряду той же группы. Такие элементы, одинаковых химических свойств и занимающие поэтому одно и то же место в таблице Менделеева, называются *изотопами* (*изо* — одинаковый, *топос* — место). Изотопы были впервые открыты в семействах радиоактивных элементов, потому что здесь имелась возможность выделить эти элементы не по химическим признакам, которые у них одинаковы, а по степени их радиоактивности. Затем были открыты изотопы и между обыкновенными, нерадиоактивными элементами при помощи массового спектрографа Астона (416, 439), о котором мы уже говорили раньше.

Изотопы, занимающие одно и то же место, могут, как мы видим, иметь атомные веса, значительно разнящиеся друг от друга, и тем не менее обладать одинаковыми химическими свойствами. Отсюда следует, что расположение химических элементов в менделеевской таблице по их атомным весам хотя и оказало громадную услугу химии, но должно быть в настоящее время заменено расположением по *порядковым номерам*, т. е. по *числу* элементарных положительных зарядов ядра атомов этих элементов. Это *число* зарядов и ядра определяет химический характер каждого из химических элементов и одновременно с этим определяет собою конструкцию атома и спектр испускаемых им *X*-лучей (см. ниже).

483. Открытие Ретерфорда. — В 1919 г. Рёдерфорду удалось при помощи α-лучей из атомов азота выделить водород.

Перед тем как описывать это открытие, мы должны однако указать на следующее обстоятельство. Уже на фотографиях Уильсона мы видели, как под влиянием толчка α-лучей были приведены в движение и молекулы воздуха (456, 476), и притом с такой большою скоростью, что сами эти молекулы своими толчками тоже оказались в состоянии ионизировать другие молекулы.

По расчетам Ч. Г. Дарвина, α-частица, ударившись *центрально* в атом водорода, может сообщить ему скорость, в 1,6 раза бо́льшую, чем скорость α-лучей. Но мы видели из опытов Гейгера, что вообще пробеги частиц, т. е. длина пути, на котором может быть наблюдаема ионизация толчком, пропорциональны третьей степени скорости частиц. На этом основании мы можем ожидать, что атом водорода после удачного толчка α-частицей будет иметь пробег в 4 раза больший, чем эта частица. Опыты Марсдена подтвердили это предположение, и когда Рёдерфорд примешал в воздух немного водорода и подверг эту смесь действию α-лучей радия С', пробег которых равен около 7 *см*, то при помощи экрана из сернистого цинка он мог наблюдать свечение на расстоянии до 28 *см* от препарата радия. На таком большом расстоянии α-лучи не могли производить люминесценцию экрана; очевидно, что она была произведена быстро летящими атомами водорода. Скорость α-лучей радия равна $2 \cdot 10^9$ *см/сек.* а скорость частиц водорода должна была получиться в $3 \cdot 10^9$ *см/сек.*

Когда Рёдерфорд произвел подобные опыты с *чистым азотом*, в котором не могло быть и следа водорода, то получил свечение экрана тоже на расстояниях, значительно превосходивших пробег α-частиц радия С', и опыты с отклонением в магнитном поле убедили его, что он

имеет и здесь дело с быстро несущимися водородными частицами. Таким образом в этом опыте мы имеем первый случай искусственного получения одного элемента — водорода — из другого, а именно из азота. Само собою разумеется, что число удачных толчков и число получающихся таким образом атомов водорода ничтожно: на 10^{10} толчков может получиться всего один атом водорода. Тем не менее научное значение открытия Рётерфорда громадно.

Распространив свои опыты и на другие элементы, Рётерфорд наблюдал появление водорода из следующих элементов: бора, фтора, натрия, алюминия и фосфора. Замечательно, что из всех элементов, атомный вес которых делится без остатка на 4 (гелий), водорода не получалось. Водород, получившийся из алюминия и фосфора, оказался с таким большим пробегом (80 *см*), что его кинетическая энергия *превысила* энергию α-частички. Это служит указанием, что энергия частичек водорода берется не от толчка α-лучей, а изнутри атомов Al и P, и что в явлении Рётерфорда мы имеем особый вид искусственно возбужденной радиоактивности.

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕОРИЯ

I. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

484. Электрон. — Понятие *электрона* как *атома электричества* встретилось нам в первый раз при изучении явления электролиза. Существование таких атомов электричества, как это показал Гельмгольц, непосредственно вытекает из закона Фарадея. Затем мы видели, что те же электроны играют роль в самых разнообразных явлениях, наблюдаемых при прохождении электрического тока в газах. При этом оказалось, что поток отрицательных электронов, изолированных от материи, образует собою катодные лучи, наблюдаемые в гейслеровых, круксовых и рентгеновых трубках; те же электроны испускаются раскаленными телами, обусловливают фотоэлектрические эффекты и наконец появляются в виде β- и δ-лучей радиоактивных тел. Однако этого мало; понятие об электроне оказалось возможным применить не только для объяснения вышеперечисленных явлений, но и для объяснения целого ряда других как электрических, так и оптических явлений. В настоящее время теория электронов приобрела такое громадное значение в физике, химии и других науках, что мы считаем необходимым дать о ней некоторое представление. Развитием этой теории мы обязаны главным образом Лоренцу.

Прежде чем перейти к краткому изложению электронной теории, мы еще раз сопоставим все те данные, которые мы добыли до сих пор об *отрицательном* электроне.

Заряд электрона $e = 4{,}774 \cdot 10^{-10}$ ***C-G-S-E*** $= 1{,}59 \cdot 10^{-20}$ ***C-G-S-M.***

Отношение заряда к массе $\frac{e}{m} = 1{,}77 \cdot 10^{7}$ ***C-G-S-M.***

Масса электрона $m = 0{,}9 \cdot 10^{-27}$ *г*.

По сравнению с массой атома водорода масса электрона почти в 2 000 раз меньше.

Если принять во внимание, что определенное из явлений электролиза фарадеево число

$$F = 9\,560 \ \textbf{\textit{C-G-S-M}}$$

представляет собою величину заряда одного грамм-эквивалента одновалентного иона, то разделив это число на заряд электрона (который равен заряду одновалентного иона), получим число ионов в одном грамм-эквиваленте или число атомов в одном грамм-атоме, т. е. так называемое число Лошмидта (353, **374**):

$$N = \frac{9\,560}{1{,}59 \cdot 10^{-20}} = 6{,}06 \cdot 10^{23}.$$

От числа Лошмидта мы можем перейти к числу Авогадро, т. е. определить число молекул, содержащихся в одном кубическом сантиметре газа при нормальных условиях (354, **376**):

$$N_a = \frac{6{,}06 \cdot 10^{23}}{2{,}24 \cdot 10^{4}} = 27 \cdot 10^{18}.$$

Наконец, если мы сделаем самое простое предположение, что электрон представляет собою заряд, распределенный на *шаре*, то можем вычислить и радиус этого шара, пользуясь выведенной нами формулой для электромагнитной массы шарового заряда (346, **369**); тогда получим для радиуса:

$$a = 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

На основании кинетической теории газов для молекул получаются радиусы величиною около 10^{-8} *см*; мы видим, что радиус электрона оказывается еще в 10^5 раз меньше. Следовательно объем, занимаемый электроном, в 10^{15} раз меньше объема молекулы.

485. Зависимость массы электрона от скорости. — Электроны катодных лучей, а в особенности электроны, выбрасываемые радиоактивными телами, могут иметь очень большие скорости, и на основании электромагнитной теории их масса должна увеличиваться со скоростью. Поэтому было очень важно проверить этот результат теории на опыте.

Первый, кто доказал на опыте, что масса электронов действительно увеличивается вместе с увеличением скорости, был Кауфман (W. Kaufmann, 1901). Он измерял отклонение β-лучей в электрическом и магнитном поле (405, **428** и 406, **429**) и определял таким образом отношение их заряда к массе. Для малых скоростей это отношение оказывалось равным $1{,}77 \cdot 10^7$, но с увеличением скорости выше $\frac{2}{3}$ скорости света это отношение заметно уменьшалось, как показывает следующая таблица:

v	$\frac{e}{m}$
$2{,}23 \cdot 10^{10}$	$1{,}16 \cdot 10^7$
$2{,}37 \cdot 10^{10}$	$1{,}06 \cdot 10^7$
$2{,}52 \cdot 10^{10}$	$0{,}93 \cdot 10^7$
$2{,}67 \cdot 10^{10}$	$0{,}74 \cdot 10^7$
$2{,}81 \cdot 10^{10}$	$0{,}62 \cdot 10^7$

Как видим, отношение $\frac{e}{m}$ с увеличением скорости уменьшается, а так как заряд электрона остается тот же, то очевидно масса его увеличивается. Мы уже указывали раньше (348, **370**), что кажущееся увеличение массы должно наблюдаться тогда, когда заряженное тело движется со скоростью, близкою к скорости света; это действительно и подтверждается на опытах Кауфмана с электронами.

Однако точность опытов Кауфмана не позволяла решить вопрос о том, какая из предложенных в то время теорий электромагнитной массы соответствует действительности, и только последующие более точные опыты Бухереса (1908) и других ученых показали, что приведенная нами формула Лоренца-Эйнштейна лучше других формул подтверждается опытом.

486. Поляризация диэлектриков. — Явление разряда в газах и явление радиоактивности, с которыми мы познакомились в предыдущих главах,

привели нас к заключению, что электроны должны находиться во всяком теле; но электроны в изоляторах очевидно нужно себе представлять связанными с молекулами диэлектрика, тогда как в проводниках электроны должны быть более свободны в своих движениях.

Мы начнем с электронной теории изоляторов.

Относительно молекул диэлектрика мы можем сделать *два* предположения, одинаково возможные.

1. Мы можем предположить, что распределение зарядов внутри молекул настолько симметрично, что в обычном состоянии молекула не производит никакого внешнего электрического поля, и только под действием постороннего электрического поля эта симметрия нарушается и молекула приобретает некоторый электрический момент p. Если в одном кубическом сантиметре заключается n таких молекул, то электрический момент в единице объема, т. е. поляризация диэлектрика будет равна $P = np$.

2. Мы можем предположить, что заряды внутри молекулы, хотя в сумме и равны нулю, но расположены несимметрично и уже образуют некоторый электрический момент p_0; однако направление этих моментов для различных молекул весьма различны и кроме того направление постоянно меняется от теплового движения так, что в среднем электрический момент одного кубического сантиметра равен нулю. Однако под действием внешнего электрического поля молекулы, не изменяя своего электрического момента, ориентируются в поле и образуют таким образом поляризацию диэлектрика. Это второе предположение изображено у нас на рис. 22 и 23 (31, **30**). Если мы обозначим через $\bar{p}$ некоторую *среднюю* величину электрического момента молекулы, среднюю и по величине и по направлению, то при n молекулах в 1 $см^3$ мы получим поляризацию $P = n\bar{p}$.

Зная величину поляризации, мы можем вычислить и индукцию поля и диэлектрическую постоянную по формулам (59, **61**):

$$D = E + 4\pi P;$$

$$\varepsilon = 1 + 4\pi k = 1 + 4\pi \frac{np}{E}.$$

Мы сперва остановимся на нашем *первом* предположении.

Если обозначить заряд электрона через e, а напряжение поля через E, то сила поля будет равна eE. Под действием этой силы электрон смещается со своего положения равновесия на некоторую длину x, и при небольших смещениях мы можем положить это смещение пропорциональным действующей силе:

$$eE = b \cdot x.$$

Силу bx, которая уравновешивает силу внешнего поля, часто называют *квази-упругой силой*, по аналогии с явлениями упругости. В молекулах эта квази-упругая сила по всей вероятности электромагнитного характера, но мы о ней еще так мало знаем, что не будем делать никаких специальных предположений. Более того, мы не должны представлять себе электроны в молекуле в *неподвижном* равновесии; электроны могут находиться в более или менее сложных движениях относительно ядра

атома или молекулы, и величина x и коэфициент b будут относиться к *отклонениям* от их *нормального движения*. Таким образом наши предположения довольно общего характера приводят нас к формулам:

$$p = ex = \frac{e^2}{b} E; \quad \varepsilon = 1 + 4\pi \frac{ne^2}{b}.$$

Если молекула содержит в себе несколько электронов с различными коэфициентами b, то поляризация будет зависеть от их *общего* смещения, и тогда мы должны написать:

$$\varepsilon = 1 + 4\pi \sum \frac{ne^2}{b}.$$

По этой теории диэлектрическая постоянная тела должна быть тем больше, чем больше число молекул в кубическом сантиметре (плотность тела), чем больше электронов в каждой молекуле и чем *меньше* b, т. е. чем легче электроны отклоняются от своего нормального положения или движения. Если $b = 0$, то это означает, что молекула очень легко ионизируется, и тело хорошо проводит электричество.

487. Диэлектрик с несимметричными молекулами. — При *втором* предположении, когда молекулы обладают постоянным электрическим моментом p_0, мы должны принять во внимание также *влияние температуры*. Действительно внешнее электрическое поле будет ориентировать все молекулы по своему направлению, тогда как беспорядочное тепловое движение будет их сбивать с этого положения. Это явление вполне аналогично влиянию температуры на магнитную поляризацию. Теорию обоих этих явлений дал Ланжэвен. Он воспользовался для этого формулою Больтцмана о распределении молекул, имеющих различную потенциальную энергию. Потенциальная энергия пары полюсов $\pm e$ с моментом p_0 в электрическом поле напряжения E равна:

$$\varepsilon_p = -p_0 E \cos \alpha,$$

где α есть угол, образуемый моментом p_0 с направлением поля E.

Если мы вставим это в формулу Больтцмана и определим *среднюю* величину электрического момента всех молекул, содержащихся в кубическом сантиметре (это вычисление мы здесь не будем приводить), то получим для величины поляризации формулу:

$$P = np_0 L(a).$$

Знаком $L(a)$ мы обозначили здесь *функцию Ланжевэна:*

$$L(a) = \frac{e^{+a} + e^{-a}}{e^{+a} - e^{-a}} - \frac{1}{a}; \qquad a = \frac{p_0 E}{k\vartheta}.$$

Эта функция при малых значениях a, т. е. для не очень сильных полей и для не очень низких температур, приближается к величине $\frac{a}{3}$ тогда мы имеем:

$$P = \frac{np_0^2}{3k\vartheta} E; \qquad k_e = \frac{np_0^2}{3k\vartheta}.$$

а для диэлектрической постоянной:

$$\varepsilon = 1 + 4\pi k_e = 1 + 4\pi \frac{np_0^2}{3kT}.$$

Как видим, для тех тел, молекулы которых уже обладают некоторым электрическим моментом, диэлектрическая постоянная должна зависеть от температуры.

Опыты показывают, что диэлектрические постоянные газов H_2, O_2, N_2, CH_4 и некоторых других *не зависят* от температуры. Следовательно молекулы их в обычном состоянии имеют *симметричное* расположение зарядов и приобретают электрическую асимметрию только под действием внешнего электрического поля.

Напротив, молекулы NH_3, SO_3, H_2O и различных алкоголей уже обладают электрическим моментом и без действия внешнего поля, потому что их диэлектрическая постоянная с повышением температуры уменьшается по вышеприведенной формуле. Из этих опытов оказывается даже возможным определить электрический момент p_0 этих молекул, и он оказывается равным около $1 \cdot 6 \cdot 10^{-18}$. Если мы заряд электрона умножим на диаметр молекулы, то получим величину того же порядка:

$$4{,}77 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{-18} = 4{,}77 \cdot 10^{-18}.$$

Кроме указанных в предыдущем параграфе двух предположений можно конечно сделать и третье предположение, что молекулы обладают некоторым первоначальным электрическим моментом p_0, а кроме того еще изменяют этот момент под действием внешнего электрического поля (теория Дебайа). Тогда мы получим некоторую комбинацию обеих формул, приведенных нами в последних двух параграфах.

488. Металлы. — Изучая явление электропроводности электролитов и газов, мы выяснили, что электропроводность эта обусловливается подвижностью заряженных частиц, или *ионов*; мы видели также, что ионы эти могут быть самого разнообразного состава, и только при разрядах в газах, в катодных лучах, а также в β-лучах отрицательными ионами являются чистые электроны. Оказывается, что если сделать предположение, что электропроводность металлов обусловлена тоже *чистыми электронами*, то можно объяснить целый ряд явлений, которые до этого не находили себе объяснения. Электронная теория электропроводности металлов была предложена Друде, Рике и Лоренцом.

Итак предположим, что в данном металле имеются свободные электроны, которые ведут себя так, как растворенные в воде ионы или как заключенный в сосуде газ. Подобно газовым молекулам, отдельные электроны внутри металла будут в постоянном беспорядочном движении, они будут сталкиваться друг с другом и с молекулами самого металла.

Из уравнения кинетической теории газов (357, **379**) мы можем даже подсчитать эффективную скорость движения электронов в металле. Для водорода при температуре 0° мы получили скорость $v = 1\,800$ *м/сек*, а так как масса электрона почти в 4 000 раз меньше массы молекулы водорода H_2, то скорость движения электронов при тех же условиях будет в $\sqrt{4\,000} = 63$ раза больше, т. е. будет более 100 *км* в секунду.

Под действием электрического поля к этому беспорядочному движению электронов прибавится еще движение, направленное в одну сторону, а именно *против* тока, потому что электроны заряжены *отрицательно*. Если в каждом кубическом сантиметре металла имеется n электронов и это добавочное движение будет происходить с некоторою *среднею* скоростью u, то в проводнике получится электрический ток, плотность которого равна:

$$i = neu.$$

Движение электрона не будет равномерным, ибо, пока он находится в пространстве между молекулами и на него действует электрическое поле с силою eE, он должен двигаться с ускорением:

$$a = \frac{Ee}{m}.$$

Обозначим через t время, протекающее от одного столкновения до другого. В течение t времени скорость электрона будет равномерно увеличиваться, и в конце этого периода скорость увеличится на $\frac{eE}{m}t$. Поэтому за *среднюю* скорость движения электрона u мы можем принять половину этой величины. Подставляя вместо t длину свободного пути l, деленную на скорость v беспорядочного движения электронов, получаем среднюю скорость движения, обусловленную электрическим полем:

$$u = \frac{1}{2}\frac{Ee}{m}\frac{l}{v},$$

а для плотности тока:

$$i = neu = \frac{ne^2l}{2mv}E.$$

Сравнивая это с формулою Ома (124, **131**): $i = kE$, мы видим, что электропроводность металла по электронной теории будет выражаться:

$$k = \frac{ne^2l}{2mv}.$$

Наконец, приняв во внимание, что (357, **379**) $\frac{mv^2}{2} = B\vartheta$, можем написать:

$$k = \frac{ne^2lv}{4B\vartheta}.$$

Из этой формулы следует, что с увеличением температуры электропроводность металла должна уменьшаться, что и наблюдается на самом деле. Впрочем полученную нами формулу нельзя непосредственно проверить на опыте, потому что она содержит еще величины n и l, которые нам неизвестны и которые, в свою очередь, могут изменяться с температурою. Но если мы сопоставим эту формулу *электропроводности* с формулою *теплопроводности металлов*, причем сделаем гипотезу, что теплопроводность металлов обусловлена теми же электронами, то оказывается возможным исключить неизвестные величины.

Коэфициент теплопроводности по кинетической теории газов выражается формулою:

$$\varkappa = \frac{nlvB}{3};$$

поэтому, если взять отношение теплопроводности к электропроводности

$$\frac{\varkappa}{k} = \frac{4}{3}\left(\frac{B}{e}\right)^2 \vartheta,$$

то получается выражение, которое содержит в себе только одни известные величины, и притом не зависящие от материала рассматриваемого металла.

Из нашей формулы следует, что чем лучше данный металл проводит электричество, тем более он должен быть теплопроводен, если принятые нами гипотезы верны.

Это постоянство отношения коэфициентов теплопроводности и электропроводности для всех металлов было подмечено уже давно и носит название закона Видемана и Франца (1853). Благодаря электронной теории мы можем это отношение получить теоретически. Подставляя $B = 2 \cdot 10^{-16}$; $e = 4{,}7 \cdot 10^{-10}$ ***C-G-S-E,*** получаем для $\vartheta = 273°$:

$$\frac{\varkappa}{k} = 6{,}3 \cdot 10^{-10} \ \textbf{\textit{C-G-S-E.}}$$

Кроме того это отношение должно расти пропорционально абсолютной температуре, т. е. его температурный коэфициент должен быть равен

$$a = \frac{1}{273} = 0{,}00366.$$

Опыты Егера и Диссельгорста довольно хорошо подтверждают оба эти предположения, как это видно из следующей таблицы:

Металл	$\frac{\varkappa}{k}$ ($\vartheta = 291°$)	a
Медь	$6{,}65 \cdot 10^{-10}$	0,0039
Серебро	$6{,}86 \cdot 10^{-10}$	0,0037
Никель	$6{,}99 \cdot 10^{-10}$	0,0039
Цинк	$6{,}72 \cdot 10^{-10}$	0,0038
Свинец	$7{,}15 \cdot 10^{-10}$	0,0040
Константан (60 Cu + 40 Ni)	$11{,}06 \cdot 10^{-10}$	0,0023

Для сплавов, а также для металлов с более плохою электропроводностью, согласие теории с опытом менее удовлетворительно. Очевидно тут играют роль еще другие обстоятельства, не принятые теорией во внимание.

489. Электрические свойства металлов. — Что касается остальных электрических свойств металлов, то их электронная теория находится

в настоящее время лишь в зачаточном состоянии; поэтому мы ограничимся лишь краткими указаниями на некоторые попытки объяснить с точки зрения электронов различные электрические явления в металлах.

Разность потенциалов, получающуюся при соприкосновении двух металлов (явление Вольты, 117, **122**), стараются объяснить различным притяжением электрона молекулами различных металлов. Кроме того для электронов играет существенную роль и окружающий оба эти металла воздух (118, **123**).

Термоэлектрические свойства металлов объясняются следующим образом. Если две точки проволоки имеют разную температуру, то в них электроны будут иметь разное давление, и мы должны получить движение электронов от нагретого места к более холодному. Это означает, что мы должны наблюдать электрический ток (движение *положительного* электричества) от холодного места к нагретому. Подобное явление, открытое Томсоном (168, **182**), наблюдается в сурьме. В висмуте же явление меняет свой знак, что можно объяснить зависимостью числа электронов от температуры.

В месте спая двух различных металлов давление электронов будет, вообще говоря, различное; зависимость этого давления от температуры будет причиною явления Зеебека и Пельтье (165, **180** и 167, **181**).

Впрочем все эти объяснения с количественной стороны не всегда согласны с опытом, а потому мы ограничимся этими краткими указаниями.

490. Опыты Р. Толмана и Т. Стюарта.— Основное предположение только что изложенной теории электропроводности металлов, как мы уже сказали, заключается в том, что в металлах имеются *свободные* отрицательные электроны. Поэтому, независимо от дальнейших выводов теории, было бы очень важно оправдать на опыте это основное ее предположение. Толман и Стюарт сделали это следующим образом. Катушка медной проволоки (рис. 467) была соединена с очень чувствительным гальванометром и приводилась в равномерное вращение вокруг своей оси симметрии. При помощи особых неподвижных катушек с электрическим током магнитное поле земли в пределах катушки было настолько тщательно уничтожено, что гальванометр при вращении катушки не обнаруживал никаких индукционных токов. Убедившись в этом, Толман и Стюарт быстро затормаживали вращение катушки, и тогда тотчас же гальванометр отклонялся; это они объясняли тем, что хотя сама катушка остановилась, но электроны в ее проволоке продолжали еще двигаться по инерции и образовали собою *отрицательный* электрический ток, обнаруживаемый гальванометром. Конечно благодаря сопротивлению проволоки этот ток быстро прекращался.

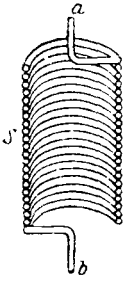


Рис. 467. Опыт Толмана и Стюарта.

Для подсчета опытов Толмана мы можем поступить следующим образом. Обозначим число электронов в кубическом сантиметре через n, массу каждого электрона через m, длину и поперечное сечение проволоки через l и S; тогда масса заключающихся в проволоке электронов,

образующих электрический ток, будет $nmlS$. При скорости движения v эти электроны будут обладать кинетической энергией

$$U_k = \frac{1}{2} nmlSv^2.$$

С другой стороны, если бы те же электроны двигались в неподвижной проволоке, то они образовали бы электрический ток силою

$$J = nevS.$$

Если мы обозначим через N поток индукции, образуемый этим током, то можем для электромагнитной энергии его написать (246, **262**),

$$U_{em} = \frac{1}{2} NJ = \frac{1}{2} Nnevs.$$

Так как кинетическая энергия электрона и есть не что иное как его электромагнитная энергия, то мы можем приравнять оба выражения; тогда получаем:

$$N = \frac{m}{e} \cdot vl.$$

Теперь мы можем подсчитать опыт Толмана так, как будто во время торможения катушки внезапно появился электрический ток J и возник поток индукции N. А в таком случае, как мы знаем (273, **286**), через проводник с сопротивлением r пройдет количество электричества

$$e_r = \frac{N}{r} = \frac{m}{e} \cdot \frac{vl}{r}.$$

Это количество электричества Толман и определял при помощи баллистического гальванометра. Зная скорость v, длину проводника l и его сопротивление r, мы можем определить из опытов отношение заряда к массе $\frac{e}{m}$. Определенная таким образом величина $\frac{e}{m}$ действительно хорошо совпадает с прежде найденной величиной для катодных лучей.

491. Контактные явления. — Если привести два каких-нибудь тела в соприкосновение, то между ними образуется разность потенциалов, и следовательно в пограничном слое между этими телами должно образоваться электрическое поле, нормальное к поверхности соприкосновения. По гипотезе, предложенной Гельмгольтцем (1879), разность потенциалов получается от того, что молекулы различных тел с различною силою притягивают к себе электричество, т. е. электроны. То тело, молекулы которого притягивают к себе электроны с большею силой, отнимет электроны от соседнего тела и зарядится отрицательно; другое же тело, лишившись электронов, окажется заряженным положительно. На границе двух тел мы получаем таким образом чрезвычайно тонкий слой, одна сторона которого заряжена отрицательно, а другая — положительно.

Такой же двойной слой мы получим и в случае соприкосновений изоляторов. Однако в этом случае электроны не могут перейти от одного тела к другому; тем не менее молекулы несколько повернутся друг

к другу, потому что электрические взаимодействия их электронов будут стремиться поставить их моменты параллельно (как взаимодействуют две магнитные стрелки).

Гипотезою Гельмгольтца об образовании двойного слоя на границе двух тел можно объяснить следующие явления, наблюдаемые в изоляторах.

1. *Электро-осмос.* Еще Реусс (Reuss) заметил, что под действием определенной разности потенциалов вода продавливается сквозь пористые перегородки и сквозь тонкие (капиллярные) трубки. При этих опытах у поверхности соприкосновения воды со стеклом трубки, или с внутренними стенками пор, образуется двойной поверхностный слой электричества, причем поверхность воды большею частью заряжается *положительным* электричеством, и вода проталкивается по направлению электрического тока.

2. *Катафорез.* Небольшие частички пыли, взвешенные в воде, даже если они и не заряжены, движутся в направлении, противоположном электрическому полю. В этом случае мы опять получаем двойные слои на поверхности соприкосновения воды с частичками, причем частички заряжаются на поверхности *отрицательно.*

3. *Диафрагменные токи.* Квинке открыл (1859) в некотором отношении обратное явление: при продавливании воды сквозь пористые перегородки получаются электрические токи в направлении движения зоды.

До сих пор мы ограничивались примером движущейся воды; но аналогичные явления наблюдаются и в других жидкостях. Для терпентина и бензола все описанные явления меняют знак; очевидно поверхность этих жидкостей заряжается *отрицательно.*

Образование двойных слоев при соприкосновении объясняет до некоторой степени и электризацию при трении изоляторов друг о друга (31, 31). Однако количественной теории этих явлений мы до сих пор не имеем.

II. МАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

492. Магнитное поле электронов. — Гипотеза молекулярных токов Ампера (242, 258) сводит все магнитные явления на электромагнитные. Однако опыты с магнитным действием конвекционных токов и открытие атомов электричества — электронов — изменяет гипотезу Ампера в двух отношениях. Во-первых, вместо молекулярных токов мы должны теперь принять циркулирующие в молекулах электроны и, во-вторых, нам не надо терять из виду, что электроны, в отличие от прежнего электричества, обладают определенной массой.

Не входя в подробности движения электронов внутри атомов, мы сделаем самые простые предположения: пусть электрон движется вокруг центрального ядра атомов по кругу радиуса r. При этом в пространстве между ядром и электроном будет получаться электрическое поле переменного направления; но для больших по сравнению с радиусом r расстояний мы можем принять, что движущийся электрон эквивалентен круговому электрическому току, сила которого равна:

$$J = \frac{-e}{T} = \frac{-a}{2\pi} e.$$

Здесь T означает период обращения электрона, а a — его угловую скорость. Магнитный момент тока равен силе тока, умноженной на площадь, обтекаемую током (237, **253**):

$$p = J\pi r^2 = -\frac{1}{2} aer^2.$$

Если в кубическом сантиметре тела заключается n подобных циркулирующих электронов и все плоскости их орбит параллельны, то мы получаем магнитную поляризацию величиною:

$$P = -\frac{1}{2} naer^2.$$

Если, как это в большинстве случаев имеет место, орбиты движения электронов не параллельны друг другу, то *средняя* магнитная поляризация будет меньше вычисленной выше; это мы можем выразить некоторым коэфициентом η и написать:

$$P = -\frac{1}{2} \eta naer^2.$$

Далее, кроме своего движения по круговой (или иной) орбите, электрон может еще вращаться вокруг своей оси, наподобие планеты. Эта гипотеза была предложена Уленбеком и Гудсмитом для объяснения некоторых спектральных явлений; однако для вычисления магнитного поля молекул движение электронов вокруг собственной оси не имеет большого значения, потому что радиус электрона очень мал.

493. Теория диамагнетизма.— Для объяснения диамагнетизма еще В. Вебером (1852) была предложена теория, основанная на явлении электромагнитной индукции. В. Вебер представлял себе атомы тел абсолютными проводниками, т. е. без всякого электрического сопротивления. Когда эти атомы попадают в магнитное поле, в них возбуждаются индукционные токи, которые, благодаря отсутствию сопротивления, не ослабевают, а сохраняют неизменную силу все время, пока атом находится под действием постоянного магнитного поля; когда же действие внешнего магнитного поля на атом прекращается, то новая электромагнитная индукция уничтожает эти индукционные токи, и атомы приходят в свое прежнее состояние. Так как магнитное поле индукционных токов, по закону Ленца, всегда противоположно направлению возбуждающего их поля, то рассматриваемое нами тело будет вести себя как *диамагнитное.*

П. Ланжевэн (1905) видоизменил теорию В. Вебера, введя в нее теорию электронов, и кроме того привел ее в связь с явлением Зеемана (влияние магнитного поля на спектры), о котором мы будем говорить в главе о лучеиспускании.

Пусть электрон, движущийся по круговой орбите, подпадает под действие внешнего магнитного поля; вдоль орбиты (как в круговом проводнике) (стр. 269, рис. 307) должна возникнуть электродвижущая сила индукции, и если возникающее магнитное поле направлено от нас к чертежу, то электродвижущая сила индукции будет направлена *против* стрелки часов. Но так как электрон несет на себе *отрицательный*

заряд, то на него будет действовать сила, направленная *по* стрелке часов. Благодаря этому электрон, движущийся по стрелке часов со скоростью v_0 (рис 468), *ускорит* свое движение, а электрон, движущийся против стрелки часов (рис. 469), *замедлит* свое движение (ср. ниже явления Зеемана). Далее, так как электроны движутся в пустоте и не подвержены никакому сопротивлению, то их дальнейшее движение в постоянном магнитном поле не будет изменяться до тех пор, пока уничтожение магнитного поля не возбудит обратной электродвижущей силы и не восстановит равенства периодов обращения вправо и влево вращающихся электронов. Впрочем на самом деле этот процесс гораздо сложнее, чем мы описали. Ведь атомы или молекулы тел сами находятся в постоянном беспорядочном движении; скорости этих движений и направление плоскостей орбит электронов относительно магнитного поля будут постоянно меняться, а потому и индукционное действие магнитного поля на *каждый* электрон в отдельности тоже будет постоянно меняться. Тем не менее в *среднем* мы получим следующее.

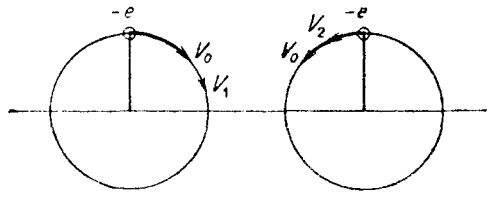


Рис. 468. *Рис. 469.*

К теории диамагнитизма.

Пусть r — радиус круговой орбиты какого-либо электрона; тогда поток индукции сквозь площадь орбиты будет:

$$N = \pi r^2 M,$$

и электродвижущая сила индукции при возникновении поля M (270, 283)

$$\mathcal{E} = -\frac{N}{t} = -\frac{\pi r^2 M}{t}.$$

С другой стороны, если через E обозначить напряжение электрического поля, то электродвижущая сила вдоль всей орбиты радиуса r будет очевидно

$$\mathcal{E} = 2\pi r E,$$

а сила, действующая на электрон e, будет равна:

$$F = Ee = -\frac{er}{2} \cdot \frac{M}{t}.$$

Умножим обе части этого уравнения на время t, в течение которого магнитное поле возросло от нуля до величины M. Тогда слева получим произведение силы на время, в течение которого эта сила действовала, т. е. *импульс силы*; а по закону Ньютона импульс силы равен приращению количества движения:

$$m(v_1 - v_0) = -\frac{e}{2} rM.$$

Подставляя сюда вместо линейных скоростей соответствующие угловые скорости a_1 и a_0

$$v_1 = ra_1, \quad v_0 = ra_0,$$

получаем изменение угловой скорости одного электрона, движущегося по стрелке часов:

$$a_1 - a_0 = + \frac{e}{2m} M,$$

а другого электрона, движущегося против стрелки часов:

$$a_2 - a_0 = - \frac{e}{2m} M.$$

Разность угловых скоростей обоих электронов будет:

$$a_1 - a_2 = \frac{e}{m} M.$$

Так как результирующее магнитное поле будет определяться электронами обоего рода, и вращающимися по правому кругу и вращающимися по левому кругу, то в приведенную выше формулу магнитной поляризации, образуемой движущимися электронами, мы должны вместо a подставить полученную разность $(a_1 - a_2)$. Тогда получаем:

$$P = - \eta_1 n \frac{e^2 r^2}{2m} M,$$

а для коэфициента намагничивания:

$$k = - \eta_1 n \frac{e^2 r^2}{2m}.$$

Как видим, коэфициент этот существенно отрицателен, и следовательно рассматриваемое тело должно обладать диамагнитными свойствами; к тому же заключению мы уже пришли выше, исходя из общей теории индукционных токов.

Величины n и r, входящие в эту формулу, нам пока еще неизвестны, и для различных тел они будут, вообще говоря, различны. Но если для примерного подсчета положить например для воды $n = 60{,}6 \cdot 10^{22}$ (353, 371), $r = 10^{-8}$ *см*, $\eta_1 = 1$, то получим величину для $\varkappa$ порядка 10^{-6}, что вполне соответствует опытным данным. Для газов очевидно $\varkappa$ будет пропорционально давлению, ибо число молекул в 1 $см^3$, а следовательно и число электронов n в 1 $см^3$ пропорционально этому давлению; но если поддерживать это давление постоянным, то величина $\varkappa$ не должна зависеть от температуры тела.

Все эти выводы теории Ланжевэна согласны с исследованиями П. Кюри над диамагнитными свойствами различных тел.

494. Теория парамагнетизма.— Из только что изложенного мы видим, что диамагнетизм должен быть свойственен всем телам без исключения, ибо атомы всех тел заключают в себе электроны. Если даже орбиты этих электронов расположены в атоме настолько симметрично, что результирующий магнитный момент атома равен нулю, то все же под действием внешнего магнитного поля эта симметрия нарушается, и атомы приобретают магнитный момент, *противоположный* внешнему полю. Однако естественно сделать предположение, что атомы, а в особенности молекулы, многих тел могут и не обладать указанной симметрией, а,

наоборот, могут образовать систему токов со значительным магнитным моментом. Такие молекулы будут вести себя как молекулярные магнитики В. Вебера (213, **230**) или как молекулярные токи Ампера (242, **258**); они будут ориентироваться своим магнитным полем *вдоль* по внешнему магнитному полю, а тело, из них составленное, несмотря на свои слабые диамагнитные свойства, будет все же *парамагнитно*.

Чем сильнее внешнее магнитное поле, тем совершеннее будет ориентировка молекул, а когда все молекулы будут вполне ориентированы, то дальнейшее усиление внешнего магнитного поля уже не будет более увеличивать магнетизм данного тела; таким образом, как и по гипотезе В. Вебера, мы получаем здесь объяснение явления *насыщения*. Однако по теории Ланжевэна *полное насыщение* было бы возможно только при абсолютном нуле температуры, когда все молекулы находятся в покое. При других же температурах молекулы, благодаря своему беспорядочному тепловому движению и беспрестанным столкновениям друг с другом, будут сбиваться со своего ориентированного положения и тем самым уменьшать предел намагничивания тела. В газах, где молекулы совершенно свободны в своей ориентировке, можно было бы ожидать явления насыщения при любой, даже очень малой величине внешнего магнитного поля; между тем оказывается, что парамагнитные газы, как например кислород, при обыкновенной температуре очень далеки от насыщения. Это и объясняется тепловым движением их молекул.

С формальной стороны теория Ланжевэна для парамагнетизма та же, что и для диэлектрической поляризации (467, **487**), и можем воспользоваться формулами, приведенными выше, заменив в них электрическое поле магнитным и электрический момент молекул магнитным моментом p_0. Тогда для магнитной поляризации какого-либо газа в магнитном поле M_a получаем:

$$P = np_0 L(a); \quad a = \frac{p_0 M_a}{k\vartheta}.$$

Следовательно коэфициент намагничивания тела будет зависеть от значения функции Ланжевэна $L(a)$. На рис. 470 изображен вид кривых $L(a)$ и $P(a)$.

Для очень больших значений a, т. е. для очень низких температур, функция Ланжевэна приближается к единице. Это и означает, что тепловое движение уже больше не мешает молекулам ориентироваться по полю, наступает *насыщение*:

$$P_0 = np_0.$$

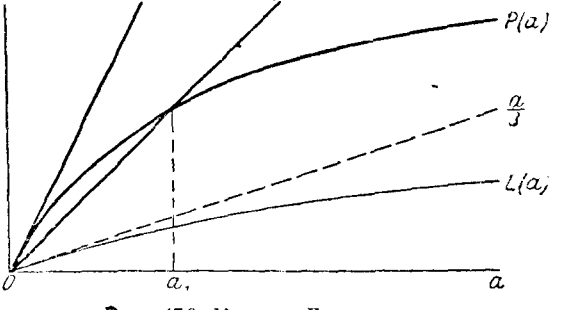


Рис. 470. Кривая Ланжевэна.

Для обыкновенных температур и в особенности для газов величина a очень мала, и тогда кривую Ланжевэна можно заменить прямой линией,

касательной к ней в начале координат $O\frac{a}{3}$ (рис. 470). Для малых значений a

$$L(a)=\frac{a}{3};\quad P=\frac{np_0^2}{3k\vartheta}M_a;\quad k_m=\frac{np_0^2}{3k\vartheta}.$$

Следовательно по теории Ланжевэна парамагнетизм, в отличие от диамагнетизма, должен зависеть от температуры, причем коэфициент намагничивания k_m должен быть обратно пропорционален абсолютной температуре ϑ.

Этот закон уже был найден ранее П. Кюри непосредственно из опытов. Однако теория Ланжевэна показывает, что этот закон верен только для малых значений a (для высоких температур). При низких температурах и сильных полях вместо прямой линии $O\frac{a}{3}$ нужно принять во внимание и искривление линии Ланжевэна, т. е. явление насыщения. Но при низких температурах газы переходят в жидкое состояние, и теория Ланжевэна, строго говоря, не применима. Тем не менее Камерлинг-Оннесу удалось показать, что на кристаллах сернокислого гадолиния $[Gd_2(SO_4)_3;\ 8H_2O]$ при температурах от 20 до 2° (считая от абсолютного нуля) при напряжении поля $M_a=22\,000$ гаусс теория Ланжевэна подтверждается. Вообще этой теорией можно пользоваться в тех случаях, когда плотность тела не велика (не более единицы) и когда взаимодействия между молекулами не влияют на магнетизацию.

495. Теория ферромагнетизма. — Теория парамагнетизма Ланжевэна была распространена П. Вейссом и на ферромагнитные тела, причем П. Вейсс воспользовался для этого мыслью, высказанной еще Вебером, Юингом и Кюри и состоящею в том, что в ферромагнитных телах молекулярные магнитики настолько близки друг к другу, что начинают взаимодействовать своими магнитными полями. Таким образом ориентировка каждой молекулы ферромагнитного тела будет обусловлена не только внешним магнитным полем, но и магнитными полями соседних молекул; а так как соседние молекулы тоже ориентированы, то их действие будет еще увеличивать намагничивание данного тела. Этим объясняется сильный магнетизм ферромагнитных тел. Далее, если мы, намагнитив данное тело, будем постепенно уменьшать внешнее магнитное поле до нуля, то внутреннее молекулярное поле не уничтожится, а все еще будет удерживать молекулы в их ориентированном положении; это и будет *остаточный магнетизм*. А если после этого начать снова увеличивать внешнее магнитное поле, но в противоположном направлении, то молекулы окажутся ориентированными против внешнего поля, и при определенной величине этого последнего (см. *Коэрцитивная сила*, 209, **228**) окажутся в неустойчивом положении и должны сразу повернуться на 180°, чтобы стать вдоль по полю.

Эти явления легко демонстрировать на опыте Юинга с системой маленьких магнитных стрелок, помещенных недалеко друг от друга, если сперва приблизить к этим стрелкам магнит, а затем осторожно удалить его.

Подобные же явления П. Вейсс наблюдал в кристаллах магнетита, для которого диаграмма гистерезиса оказалась в виде прямоугольного четырехугольника со сторонами, параллельными осям M и B.

Впрочем, для большинства других ферромагнитных тел это перемагничивание на 180° происходит не сразу, во-первых, потому, что этому препятствуют силы, аналогичные трению, а во-вторых, потому, что молекулярное строение таких ферромагнитных тел, как железо или сталь, очень сложно и представляет собою смесь нескольких тел, частью кристаллического, частью аморфного вида. Кроме того направление осей вкрапленных в металл кристаллов может быть крайне разнообразно; поэтому перемагничивание различных частей железа будет происходить при различной величине напряжения внешнего магнитного поля, вследствие чего и диаграмма гистерезиса будет более или менее изогнутой формы.

С увеличением температуры, т. е. с увеличением беспорядочного движения молекул, влияние внутреннего молекулярного поля будет уменьшаться, а вместе с тем должны уменьшаться и остаточный магнетизм, и коэрцитивная сила, и гистерезис, как это и соответствует действительности.

Для того чтобы ввести эти явления в теорию Ланжевэна, Вейсс заменил взаимодействия между молекулами, которые могут быть отчасти магнитного, отчасти электрического характера, одним эквивалентным магнитным полем M_l (внутреннее молекулярное поле) и положил эту величину пропорциональной поляризации тела:

$$M_l = gP.$$

Если мы прибавим это внутреннее магнитное поле к внешнему действующему магнитному полю M_a, то в формуле Ланжевэна величина a примет значение:

$$a = \frac{p_0}{k\vartheta}(M_a + gP).$$

Мы ограничимся здесь только некоторыми наиболее интересными выводами из теории Вейсса.

Положим, что внешнее поле M_a перестало действовать. Тогда формулы Вейсса показывают, что тело не размагничивается, а в нем остается еще некоторая поляризация P, для которой можно написать два уравнения:

$$P = np_0 L(a); \quad P = \frac{k\vartheta}{p_0 g} \cdot a.$$

Для решения этих уравнений мы представим второе из них также *графически*. Для этого мы должны из начала координат провести линию под таким углом β, чтобы

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{P}{a} = \frac{k\vartheta}{p_0 g}.$$

Пересечение этой прямой с кривой $P(a)$ (рис. 470) даст нам значения величин a и P, которые удовлетворяют обоим вышенаписанным уравнениям.

Из нашего построения между прочим следует, что мы только в том случае можем получить пересечение прямой и кривой, если угол β больше угла α, образуемого касательной и кривой $P(a)$ в начале координат. Но

гол β увеличивается вместе с увеличением температуры, и если температура будет так велика, что

$$\operatorname{tg}\beta = \operatorname{tg}\alpha = \frac{np_0}{3} = \frac{k\vartheta}{p_0 g},$$

тогда $a = 0$ и $L(a) = 0$. Это означает, что при такой температуре поляризация тела пропадает; температура эта определяется формулою:

$$\Theta = \frac{np_0^2 g}{3k}.$$

Температура, при которой остаточный магнетизм пропадает (*точка Кюри*) была определена впервые П. Кюри, а затем и многими другими учеными. Для железа эта температура равна 758°, для никеля — 374° (градусы Цельсия).

Мы можем ввести величину критической температуры Θ в наши формулы и получим для коэфициента намагничивания:

$$k_m = \frac{P}{M_a} = \frac{np_0^2}{k(\vartheta - \Theta)}.$$

Эта формула тоже довольно хорошо подтверждается на опыте.

Кроме того из опытов оказалось возможным определить величину внутреннего молекулярного поля M_i; оно оказалось огромно — около 10^7 гаусс.

К этому мы должны однако добавить, что теория Вейсса все же недостаточна для количественного описания сложных явлений гистерезиса, какие мы наблюдаем например в железе.

496. Момент импульса электронов.— Мы уже указали в начале этой главы, что электроны обладают и электрическим зарядом e и некоторой массой m; электрон, находящийся в движении со скоростью v, образует электрический ток ev и кроме того имеет количество движения, или импульс mv. Если электрон циркулирует по кругу радиуса r, то момент его импульса (момент импульса, подобно моменту силы, равен произведению импульса на плечо) будет равен:

$$J = mv \cdot r = mr^2 \cdot a,$$

где a — угловая скорость движения электрона. Для магнитного момента такого электрона мы уже получили выше (473, **492**) выражение:

$$p = -\frac{1}{2} er^2 \cdot a.$$

Отношение обеих этих величин равно:

$$p : J = -\frac{e}{2m}.$$

Так как вращающийся электрон, с одной стороны, подобен волчку, а с другой стороны, подобен магнитной стрелке, то полезно будет провести параллель между волчком и магнитной стрелкой.

Представим себе волчок (рис. 471), вращающийся вокруг оси OA и обладающий моментом импульса J. Из вышенаписанной формулы мы видим, что момент импульса равен моменту инерции mr^2, умноженному на угловую скорость вращения. Теперь представим себе, что мы сообщаем столу, на котором стоит волчок, некоторую угловую скорость R вокруг вертикальной оси OB. Эта добавочная угловая скорость сложится с первоначальной угловой скоростью вокруг оси OA, и получится некоторая результирующая угловая скорость, направление которой будет лежать между осями OA и OB. Другими словами, ось волчка будет стремиться приблизиться к новой оси вращения, как это показано на рис. 471 пунктиром. Если мы будем вращать столик в противоположную сторону, вокруг оси OB_1, то волчок будет отклоняться от оси OB и стремиться приблизиться к оси OB_1. Во всяком случае оси первоначального и добавочного вращения стремятся стать *параллельно* друг другу. На этом явлении основаны современные *волчки-компасы*, которые устанавливаются параллельно оси вращения земли.

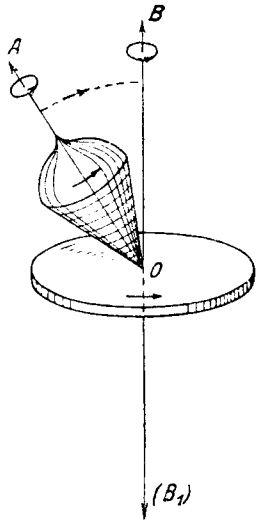


Рис. 471. Волчок на вращающейся платформе.

Стремление обеих осей стать параллельно мы можем выразить количественно, написав момент сил, действующих на волчок, обладающий моментом импульса J и подвергающийся добавочному вращению с угловой скоростью R:

$$K_r = J R \sin (JR).$$

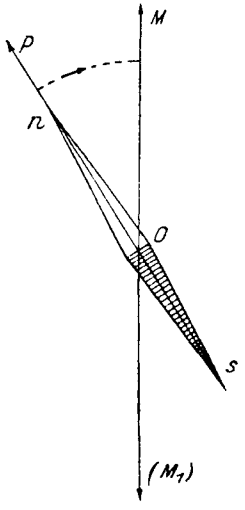


Рис. 472. Магнитная стрелка в магнитном поле.

Теперь рассмотрим магнитную стрелку (рис. 472), обладающую магнитным моментом p и помещенную в магнитном поле напряжения M. На эту стрелку тоже будет действовать момент сил, равный

$$K_m = pM \sin (pM).$$

Подобный момент сил действует например на компасную стрелку в магнитном поле земли. Разница между волчком-компасом и магнитным компасом состоит между прочим в том, что первый стремится стать параллельно оси вращения земли, т. е. в плоскость *географического* меридиана, тогда как вторая стремится стать в плоскость *магнитного* меридиана.

Рассмотренный нами выше циркулирующий электрон представляет собою одновременно и волчок и магнитную стрелку, и следовательно на него будет одинаково действовать и добавочная угловая скорость и добавочное магнитное поле. Если результаты обоих действий одина-

ковы, т. е. если моменты сил K в обоих случаях равны между собою, тогда

$$JR = pM;\ R:M = p:J.$$

Отсюда следует, что по своим действиям на циркулирующие электроны добавочная угловая скорость и внешнее магнитное поле эквивалентны, если величины их относятся, как

$$R:M = -\frac{e}{2m}.$$

497. Опыт Эйнштейна и Де-Гааза. — Из рассуждения предыдущего параграфа следует, что при намагничивании куска железа мы сообщаем этому куску некоторый импульс вокруг оси, параллельной оси намагничивания.

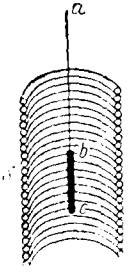


Рис. 473. Опыт Эйнштейна и Де-Гааза.

Эти соображения были высказаны еще Ричардсоном (1908), но только Эйнштейну и Де-Гаазу (1915) удалось их реализовать на опыте. Опыт был поставлен следующим образом. По оси вертикальной катушки (рис. 473) была подвешена на тонкой стеклянной нити небольшая железная проволочка. При перемене направления тока в катушке железная проволочка перемагничивалась, и в то же самое время при помощи зеркальца, прикрепленного к проволочке, можно было наблюдать, как она поворачивалась вокруг вертикальной оси то в ту, то в другую сторону, и притом согласно с отрицательным знаком заряда e. Но так как повороты эти были слишком малы, то Эйнштейн и Де-Гааз решили усилить их по принципу резонанса; с этой целью они пропускали по катушке переменный ток того же самого периода, что и период закручивания стеклянной нити вместе с висящей на ней железной проволочкой.

Из своих опытов Эйнштейн и Де-Гааз могли вычислить и отношение $\frac{e}{m}$, которое входит в теорию этого опыта. Однако опыт дал для этого отношения величину почти вдвое меньшую. Причина этого несогласия теории с опытом еще недостаточно выяснена, но есть основание предполагать, что для согласования с опытом необходимо будет ввести в расчет *теорию квантов*.

498. Опыт Барнетта. — Опыт, обратный предыдущему, удалось произвести Барнетту (S. J. Barnett, 1914). Барнетт приводил в быстрое вращение железный стержень и наблюдал получающееся от вращения намагничивание. Из этого опыта также можно было определить отношение $\frac{e}{m}$. Однако, несмотря на все предосторожности, опыт Барнетта дал для величины $\frac{e}{m}$ величину, почти вдвое большую чем следует. Причина несовпадения опыта с теорией здесь вероятно та же, что и в опыте Эйнштейна и Де-Гааза.

499. Космические электроны. — Электронная теория начинает бросать свет на некоторые явления атмосферного электричества. Наблюдения уже

давно указывали на то, что земля заряжена отрицательным электричеством, а атмосфера — положительным; образующееся при этом электрическое поле имеет напряжение около 3 вольт на 1 *см*. Напряжение это уменьшается с высотою и изменяется в зависимости от состояния атмосферы. Значительную роль в этом явлении нужно приписать присутствию в земле радия; его эманация, выходя на поверхность земли и распадаясь, оставляет отрицательный заряд в земле, а положительный переносит в атмосферу. Присутствие эманации в воздухе, исходящем из земли, было констатировано Эльстером и Гейтелем при помощи возбуждения индуцированной радиоактивности (447, **468**); она была обнаружена также в различных целебных источниках.

Содержание ионов в воздухе обнаруживается в электропроводности воздуха. Обычно удельное сопротивление атмосферного воздуха равно около 10^{17} ом *см*.

Во время грозы электрическое поле и электропроводность воздуха могут быть значительно больше. Размеры молнии указывают на возможность образования в атмосфере разностей потенциалов в несколько миллионов вольт; сила тока молний достигает иногда нескольких тысяч ампер. Впрочем и без грозы в нашей атмосфере происходят невидимые разряды, обнаруживающиеся в радиотелеграфии в виде особых шумов и треском в телефоне. Некоторые явления в радиотелеграфной практике указывают на то, что в верхних слоях атмосферы тоже имеются электроны; они по всей вероятности космического происхождения.

Атмосфера Солнца, имея температуру выше 6 000°, должна быть сильно ионизирована, и некоторые наблюдения указывают на то, что атмосфера Солнца заряжена *отрицательным* электричеством. Американский астроном Гель (G. E. Hale, 1908) сделал при помощи спектрального анализа (явление Зеемана) открытие, что вблизи солнечных пятен образуется магнитное поле в несколько тысяч гаусс. Солнечные пятна представляют собою *вихри* солнечной атмосферы и содержат в себе пары металлов, двигающиеся со скоростями около 100 *км* в секунду. Если сделать предположение, что эти вихри содержат в себе электрические заряды, что весьма вероятно, то образуемое ими магнитное поле будет прямое следствие свойств электрической конвекции (329, **348**). Судя по направлению движения и по направлению образуемого этими вихрями магнитного поля, солнечным пятнам надо приписать *отрицательный* заряд, т. е. они содержат в себе электроны.

Впоследствии Гель открыл, что не только пятна, но и само Солнце, как целое, образует магнитное поле; линии сил этого поля сходятся у полюсов Солнца, как это имеет место и на Земле (рис. 219, 197, **214**).

500. Северные сияния. — *Солнечные пятна* и факелы, вообще так называемая *солнечная деятельность* не постоянна, а имеет периодические максимумы через каждые 11,8 лет. Тот же самый период имеют так называемые *магнитные бури* на Земле (196, **214**). Очевидно оба явления как-то связаны друг с другом. Однако земные магнитные бури не могут быть объяснены непосредственным влиянием магнетизма Солнца. Если принять во внимание, что расстояние Земли от Солнца примерно в 200 раз больше радиуса Солнца и что магнитные действия парных

полюсов обратно пропорциональны *третьей* степени (185, 203) расстояния, то легко видеть, что для объяснения земных магнитных бурь силою в 0,01 гаусс потребовалось бы предполагать на Солнце бури в 100 000 гаусс, для чего у нас не имеется никаких оснований. Поэтому гораздо правильнее искать причину магнитных бурь на Земле не на Солнце, а на самой Земле. Дело в том, что Солнце при своей высокой температуре должно испускать из себя электроны, а так называемые *протуберанцы* представляют собою взрывы в солнечной атмосфере, во время которых образуются газовые извержения. Получающиеся таким образом электроны и ионы могут долетать и до Земли и образовать в верхних частях земной атмосферы разряды, видимые нами в виде северных сияний. Магнитное действие этих разрядов и обнаруживается в виде магнитных бурь. Что эта гипотеза имеет под собою большую вероятность, указывает и тот факт, что северные сияния имеют тот же самый период для своих максимумов, что и солнечные пятна и земные магнитные бури, а именно 11,8 лет.

К этому мы должны еще прибавить, что электроны, выброшенные Солнцем, приближаясь к Земле, подпадают под действие земного магнитного поля; при этом они могут двигаться по очень разнообразным кривым линиям, чем и объясняется разнообразие форм северных сияний.

Мы рассматривали отклонения электронов в магнитном поле (406, 429) и выяснили, что электроны под действием магнитного поля должны двигаться по кругам радиуса

$$r = \frac{m}{e} \cdot \frac{vc}{M}.$$

Но если первоначальное направление движения электрона образует некоторый угол с направлением магнитного поля, то вместо круга электрон будет описывать винтовую линию (рис. 474). Если же само поле неоднородно, а представляет например радиально расходящиеся линии сил, как например поле вблизи полюса p (рис. 475), то электрон, приближаясь к полюсу, где поле сильнее, будет описывать винтовую линию все большей и большей кривизны; при этом направление его движения будет образовывать все больший и больший угол с линиями сил. Наконец наступит момент (точка c, рис. 475), когда, продолжая двигаться в том же направлении и увеличивая свой угол линиями сил, электрон начнет удаляться от полюса p. Точка c поворота движения будет, вообще говоря, тем ближе к полюсу p, чем быстрее движения электрона.



Рис. 474. Движение электрона в однородном магнитном поле.

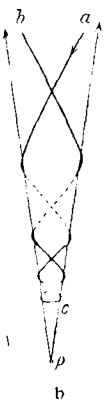


Рис. 475. Движение электрона вблизи магнитного полюса.

Наконец представим себе, что электрон движется вблизи магнита ns (рис. 476). Тогда те явления, которые мы описали в предыдущем случае, будут здесь иметь место у каждого

полюса, и электрон, раз попавши в магнитное поле магнита, будет не переставая двигаться, обвиваясь вокруг линий сил и подходя то к одному полюсу, то к другому.

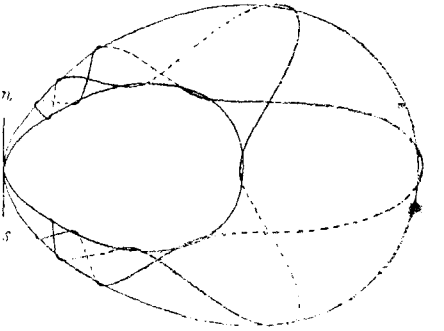


Рис. 476. Движение электрона вблизи магнита.

Применяя эти рассуждения к электронам, несущимся от Солнца к Земле, мы видим, что электроны, попадая в сферу действия земного магнитного поля, будут двигаться по спиралям, подходя то к северному полюсу, то к южному. Но если скорость движения электрона достаточно велика, то место поворота его будет настолько близко к полюсу, что электрон может попасть в более густые слои атмосферы, задержаться здесь и произвести свечение. Это и будут северные, южные, вообще полярные сияния.

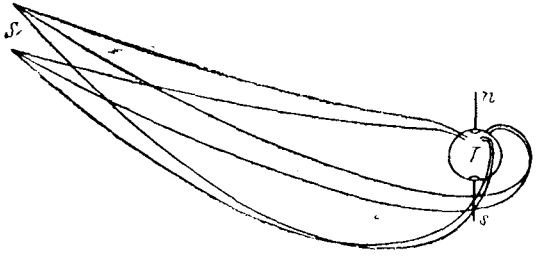


Рис. 477. Теория полярных сияний Штёрмера.

На рис. 477 изображено несколько кривых линий, по которым согласно вычислениям Штёрмера должны двигаться электроны от Солнца к Земле. Само собой разумеется, что формы этих кривых могут быть весьма разнообразны; однако Штёрмер показал, что большинство этих кривых должны кончаться вблизи полюса земли, притом со стороны, *противоположной* Солнцу. Этим и объясняется, почему северные сияния бывают обыкновенно вечером или ночью.

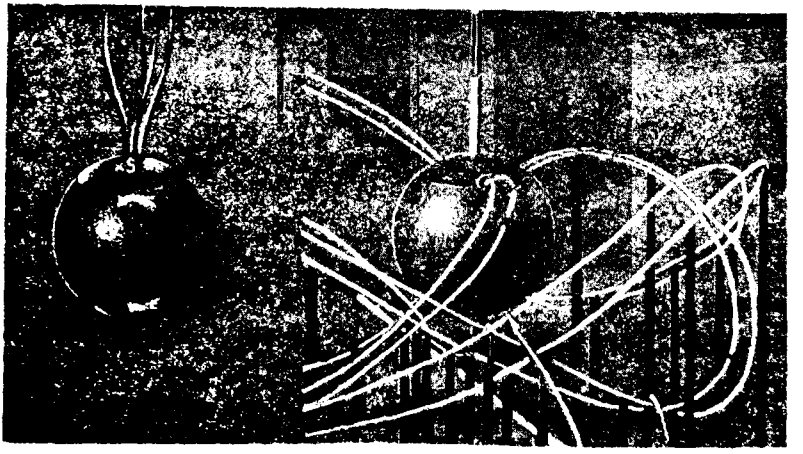


Рис. 478. Опыт Биркеланда.

Рис. 479. Модель Штёрмера.

Одновременно со Штёрмером вопросом северных сияний занимался Биркеланд, но не в теории, а на опыте. С этой целью Биркеланд сделал модель магнитного поля Земли. Это был небольшой шар, внутри которого циркулировали электрические токи. Шар был помещен в безвоздушном пространстве и поверхность его была покрыта люминесцирующим веществом. Когда на шар пускались катодные лучи, то места, куда они попадали, светились. Опыты Биркеланда показали, что при постепенном усилении магнитного поля лучи концентрировались на поверхности шара в отдельных пунктах около полюсов, как это и следовало по теории Штёрмера.

На рис. 478 и 479 изображены рядом модели электронных путей, сделанные по расчетам Штёрмера и фотографии опыта Биркеланда. Мы видим, что теория и опыт прекрасно совпадают друг с другом.

ПЕРЕМЕННЫЕ ТОКИ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

ПЕРЕМЕННЫЕ ТОКИ

I. УЧЕНИЕ О КОЛЕБАНИЯХ

501. Гармонические колебания. Хотя теория гармонических колебаний и излагается в других отделах физики, как например при изучении маятника, а также в акустике и оптике, тем не менее мы считаем нужным изложить ее здесь еще раз, потому что без ясного представления о колебательном движении вообще нельзя приступать к изучению переменных токов, электрических колебаний и волн.

Пусть по окружности (рис. 480) радиуса $OA = A$ равномерно движется точка A, описывая полный круг в некоторое время T.

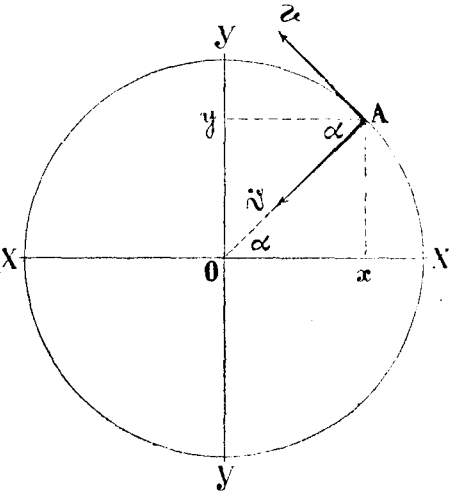


Рис. 480. Колебания точки x.

Положение этой точки на окружности мы можем определить углом α, который образует радиус OA с выбранным нами каким-нибудь начальным диаметром XX.

Угловая скорость движения радиуса OA, который описывает угол 2π за время T, будет очевидно

$$a = \frac{2\pi}{T}.$$

Величина a равна углу, который радиус OA описывает в одну секунду; поэтому, если радиус OA описал угол α в некоторое время t секунд, то

$$\alpha = \frac{2\pi}{T} t = at.$$

Скорость точки A по окружности определится делением длины окружности $2\pi A$ на время полного оборота T:

$$v = A\frac{2\pi}{T} = Aa.$$

Ускорение точки A направлено к центру (центростремительное ускорение) и равно, как известно, квадрату скорости, деленному на радиус описываемого круга; поэтому ускорение v можно представить следующими формулами:

$$v = \frac{v^2}{A} = A\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 = Aa^2.$$

Теперь рассмотрим движение точки x, которая представляет собою основание перпендикуляра, опущенного из точки A на начальный диаметр XX. При движении точки A по окружности точка x — проекция точки A на ось XX — будет совершать колебания.

Положение точки x мы будем определять расстоянием ее от центра круга, которое мы назовем тоже через x. Очевидно

$$x = A\cos\alpha = A\cos\left(\frac{2\pi}{T}\right)t = A\cos at.$$

Скорость $\dot{x}$ движения точки x будет равна проекции скорости точки A на диаметр XX. Принимая во внимание, что на рис. 480 движение и скорость точки x направлены в сторону уменьшения x, получим:

$$\dot{x} = -v\sin\alpha = -A\left(\frac{2\pi}{T}\right)\sin\left(\frac{2\pi}{T}\right)t = -Aa\sin at.$$

Ускорение $\ddot{x}$ точки x, точно так же, как и скорость, равно проекции ускорения точки A на линию XX; следовательно

$$\ddot{x} = -\dot{v}\cos\alpha = -A\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2\cos\left(\frac{2\pi}{T}\right)t = -Aa^2\cos at = -a^2x.$$

Рассмотренное нами колебательное движение точки x по линии XX называется *гармоническим колебанием* и представляет собою основной тип колебаний всякого рода.

502. Свойства гармонических функций. Рассмотренные нами величины x и y не должны быть непременно длинами; ведь мы можем изображать графически (в виде длин) самые разнообразные физические величины; и если эти величины изменяются со временем по тому же закону, как x или y, то мы можем говорить о *гармонических колебаниях* этих величин. Мы будем в дальнейшем иметь дело с переменными токами, электрическими колебаниями, с переменными напряжениями поля и т. п. — и во всех случаях гармоническое изменение этих величин со временем будет нам служить основным типом какого бы то ни было периодического изменения.

Итак, если какая-нибудь величина изменяется по закону:

$$z = A\cos at \quad \text{и} \quad z = A\sin at,$$

то быстрота изменения этой величины со временем будет:

$$\dot{z} = -Aa\sin at \quad \text{и} \quad \dot{z} = +Aa\cos at.$$

Быстрота, с которой изменяется со временем эта последняя величина в примере, с которого мы начали (это было ускорение точки), будет:

$$\ddot{z} = -Aa^2\cos at \quad \text{и} \quad \ddot{z} = -Aa^2\sin at.$$

Из этих формул непосредственно следует, что в обоих случаях

$$\ddot{z} = -a^2z; \quad a = \frac{2\pi}{T}.$$

Это есть основной закон гармонических колебаний (ускорение пропорционально отклонению). Поэтому, если мы встретим какую-либо величину, для которой имеет место написанное соотношение, то мы можем заключить, что рассматриваемая величина изменяется со временем *гармонически*, причем коэфициент a дает нам *период* этих гармонических колебаний.

Полезно будет прибавить к этому еще одно замечание. Дело в том, что мы уже встречали раньше, при исследовании экстратоков замыкания (280, **295**) и радиоактивных явлений (449, **469**), аналогичный закон. Действительно, там мы имели для уменьшения величины с течением времени формулы такого вида:

$$z = Ae^{-at},$$

причем *быстрота* изменения этой величины в каждый момент времени оказывалась пропорциональной самой этой величине:

$$\dot{z} = -az = -Aa\,e^{-at}.$$

В этом случае для получения *скорости* изменения нужно было просто умножить величину z на отрицательно взятый логарифмический декремент a. Точно так же для получения быстроты изменения $\dot{z}$ (для ускорения) нужно еще раз умножить на $-a$; получаем:

$$\ddot{z} = +a^2 z.$$

Сравнивая это соотношение с основным законом гармонических колебаний, мы видим, что они похожи друг на друга; однако между ними имеется одно важное различие, а именно различие *в знаке*. Сходство обоих законов происходит от близкого родства гармонических и экспотенциальных функций; одни функции переходят в другие, когда аргумент делается мнимым.

503. Пример. — Самый простой пример к только что указанному соновному закону гармонических колебаний мы имеем в упругих колебаниях. Пусть точка с массой m, связанная с какой-либо упругой системой (пружина, струна) отклонена от своего положения равновесия на некоторую величину x; упругие силы при небольших отклонениях пропорциональны этому отклонению x и направлены в сторону, противоположную отклонению. Мы можем следовательно написать для силы (произведение массы на ускорение):

$$m\ddot{x} = -bx; \quad \ddot{x} = -\frac{b}{m}x,$$

где b — некоторый коэфициент упругости системы. Из этого уравнения мы заключаем, что рассматриваемая точка, будучи отклонена от положения равновесия и предоставленная самой себе, будет совершать *гармонические* колебания с периодом T, определяемым из уравнения:

$$a = \frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{b}{m}}.$$

Будут ли это синусообразные колебания или косинусообразные, это, как сейчас увидим, не имеет принципиального значения и зависит от того, когда мы начали счет времени.

Предлагаем читателю самому убедиться в том, что если бы мы брали проекцию точки A не на горизонтальную, а на вертикальную линию OY, то получили бы колебание точки в таких выражениях:

$$y = A \sin at,$$

скорость

$$\dot{y} = Aa \cos at$$

и ускорение

$$\ddot{y} = -Aa^2 \sin at = -a^2 y.$$

504. Колебания магнитной стрелки. Маятник. — Как пример гармонического колебания рассмотрим колебания магнитной стрелки. Пусть на стрелку с магнитным моментом P действует магнитное поле с напряжением M; тогда момент действующих сил будет:

$$K = -MP \sin \alpha.$$

Знак минус означает, что момент сил стремится уменьшить угол α (стр. 194, рис. 212, **212**).

Эти силы приведут стрелку в движение и сообщат ей некоторое угловое ускорение $\ddot{\alpha}$. Если момент инерции системы, т. е. стрелки и соединенного с ней зеркальца или указателя, обозначить через I, то согласно законам механики момент сил K равен моменту инерции I, умноженному на угловое ускорение:

$$I\ddot{\alpha} = -MP \sin \alpha.$$

Для малых углов можно положить $\sin \alpha = \alpha$, и тогда

$$\ddot{\alpha} = -\frac{MP}{I} \alpha.$$

Это уравнение показывает, что стрелка наша будет совершать гармонические колебания, потому что ускорение $\ddot{\alpha}$ здесь пропорционально отклонению α и противоположно ему по знаку.

Период колебания стрелки определится из уравнения:

$$\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 = \frac{MP}{I},$$

как это мы уже указали (195, **213**) и (295, **311**).

Время колебания данной стрелки равно:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{MP}};$$

T будет меньше в тех местах, где поле M сильнее.

В обыкновенном физическом маятнике вместо момента $MP \sin \alpha$ действует момент $mgl \sin \alpha$ (см. например стр. 19, рис. 10), где l — расстояние точки привеса маятника от центра тяжести, m — масса, а g — ускорение силы тяжести. Для физического маятника следовательно

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}}.$$

Для математического маятника $I = ml^2$, и время колебания

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}.$$

Это всем известная формула маятника.

Все эти формулы верны лишь постольку, поскольку $\sin\alpha$ можно заменить через α, т. е. для *малых* углов отклонения.

505. Термины. — Наибольшее отклонение точки x от центра, т. е. величина A, называется *амплитудою* колебания.

Время T, в которое точка A описывает полный круг, а точка x проходит диаметр два раза (туда и обратно), называется *периодом* колебания.

Если каждое колебание продолжается T секунд, то число колебаний в одну секунду будет:

$$n = \frac{1}{T}.$$

Число колебаний в секунду называется иногда *частотою* колебания (Frequenz).

Угол $\alpha = \frac{2\pi}{T} t$ называется *фазой* колебания.

Если мы имеем два колебания, то они могут отличаться друг от друга *амплитудою*, *периодом* и *фазой*.

В звуке и свете амплитуда обусловливает собою силу звука или света, тогда как период обусловливает высоту звука и цвет света.

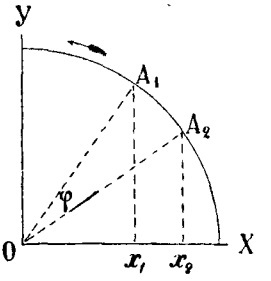


Рис. 481. Разность фаз.

506. Разность фаз. — Положим, что нам даны колебания двух точек x_1 и x_2 (рис. 481) с одинаковым периодом, но точка x_2 начала свои колебания на некоторое время t_1 позже точки x_1. За это время точка x_1 уже успела пройти фазу:

$$\varphi = \frac{2\pi}{T} t_1.$$

Так как периоды T обеих точек одинаковы, то радиусы OA_1 и OA_2 будут двигаться с одинаковою скоростью, и угол φ между ними останется неизменным. Вследствие этого все фазы точки x_1 будут больше фаз точки x_2 на величину φ, и наши колебания можно изобразить так:

$$x_1 = A\cos at,$$
$$x_2 = A\cos(at - \varphi).$$

Угол φ называется *разностью фаз* данных двух колебаний.

Мы можем сказать, что величина x_2 *запаздывает* в фазе от величины x_1, или, наоборот, можно сказать, что x_1 *опережает* величину x_2 в фазе на угол φ.

Легко видеть, что когда $\varphi = 90°$, то из $\cos at$ делается:

$$\cos\left(at - \frac{\pi}{2}\right) = \sin at;$$

точно так же из $\sin at$ делается:

$$\sin\left(at - \frac{\pi}{2}\right) = -\cos at.$$

Когда $\varphi = 180°$, то величины x_1 и x_2 (безразлично $\sin at$ или $\cos at$) делаются противоположными по знаку.

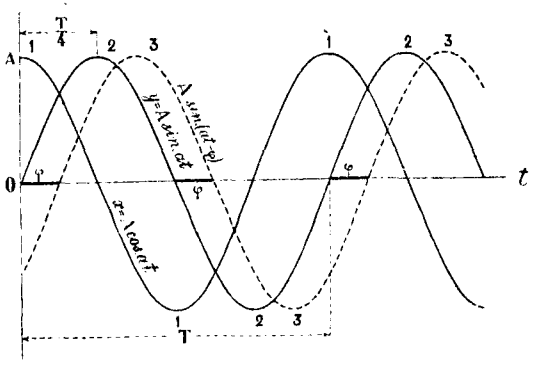


Рис. 482. Графическое изображение колебаний.

507. Графическое изображение. — Величины, изменяющиеся по закону $\sin at$ или $\cos at$, изображают для наглядности чертежом, причем по горизонтальному направлению откладывают время t, а по вертикальному направлению — соответствующие значения: $x = A\cos at$ или $y = A\sin at$.

На прилагаемом рис. 482 величина $x = A\cos at$ изображается кривой *1*, которая называется косинусоидою, тогда как величина $y = A\sin at$ изображена кривой *2* — синусоидою. Обе эти кривые по форме своей совершенно одинаковы; только вторая кривая сдвинута относительно первой по оси t на величину $\frac{T}{4}$, т. е. на четверть периода, что соответствует разности фаз $\varphi = 90°$, или $\frac{\pi}{2}$.

Кривая *3*, проведенная пунктиром, сдвинута относительно кривой *2* на фазу φ и изображает следовательно $\sin(at - \varphi)$; мы можем сказать, что колебание *3* отстает от *2* по фазе на угол φ.

Наибольшие высоты этих кривых, считаемые от оси Ot, будут их амплитуды.

508. Средние значения переменных величин. — Пусть какая-нибудь величина C меняется со временем, и мы изобразили это изменение графически кривою a (рис. 483). Если мы определим такое значение C_m, чтобы площадь abt_2t_1a, ограниченная нашей кривой и осью Ot, равнялась площади прямоугольного четырехугольника $a_1b_1t_2t_1$, то высоту этого четырехугольника $t_1a_1 = C_m$ мы будем называть *средним значением величины C за время* $t_2 - t_1$.

Очевидно, что среднее значение будет зависеть и от формы нашей кривой и от выбранного нами промежутка времени $t_2 - t_1$.

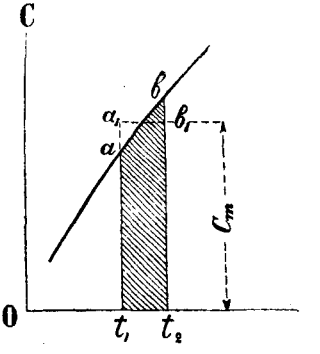


Рис. 483. Определение средней величины.

Рассмотрим несколько примеров таких средних величин.

509. Средние значения $\sin at$ и $\cos at$. — Пусть например нам дана скорость колеблющейся точки (рис. 484):

$$v = \frac{2\pi}{T} A \sin at = v_0 \sin at.$$

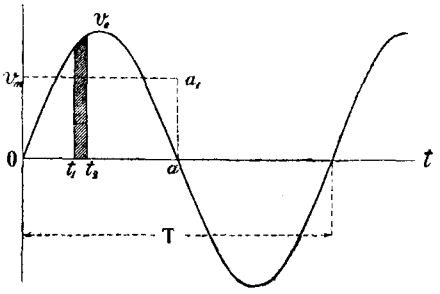


Рис. 484. Средняя величина $\sin at$.

Здесь v_0 означает максимальную скорость точки, и A — амплитуду колебания:

$$v = \frac{2\pi}{T} A.$$

Возьмем промежуток времени $t_2 - t_1$ настолько малым, чтобы скорость v_1 в его пределах можно было считать постоянной. Тогда за этот промежуток времени точка успеет пройти путь

$$l_1 = v_1 (t_2 - t_1),$$

который можно изобразить на нашем чертеже *площадью* небольшой вертикальной полоски $v_1 t_2 t_1$.

Величину пути, который точка успеет пройти за время $\frac{T}{2}$, т. е. за половину периода, мы получим, если просуммируем все пути l_1; у нас на чертеже это изобразится суммою площадей всех полосок, подобных $v_1 t_2 t_1$, т. е. площадью Oav_0.

С другой стороны, путь, пройденный колеблющейся точкой за половину периода, нам известен, — он равен $2A$. Итак площадь Oav_0 равна $2A$.

Если мы желаем построить среднюю скорость точки за половину периода, то нам нужно найти такую высоту Ov_m четырехугольника Oaa_1v_m, чтобы его площадь

$$(Ov_m a_1 a) = (Ov_0 a) = 2A.$$

А так как

$$Oa = \frac{T}{2},$$

то высота нашего прямоугольника, или средняя скорость точки, будет:

$$v_m = \frac{4A}{T}.$$

Сравнивая среднюю скорость с максимальной скоростью, получим:

$$v_m = \frac{2}{\pi} v_0.$$

Само собою разумеется, что полученное нами соотношение имеет место не только для скоростей, но вообще для любых величин, изменяющихся по закону $\sin at$ или $\cos at$, и мы можем высказать следующую теорему:

Среднее значение величин $\sin at$ *или* $\cos at$ *за половину периода равно* $\frac{2}{\pi}$.

Очевидно, что среднее значение тех же величин за другую половину периода будет такое же, только с противоположным знаком. Поэтому площади, находящиеся выше оси Ot, мы будем считать положительными, площади же, находящиеся ниже оси Ot, — отрицательными. Отсюда следует, что среднее значение величин $\sin at$ и $\cos at$ за целый период равно нулю.

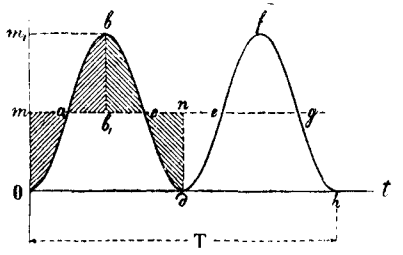


Рис. 485. Средняя величина $\sin^2 at$.

510. Среднее для $\sin^2 at$ и $\cos^2 at$. — Если скорость изменяется по закону $\sin at$, то живая сила будет изменяться по закону $\sin^2 at$. Изобразим $\sin^2 at$ кривою (рис. 485). Так как

$$\sin^2 at = \frac{1 - \cos 2at}{2} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}\cos\left(\frac{4\pi}{T}t\right),$$

то полученная нами кривая — косинусоида, только ее линия симметрии mn не совпадает с осью Ot, а проходит на высоте

$$Om = \frac{1}{2}.$$

Амплитуда этой косинусоиды равна $\frac{1}{2}$, а период ее вдвое меньше периода T.

Из чертежа прямо видно, что вследствие симметрии нашей кривой по отношению к линии mn площади ab_1b и bb_1c как раз уложатся на площадях aOm и cdn и что следовательно площадь $Omnd$ равна площади $Oabcd$. А это и означает, что высота

$$Om = \frac{1}{2}$$

есть среднее значение величины $\sin^2 at$ за половину периода T.

Итак

$$\text{средн. } \sin^2 at = \frac{1}{2}.$$

Точно так же и

$$\text{средн. } \cos^2 at = \frac{1}{2},$$

ибо кривые $\sin^2 at$ и $\cos^2 at$ по виду своему одинаковы.

Мы могли бы воспользоваться этим последним замечанием и из соотношения

$$\sin^2 at + \cos^2 at = 1$$

прямо заключить, что, хотя оба эти слагаемые меняются со временем, но сумма их постоянно равна единице, а потому на долю каждого из них приходится в среднем $\frac{1}{2}$.

Среднее из *квадратов* величин $A_0 \sin at$ и $A_0 \cos at$ называется в электротехнике *эффективным значением* этих величин. Обозначая эффективную величину через A_e, имеем:

$$\text{средн. } A_0^2 \sin^2 (at) = \frac{1}{2} A_0^2 = A_e^2,$$

откуда

$$A_e = \frac{1}{\sqrt{2}} A_0 = 0{,}707\, A_0.$$

511. Среднее значение произведения $\sin at \cdot \sin (at - \varphi)$. — Мы можем это произведение представить в виде:

$$\sin at \cdot \sin (at - \varphi) = \sin^2 at \cdot \cos \varphi - \sin at \cos at \cdot \sin \varphi,$$

и, принимая во внимание, что

$$\sin^2 at = \frac{1}{2}(1 - \cos 2at),$$

а

$$\sin at \cdot \cos at = \frac{1}{2} \sin 2at,$$

можно написать:

$$\sin at \cdot \sin (at - \varphi) = \frac{1}{2}[\cos \varphi - \cos (2at - \varphi)].$$

Но величина $\cos (2at - \varphi)$ имеет период, равный $\frac{T}{2}$; поэтому за время $\frac{T}{2}$ ее среднее значение будет равно нулю. Следовательно за время половины периода T

$$\text{средн. } \sin at \cdot \sin (at - \varphi) = \frac{\cos \varphi}{2}.$$

512. Сложение колебаний. — Часто приходится складывать несколько гармонических колебаний, одинаковых по направлению, одного и того же периода, но разных амплитуд и фаз. Так например нам ниже придется складывать несколько электродвижущих сил, действующих в одной и той же цепи и меняющихся со временем по закону $\sin at$ или $\cos at$; точно так же потребуется сложить несколько сил токов одной цепи, несколько электрических или магнитных полей одинакового направления и изменяющихся по тому же закону, т. е. изменяющихся *гармонически*. Подобные сложения можно делать или аналитически или графически.

Пусть дано определить сумму

$$A \sin at + B \sin (at - \varphi).$$

Принимая во внимание, что результат такого сложения будет очевидно опять гармоническое колебание того же периода, но, вообще говоря, другой амплитуды и фазы, мы можем написать:

$$A \sin at + B \sin (at - \varphi) = C \sin (at - \varphi_1).$$

Затем, раскрыв скобки и собрав коэфициенты при $\sin at$ и $\cos at$ вместе, получаем:

$$(A + B \cos \varphi - C \cos \varphi_1) \sin at - (B \sin \varphi - C \sin \varphi_1) \cos at = 0.$$

Для того чтобы это равенство имело место в любой момент времени, т. е. *было независимо от времени t, нужно, чтобы коэфициенты при* $\sin at$ и $\cos at$ были порознь равны нулю. Приравнивая их нулю, получаем два уравнения:

$$A + B \cos \varphi = C \cos \varphi_1,$$
$$B \sin \varphi = C \sin \varphi_1.$$

Деля второе уравнение на первое и кроме того взяв сумму их квадратов, получаем решения:

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{B \sin \varphi}{A + B \cos \varphi},$$
$$C^2 = A^2 + B^2 + 2AB \cos \varphi.$$

513. Векторная диаграмма. — Но можно решить вопрос о сложении двух гармонических колебаний также графическим путем, что бывает иногда проще и нагляднее. Для этого откладываем по линии OA (рис. 486), проведенной под каким-либо углом at к оси OX, величину A, и от конца ее под углом φ отложим величину $AB = B$. Соединив начало A с концом B, получим линию $OB = C$, которая представляет собою не что иное как геометрическую сумму линий A и B. В то же самое время проекция этой линии C на ось OY равна:

$$OB_1 = OA_1 + A_1B_1,$$

или

$$C \sin (at - \varphi_1) = A \sin at + B \sin (at - \varphi).$$

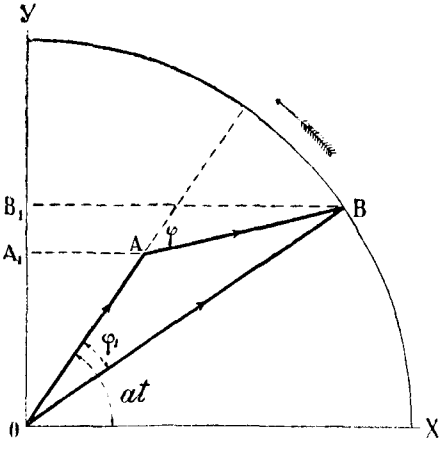


Рис. 486. Векторная диаграмма.

Отсюда видим, что амплитуда и фаза результирующего колебания C получаются при помощи геометрического (векторного) сложения амплитуд составляющих колебаний A и B, проведенных друг к другу под углом φ, равным их разности фаз.

Полученный нами чертеж называется *векторной диаграммой.*

Предоставляем читателю распространить этот вывод на суммы и разности двух и *нескольких* гармонических колебаний, происходящих как по закону $\sin at$, так и по закону $\cos at$.

Легко сообразить, что векторные диаграммы можно строить не только из амплитуд, т. е. не только из максимальных значений рассматриваемых величин, но также и из средних и из эффективных их значений, ибо все эти значения пропорциональны друг другу, и вся разница диаграмм сведется к разнице масштаба построения.

Наконец угол at можно совсем не строить на диаграмме, а считать его равным нулю, потому что вся диаграмма определяется амплитудами и разностями фаз отдельных колебаний.

514. Затухающие колебания. — До сих пор мы рассматривали гармонические колебания *постоянной* амплитуды. Однако часто бывает, что колеблющееся тело подвержено силам трения, и тогда амплитуда колебаний понемногу уменьшается. В большинстве случаев амплитуда уменьшается по экспоненциальному закону, и для *затухающих колебаний* мы можем написать формулы:

$$x = Ae^{-kt}\cos at;$$

$$y = Ae^{-kt}\sin at.$$

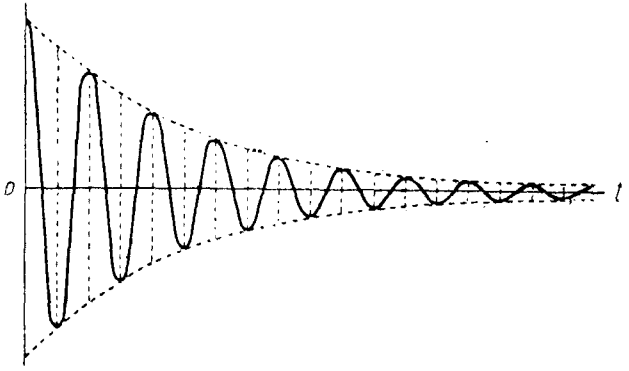


Рис. 487. Затухающее колебание $Ae^{-kt}\cos at$.

На рис. 487 изображено колебание по первой формуле; на рис. 488 — по второй формуле. Пунктиром показано постепенное убывание амплитуды. На рис. 489 изображены кривые затухания амплитуд для различных значений логарифмического декремента k.

Впрочем при колебаниях имеет большее значение логарифмический декремент, отнесенный не к единице времени, а ко времени, равному длине *полупериода* колебаний. Если мы возьмем отношение двух отклонений, отстоящих на полпериода, то получим (при $\cos at = \pm 1$):

$$x_1 : x_2 = e^{k\frac{T}{2}},$$

и логарифм этой величины, т. е.

$$\Lambda = k\frac{T}{2}$$

будет представлять *логарифмический декремент за полпериода.*

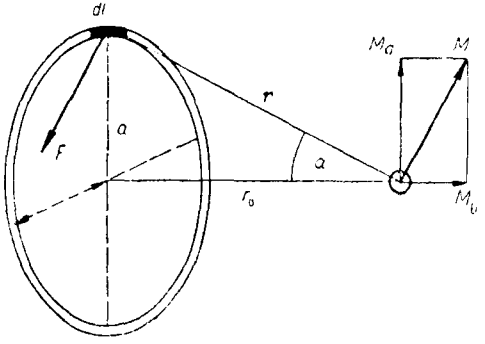


Рис. 488. Затухающее колебание $Ae^{-kt}\sin at$.

Мы можем для затухающих колебаний написать уравнение сил, если введем кроме силы инерции $m\ddot{x}$ и силы упругости bx еще силу трения,

которую мы положим пропорциональной скорости $\dot{x}$ движения; тогда можем написать:

$$m\ddot{x} + r\dot{x} + bx = 0.$$

Заметим, что бывают силы трения (силы, тормозящие движения), совсем не зависящие от скорости или зависящие от скорости более сложным образом, чем мы написали; но написанное нами уравнение сил очень часто встречается в учении об электричестве, и решение этого уравнения соответствует той форме затухающих колебаний, которую мы привели выше.

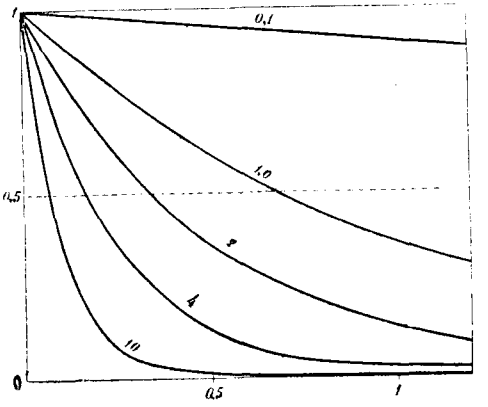


Рис. 489. Кривые затухания Ae^{-kt}.

Если подставить вышеприведенные формулы в уравнение сил, то нетрудно найти следующие соотношения для декремента и коэфициента трения:

$$k = \frac{r}{2m}.$$

Кроме постепенного уменьшения амплитуды силы трения оказывают влияние и на самый период колебаний, удлиняя этот период. Для частоты колебаний при трении мы получаем:

$$a = \sqrt{a_0^2 - k^2}, \quad a_0 = \sqrt{\frac{b}{m}},$$

где a_0 означает частоту, которая была бы при отсутствии трения.

При сравнительно небольшом трении частота будет та же, что и без трения. При значительном трении может оказаться, что $k^2 > a_0^2$, и тогда у нас частота получает мнимое значение. Но это означает, что форма принятого нами решения не верна: колебаний *совсем не будет*, а тело будет постепенно приближаться к своему положению равновесия по кривым рис. 489 (как например экстраток размыкания).

515. Теория резонанса. Теперь мы предположим, что на точку массы m действуют кроме сил инерции $m\ddot{x}$, сил трения $r\dot{x}$ и сил упругости bx еще некоторые *внешние* силы гармонического характера; например так:

$$m\ddot{x} + r\dot{x} + bx = A_0 \sin at.$$

Под действием внешней силы точка будет колебаться очевидно с тою же частотою a, но ее колебания могут отличаться от колебаний силы и по амплитуде и по фазе: мы зададимся поэтому для величины x решением:

$$x = A \sin (at - \varphi).$$

Величины A и φ нам неизвестны, но мы можем их определить, основываясь на вышенаписанном уравнении сил. С этою целью мы составим

выражения для скорости и для ускорения точки, подобно тому, как это мы делали выше (489, **501**):

$$\dot{x} = Aa\cos(at - \varphi),$$
$$\ddot{x} = -Aa^2\sin(at - \varphi)$$

и подставим в уравнение сил. После соответствующего преобразования и разделения уравнения на Ab получаем:

$$\left(1 - \frac{a^2 m}{b}\right)\sin(at - \varphi) + \frac{ra_0}{b}\cdot\frac{a}{a_0}\cos(at - \varphi) = \frac{A_0}{Ab}\sin at.$$

Для упрощения мы введем здесь следующие сокращенные обозначения. Если бы внешняя сила была постоянна (бесконечно большой период), то ускорение и скорость точки были бы равны нулю, и мы имели бы статическое отклонение:

$$x = \frac{A_0}{b} = A_s.$$

Отношение *динамической* амплитуды к *статическому* отклонению называется *коэфициентом увеличения* резонирующей системы:

$$R = \frac{A}{A_s}.$$

Далее отношение частоты колебания силы a к частоте собственных колебаний точки a_0 при отсутствии трения мы обозначим через z и наконец введем обозначение q по нижеписанной формуле:

$$z = \frac{a}{a_0};\quad q = \frac{ra_0}{b} = \frac{2k}{a_0}.$$

После всего этого наше уравнение сил примет вид:

$$(1 - z^2)\cdot\sin(at - \varphi) +$$
$$+ qz\cdot\cos(at - \varphi) = \frac{1}{R}\sin at.$$

Это уравнение мы можем представить в виде векторной диаграммы.

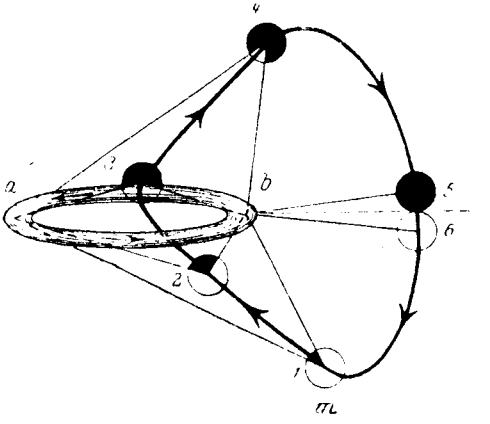


Рис. 490. Векторная диаграмма резонанса.

Предположим, что амплитуда первого члена отложена у нас по горизонтальному направлению (рис. 490); второй член будет изображаться вектором, перпендикулярным к первому (разность фаз между ними равна 90°). Наконец правая часть уравнения будет представляться на диаграмме третьей стороной треугольника, построенного на амплитудах

двух членов левой части. Из свойств прямоугольного треугольника непосредственно следует, что

$$\left(\frac{1}{R}\right)^2 = \left(\frac{A_s}{A}\right)^2 = (1-z^2)^2 + (qz)^2;$$

$$A = \frac{A_s}{\sqrt{(1-z^2)^2+(qz)^2}}; \quad \operatorname{tg}\varphi = \frac{qz}{1-z^2}.$$

Таким образом мы получили соотношения между фазами и амплитудами внешней силы и колебаний точки, т. е. мы решили задачу: найти колебания точки под действием данной гармонически изменяющейся силы.

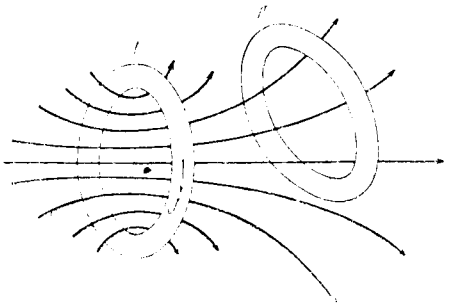


Рис. 491. Векторная диаграмма резонанса.

В отличие от колебаний без действия внешних сил, т. е. в отличие от *собственных колебаний*, подобные колебания называются *принужденными колебаниями*.

Заметим, что если частота колебаний силы a больше частоты колебаний a_0 ($z > 1$), то вместо диаграммы рис. 490 мы получим рис. 491.

На рис. 492 изображена зависимость амплитуды от отношения частот z при различных величинах трения q, а на рис. 493 изображены соответственные кривые для разности фаз φ.

Из полученных нами формул и из приложенных рисунков мы можем установить следующие общие законы для принужденных колебаний.

1. Период принужденных колебаний равен периоду внешней силы.

2. Амплитуда принужденных колебаний, вообще говоря, тем больше, чем меньше внутреннее трение и чем ближе период действующей силы к периоду собственных колебаний точки (или системы). Это и есть явление *резонанса*.

3. Чем меньше внутреннее трение системы, тем круче подымаются кривые резонанса к своему максимуму; тем *резче* явление резонанса.

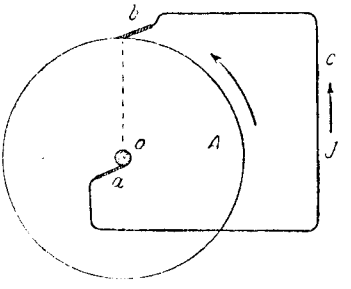


Рис. 492. Кривая резонанса (амплитуд).

4. Одновременно с принужденными колебаниями могут иметь место и свои собственные колебания точки; тогда мы получаем, вообще говоря, сложные колебания, состоящие из нескольких гармонических колебаний.

516. Теорема Фурье. — Мы рассматривали до сих пор исключительно *гармонические* колебания; но часто бывают периодические изменения

какой-нибудь физической величины, отличающиеся от косинусообразных или синусообразных. На рис. 494 графически изображена подобная *периодическая функция*, форма которой повторяется через промежуток времени T.

Промежуток времени T называется *периодом* рассматриваемой кривой (функции).

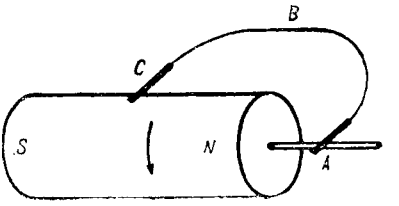


Рис. 493. Кривая разности фаз.

Французский математик Фурье (J. B. J. Fourier, 1822) доказал, что всякую периодическую кривую любой формы всегда можно представить в виде суммы целого ряда *гармонических* кривых с периодами T, $\frac{T}{2}$, $\frac{T}{3}$ и т. д. или с частотами a, $2a$, $3a$ и т. д.

Гармонические кривые будут, вообще говоря, различной амплитуды и фазы. Если мы обозначим через $f(t)$ ту периодическую функцию, для которой наша кривая служит изображением, то теорему Фурье можно написать в виде:

$$f(t) = c_0 + c_1 \sin(at + \varphi_1) + c_2 \sin(2at + \varphi_2) + c_3 \sin(3at + \varphi_3) \ldots$$

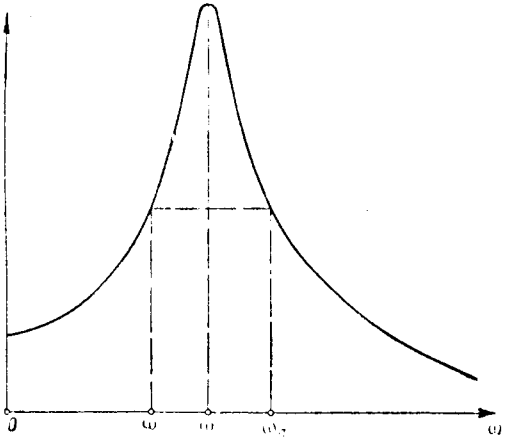


Рис. 494. Периодическая функция.

Фурье показал, как можно по данной функции $f(t)$ вычислить амплитуды c и фазы φ всех составляющих колебаний.

Иногда вышенаписанная сумма представляет собою бесконечный ряд различных колебаний.

Если $f(t)$ дана в виде кривой, то для определения составляющих колебаний можно применить графический метод, и изобретены даже особые приборы, вроде планиметров, при помощи которых отдельные члены этой суммы определяются механически. Однако здесь мы не можем останавливаться на этом, и нам важно только знать, что определение отдельных членов ряда Фурье *возможно*. В некоторых частных случаях, как увидим ниже, главнейшие составляющие данной нам периодической кривой можно выделить даже без особых вычислений, так сказать на-глаз.

Как известно, нечто подобное мы встречаем в акустике при колебаниях струн, труб и т. п. Как бы ни были сложны колебания, возникающие в этих инструментах при различных способах возбуждения звуков, тем не менее мы всегда можем показать при помощи гельмгольцевых резонаторов, что эти колебания состоят из *основного* тона с периодом T и целого ряда так называемых *обертонов* с периодами $\frac{T}{2}$ (октава),

$\frac{T}{3}$ (дуодецима), $\frac{T}{4}$ (вторая октава) и т. д. Такое выделение обертонов при помощи резонаторов тоже представляет собою один из частных случаев применения теоремы Фурье.

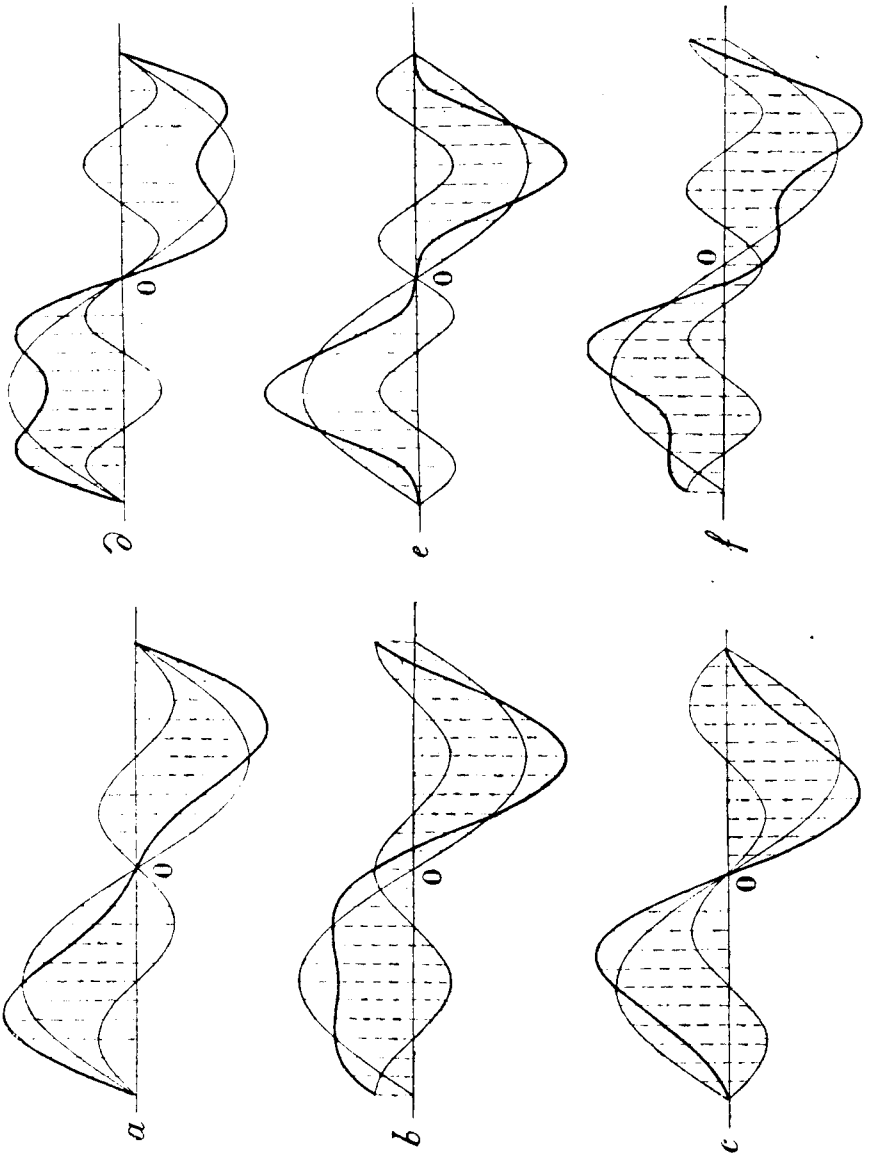


Рис. 495 — 496. Основное колебание со вторым и третьим обертоном.

Мы приведем здесь несколько простейших выводов.

Прежде всего заметим, что постоянный член c_0 в формуле Фурье представляет собою не что иное как *среднее значение* $f(t)$ за целый

период T, потому что среднее значение каждого из остальных членов за время полного периода T, как мы знаем (495, **509**), равно нулю. Основываясь на этом, мы всегда можем выделить этот постоянный член. С этою целью необходимо определить положительную и отрицательную площадь кривой $f(t)$, вычесть одно из другого и разделить на период T. То, что останется в кривой за вычетом c_0, будет состоять только из *гармонических* колебаний.

На практике большею частью (но конечно не всегда) наибольший интерес имеют первые три члена ряда: основной тон, октава и дуодецима. Имея это в виду, мы изобразили на рис. 495 и 496 жирной линией различные кривые, получающиеся от сложения основного тона с октавой и с дуодецимой для различных фаз.

Из этих рисунков легко увидеть, что дуодецима, т. е. третий гармонический член ряда Фурье, изменяет одинаково и положительную и отрицательную часть кривой основного колебания (рис. 496, *d*, *e*, *f*), между тем как октава вносит некоторую *асимметрию* (рис. 495, *a*, *b*, *c*) в *форме* положительных и отрицательных частей, а именно: ординаты кривых для углов α и $\alpha + 180°$ отличаются не только по знаку, но и по величине. Предоставляем читателю самому убедиться в том, что это замечание имеет общее значение: всегда присутствие *четных* членов ряда должно сказаться в подобной асимметрии формы периодической кривой; поэтому, если данная нам кривая вполне симметрична в своих положительных и отрицательных частях, то мы можем быть уверены, что ее ряд Фурье состоит только из *нечетных* членов. Таким образом уже по виду периодической кривой мы до некоторой степени можем судить о составляющих ее гармонических колебаниях.

Благодаря теореме Фурье мы можем следовательно все вычисления с периодическими функциями любого вида сводить на вычисления с гармоническими функциями.

II. ЗАКОНЫ ПЕРЕМЕННЫХ ТОКОВ

517. Получение переменных токов. — После вышеприведенных предварительных замечаний мы можем перейти к изучению законов переменных токов. Обыкновенно переменные токи получаются путем индукции при движении проводников в постоянном магнитном поле. Рассмотрим следующий простейший случай. В постоянном и однородном магнитном поле M (рис. 497) помещен замкнутый проводник, например один виток проволоки. Если площадь этого витка перпендикулярна к полю, то поток индукции сквозь эту площадь будет:

$$N_0 = \mu MS.$$

При вращении этого витка вокруг оси mm, перпендикулярной к полю, поток индукции будет меняться, и при некотором угле α между магнитным полем M и направлением нормали n к площади витка мы будем иметь:

$$N = \mu MS \cos \alpha = N_0 \cos \alpha.$$

Пусть вращение происходит равномерно, и полный оборот совершается во время T; тогда угол

$$\alpha = \frac{2\pi}{T} t = at,$$

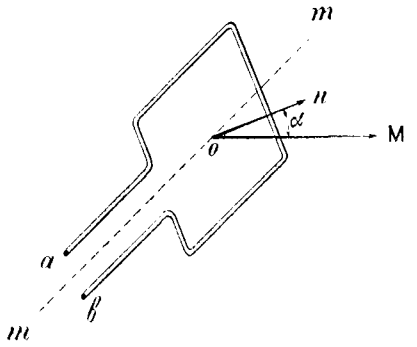


Рис. 497.

и закон изменения потока индукции со временем будет:

$$N = N_0 \cos at.$$

Это тот же самый закон, который мы получили для колебания точки x (489, **501**).

Вследствие изменения потока N во вращающемся витке появится электродвижущая сила индукции $\mathcal{E}$, которая, как мы знаем, равна быстроте уменьшения потока индукции со временем (270, **283**):

$$\mathcal{E} = -\dot{N}.$$

Но так как величина N изменяется по тому же закону, что и величина x, то быстрота изменения N будет такая же, как и быстрота изменения x, а эта последняя есть не что иное как скорость точки x. Таким образом имеем (490, **501**):

$$N = N_0 \cos at,$$

$$\dot{N} = -N_0 a \sin at,$$

и мы можем написать:

$$\mathcal{E} = N_0 a \sin at.$$

Итак при равномерном вращении витка в постоянном магнитном поле мы получаем в нем электродвижущую силу, меняющуюся со временем по закону

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin at,$$

где

$$\mathcal{E}_0 = \mu MSa$$

представляет собою наибольшее значение $\mathcal{E}$ (когда $\sin at = 1$).

Сравнивая выражения для потока N и для электродвижущей силы, мы видим, что наибольшее значение электродвижущей силы наступает тогда, когда поток сквозь контур витка равен нулю, и, наоборот, электродвижущая сила равна нулю, когда поток наибольший.

Амплитуда электродвижущей силы $\mathcal{E}_0$ будет, вообще говоря, тем больше, чем больше индукция $B = \mu M$, чем больше площадь витка S и чем быстрее мы вращаем виток в магнитном поле.

На практике берут чаще всего период $T = \frac{1}{50}$ сек., и тогда

$$a = \frac{2\pi}{T} = 100\,\pi.$$

Если наш электромагнит дает $B = 10\,000$ и между его полюсами вращается виток проволоки площадью в 100 $см^2$, то

$$\mathcal{E}_0 = 10^4 \cdot 10^2 \cdot 100\,\pi \quad \textbf{C-G-S-M} = 3{,}14 \text{ вольта.}$$

Как видим, электродвижущая сила эта невелика, но мы можем взять не один виток, а целую катушку, состоящую из n витков проволоки, и тогда получим $\mathcal{E}_0$ в n раз больше.

518. Цепь с сопротивлением. — Пусть переменный электрический ток $J = J_0 \sin at$ идет по сопротивлению r (рис. 498), например проходит по проволоке лампочки накаливания; тогда падение потенциала на концах этого сопротивления для любого момента t определится из формулы Ома:

$$V_1 = J_0 r \sin at = V_0 \sin at,$$

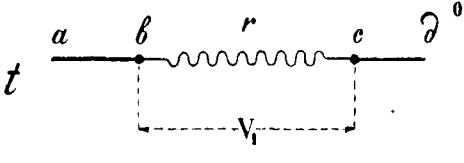


Рис. 498.

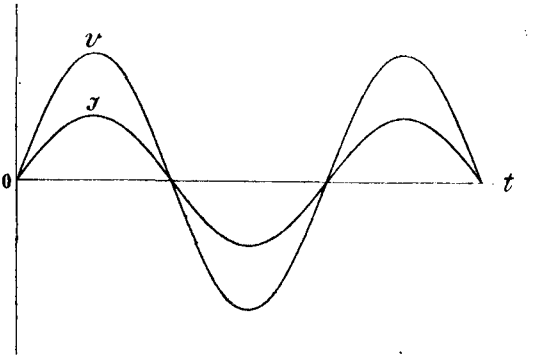


Рис. 499. Цепь переменного тока с сопротивлением.

и максимальная сила тока J_0 будет связана с максимальною разностью потенциала V_0 тоже формулою Ома:

$$J_0 = \frac{V_0}{r}.$$

В этом случае фазы силы тока и электродвижущей силы одинаковы (рис. 499).

519. Цепь с самоиндукцией. — Нечто иное получится в цепи, в которой включены проводники с заметной самоиндукцией L, например электромагниты или электродвигатели. Во всех подобных приборах переменный электрический ток дает переменное магнитное поле, следствием чего появится добавочная электродвижущая сила самоиндукции. Эта электродвижущая сила самоиндукции будет всегда направлена против внешней электродвижущей силы, а потому сила переменного тока при самоиндукции в цепи должна быть меньше, чем без самоиндукции, хотя бы сопротивление r и осталось тем же самым.

Но кроме уменьшения амплитуды тока самоиндукция будет влиять и на фазу тока, и притом тоже задерживающим образом.

Для того чтобы подсчитать влияние самоиндукции на силу переменного тока, вспомним (279, **293**), что электродвижущая сила самоиндукции

равна $-Lj$, где j есть быстрота изменения силы тока со временем. Следовательно на концах проводника с самоиндукцией (рис. 500) у нас получится *падение потенциала*:

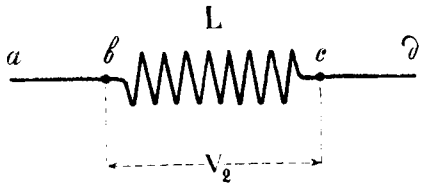


Рис. 500. Цепь с самоиндукцией.

$$V_2 = Lj.$$

Пусть сила тока меняется по закону

$$J = J_0 \sin at.$$

Это тот же закон, по которому у нас (489, **501**) происходило колебание точки на оси y. Тогда *быстрота* изменения J будет происходить по закону *скорости* точки, движущейся по оси y. Поэтому можем написать:

$$J = J_0 \sin at,$$

$$j = J_0 a \cos at,$$

следовательно

$$V_2 = LaJ_0 \cos at = V_0 \cos at.$$

Из этого выражения видим, что при самоиндукции в цепи амплитуды тока и электродвижущей силы связаны формулою:

$$J_0 = \frac{V_0}{aL},$$

которая опять напоминает собою формулу Ома. Здесь величина $R = aL$ играет роль сопротивления.

Как пример возьмем электромагнит с самоиндукцией в 1 генри. При максимальной разности потенциалов в цепи в $V_0 = 150$ вольт и при обычном в технике периоде $T = \frac{1}{50}$ сек., т. е. $a = 100\pi$, мы получим силу тока:

$$J_0 = \frac{150}{100\pi} = 0{,}5 \text{ ампера.}$$

Как видим, 1 генри при токе в 50 периодов в секунду эквивалентен

$$R = 100\pi = 314 \text{ омам;}$$

точно так же 10 генри будут эквивалентны 3 140 омам.

При подобных расчетах не нужно однако забывать, что хотя aL и эквивалентно сопротивлению, но все же формула Ома здесь применима лишь к *максимальным* значениям J_0 и V_0, тогда как J и V разнятся не только в амплитудах, но и в фазах.

Действительно, если

$$V_2 = V_0 \cos at,$$

$$J = J_0 \sin at,$$

то можно написать, что

$$J = J_0 \sin at = J_0 \cos (at - 90^\circ);$$

это значит, что сила тока отстает от разности потенциалов на 90° в фазе, или на четверть периода.

Соотношения между E и J в этом случае показаны на рис. 501.

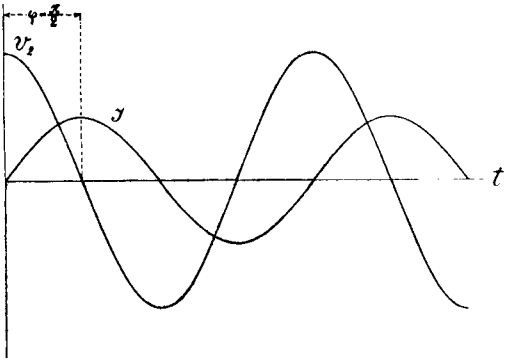


Рис. 501. Сила тока в цепи с самоиндукцией.

Когда сила тока поднимается до наибольшей своей величины J_0, она уже больше не увеличивается, а остается некоторое время почти постоянной; за это время и магнитное поле почти постоянно, а потому противоположная току электродвижущая сила индукции должна быть равна нулю. Наоборот, когда сила тока равна нулю, ток быстрее всего меняется; кривая в этом месте круто поднимается, а потому здесь электродвижущая сила наибольшая.

520. Конденсатор, включенный в цепь. — Если в цепь включен конденсатор (рис. 502), то очевидно при постоянной электродвижущей силе, например от батареи элементов, мы никакого тока в цепи не получим, потому что обкладки конденсатора изолированы друг от друга диэлектриком.

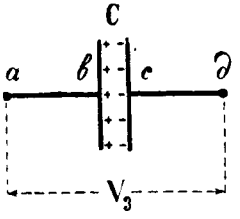


Рис. 502. Цепь с емкостью.

Переменный же ток в такой цепи возможен. Действительно, когда положительное электричество в первую половину периода тока потечет по ab, то оно будет заряжать обкладку конденсатора b, и в то же время обкладка c будет заряжаться через влияние отрицательным электричеством; положительное же электричество оттолкнется и пойдет дальше по cd. Во вторую половину периода оба электричества потекут обратно, и обкладки конденсатора перезарядятся. Таким образом конденсатор будет периодически менять знаки своих зарядов, и у нас в цепи получится переменный электрический ток.

Дело будет происходить так, как будто электричество течет по цельному проводнику ad без изолирующего перерыва bc. Тем не менее конденсатор оказывает свое влияние на величину силы тока в цепи. Действительно, чем больше емкость конденсатора, тем больше при данной разности потенциалов на нем будет помещаться электричества, и следовательно тем сильнее будет электрический ток в цепи. Но сила тока не будет совпадать по фазе с разностью потенциалов в конденсаторе.

Когда обкладка b заряжена полностью, до наивысшего потенциала, то ток прекратится, а когда потенциал начнет только уменьшаться, то ток уже пойдет в обратную сторону. Следовательно здесь сила тока будет *опережать* разность потенциалов.

Проследим это вычислением.

Положим, как и в предыдущем параграфе, что данная нам разность потенциалов периодически меняется по закону:

$$V_3 = V_0 \cos at.$$

Тогда количество электричества на каждой обкладке конденсатора при его емкости C будет:

$$e = CV_0 \cos at.$$

Сила тока J в цепи равна количеству электричества, притекающему к конденсатору в секунду, и мы можем сказать, что сила тока J равна быстроте, с которой увеличивается количество электричества в конденсаторе. Значит между силой тока и количеством электричества будет то же соотношение, что и между скоростью точки и ее отклонением (489, **501**). Следовательно

$$J = \dot{e} = -aCV_0 \sin at = -J_0 \sin at,$$

где J_0 есть амплитуда силы тока; таким образом

$$J_0 = aCV_0$$

Эта формула тоже аналогична формуле Ома, только здесь величина aC играет роль не сопротивления, а электропроводности проводника.

Если V_0 выражено в вольтах, C — в фарадах, то J_0 выразится в амперах, тогда как $\frac{1}{aC}$ можно выразить в омах.

Например при данной нам максимальной разности потенциалов в цепи $V_0 = 150$ вольт и при $T = \frac{1}{50}$ сек., следовательно $a = 100\pi$, мы получим с емкостью $C = 1$ микрофарад $= 10^{-6}$ фарад силу тока:

$$J = 10^{-6} \cdot 100\pi \cdot 150 = 0{,}05 \text{ ампера.}$$

Следовательно один микрофарад при токе в 50 периодов в секунду эквивалентен:

$$R = \frac{1}{aC} =$$

$$\frac{1}{100\pi \cdot 10^{-6}} = 3\,200 \text{ ом.}$$

Точно так же 10 микрофарад эквивалентны 320 омам.

Все эти расчеты аналогичны тем расчетам, которые мы производили для случая цепи с сопротивлением, только не нужно забывать, что здесь сила тока *опережает* разность потенциалов на 90° в фазе.

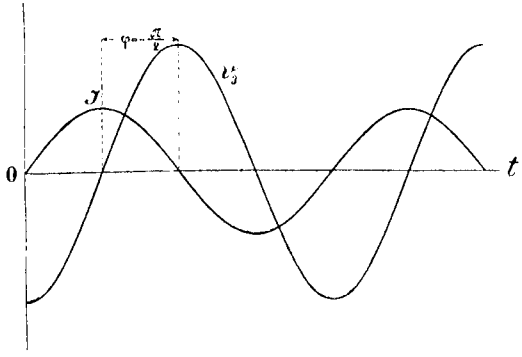


Рис. 503. Сила тока в цепи с емкостью.

Действительно мы можем для данного случая написать наши формулы так:

$$V_3 = V_0 \cos at,$$

$$J = -J_0 \sin at = J_0 \cos (at + 90^\circ).$$

Соотношение между V_3 и J показано на рис. 503.

Сравнивая случай цепи с самоиндукцией со случаем цепи с емкостью, мы видим, что оба эти случая до некоторой степени противоположны друг другу. В то время как aL играет роль сопротивления, величина aC играет роль электропроводности. Благодаря *самоиндукции* в цепи сила тока *отстает* от разности потенциалов, тогда как при *емкости* ток *опережает* разность потенциалов.

521. Последовательное соединение. — Теперь разберем случай, когда цепь состоит из ряда последовательно соединенных проводников (рис. 504), обладающих и сопротивлением, и емкостью, и самоиндукцией. Очевидно,

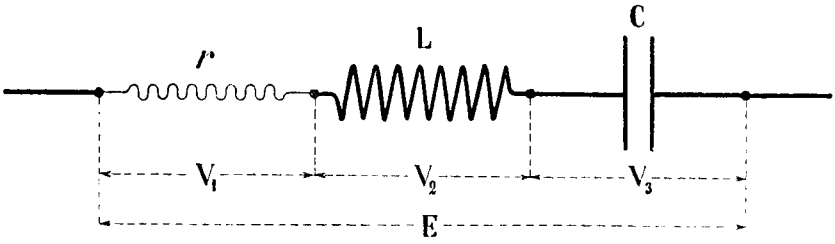


Рис. 504. Цепь с сопротивлением, самоиндукцией и емкостью, соединенными последовательно.

что в этом случае все разности потенциалов, образующиеся у концов отдельных проводников, должны сложиться вместе и в сумме дать электродвижущую силу того источника, который снабжает цепь переменным током.

Пусть дана переменная электродвижущая сила:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin at.$$

Требуется определить силу тока J по данным $\mathcal{E}_0$, r, L и C.

Прежде всего легко видеть, что периоды тока и электродвижущей силы будут одинаковы, ибо сколько раз в секунду меняется направление электродвижущей силы $\mathcal{E}$, столько же раз в секунду изменится и направление тока J. Попробуем для закона изменения силы тока задаться решением $J_0 \sin at$; однако, имея в виду, что самоиндукция имеет свойство уменьшать фазу тока, а емкость увеличивает эту фазу, оставим вопрос о фазе открытым, положив силу тока

$$J = J_0 \sin (at - \varphi),$$

где величины J_0 и φ подлежат нашему определению.

Так как при этой силе тока разности потенциалов на концах сопротивления r, самоиндукции L и емкости C будут соответственно:

$$V_1 = J_0 r \sin (at - \varphi),$$

$$V_2 = J_0 aL \cos (at - \varphi),$$

$$V_3 = -J_0 \frac{1}{aC} \cos (at - \varphi),$$

то сумма их даст:

$$J_0 r \sin(at-\varphi) + J_0 u \cos(at-\varphi) = \mathcal{E}_0 \sin at,$$

где

$$u = aL - \frac{1}{aC}.$$

Это соотношение можно представить геометрически следующим образом (498, **513**).

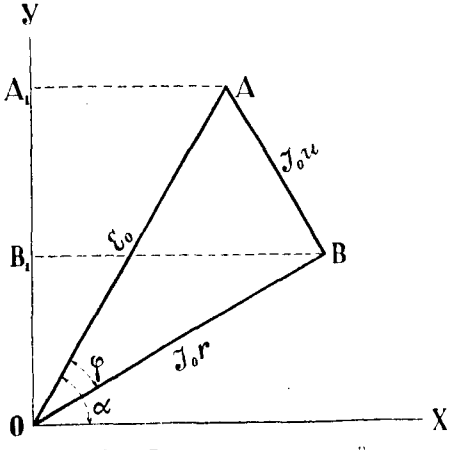


Рис. 505. Сложение разностей потенциалов.

Отложим на линии OA (рис. 505), образующей с осью OX какой-нибудь угол $\alpha = at$, величину $\mathcal{E}_0$. Если на $\mathcal{E}_0$, как на гипотенузе, построить прямоугольный треугольник с катетами $OB = J_0 r$ и $BA = J_0 u$, то после такого построения проекция гипотенузы на ось OY, т. е. $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin at$, должна быть равна сумме проекций на ту же линию двух катетов. Проекции же этих катетов будут $J_0 r \sin(at-\varphi)$ и $J_0 u \cos(at-\varphi)$. Отсюда мы видим, что в построенном нами треугольнике исполнено как раз все то, что требуется в выше-написанном уравнении, а потому соотношения между сторонами этого прямоугольного треугольника дают нам соотношение между $\mathcal{E}_0$, $J_0 r$ и $J_0 u$.

Пользуясь известной теоремой Пифагора, напишем:

$$(J_0 r)^2 + (J_0 u)^2 = \mathcal{E}_0^2,$$

откуда

$$J_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{r^2 + \left[aL - \frac{1}{aC}\right]^2}}.$$

Эта формула определяет амплитуду силы тока по амплитуде электродвижущей силы. Она опять напоминает собою формулу Ома, причем величина

$$R = \sqrt{r^2 + \left[aL - \frac{1}{aC}\right]^2}$$

носит название *кажущегося сопротивления* цепи.

Кажущееся сопротивление можно конечно выражать в омах, но, как видим, оно не представляет собою сумму сопротивлений r, aL и $\frac{1}{aC}$, а находится в более сложном к ним отношении. Сопротивление R можно представить как гипотенузу прямоугольного треугольника с катетами r и u, а потому можно сказать, что R представляет собою геометрическую сумму r и u.

Что касается величины φ, которую нам нужно еще определить, т. е. запаздывания тока J относительно электродвижущей силы $\mathcal{E}$, то этот угол легко определяется из того же треугольника OAB:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{u}{r} = \frac{aL - \frac{1}{aC}}{r}.$$

Обе полученные нами формулы определяют J_0 и φ по данным $\mathcal{E}_0$, r, L и C, т. е. решают поставленную нами задачу.

На рис. 506 изображено соотношение между силою тока J и электродвижущею силою $\mathcal{E}$ для рассмотренного случая.

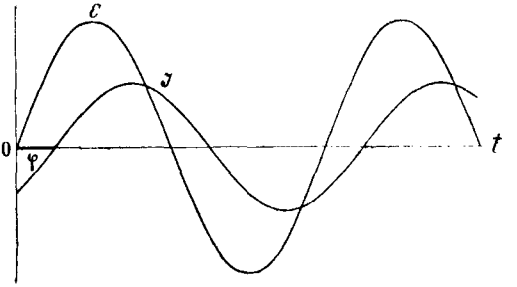


Рис. 506. Сила тока и электродвижущая сила.

Советуем читателю самому убедиться, что из полученных нами здесь формул соотношения, выведенные в § **518, 519, 520,** вытекают как частные случаи, когда r или L равны нулю или когда $C = \infty$. Относительно этого последнего случая заметим, что если в цепь не включена емкость, то это не значит, что C равно нулю, а, наоборот, это означает, что C равно бесконечности. Действительно, для того чтобы выключить емкость из цепи, необходимо соединить друг с другом обкладки конденсатора проводником; тогда любое количество электричества $e = CV$ будет давать в коротко соединенных друг с другом обкладках разность потенциалов $V = 0$, а это и означает, что $C = \infty$.

522. Параллельное соединение. — Теперь легко написать формулы *параллельного соединения двух или нескольких проводников.* Так как разность потенциалов на концах всех этих разветвлений одна и та же, то

$$\mathcal{E}_0 = J_1 R_1 = J_2 R_2 \text{ и т. д.}$$

Здесь кажущиеся сопротивления R играют ту же роль, что омовское сопротивление в постоянном токе, но не надо забывать, что R зависит от a, следовательно от периода тока T.

Положим, что одна из ветвей имеет только омовское сопротивление r, тогда как другая цепь представляет собою электромагнит с ничтожным сопротивлением обмотки, но с большой самоиндукцией. Тогда при постоянной электродвижущей силе главный ток пойдет по той цепи, где сопротивление ничтожно, т. е. по электромагниту, тогда как для переменной электродвижущей силы будем иметь:

$$\mathcal{E}_0 = J_1 r = J_2 aL,$$

и при большой самоиндукции L и при быстрой перемене электродвижущей силы a величина aL может оказаться настолько великой, что почти

весь ток пойдет по сопротивлению r, а не по обмотке электромагнита.

Так например, если включить 50-свечную лампочку накаливания, у которой сопротивление $r_1 = 360$ омов, параллельно с электромагнитом, у которого r около одного ома, но $L = 10$ генри, то легко подсчитать, что при *постоянном* токе и при 120 вольтах получим:

$$\text{в лампочке } J_1 = \frac{120}{360} = 0{,}33 \text{ ампера},$$

$$\text{в электромагните } J_2 = 120 \text{ ампер},$$

тогда как при *переменном* токе с периодом $T = \frac{1}{50}$ секунды, т. е. при $a = 100\pi$, будем иметь:

$$\text{в лампочке } J_1 = \frac{120}{360} = 0{,}33 \text{ ампера},$$

$$\text{в электромагните } J_2 = \frac{120}{10 \cdot 100\pi} = 0{,}04 \text{ ампера}.$$

При вдвое большем числе перемен получим в лампочке те же 0,33 ампера, тогда как

$$\text{в электромагните } J_2 = \frac{120}{10 \cdot 200\pi} = 0{,}02 \text{ ампера}.$$

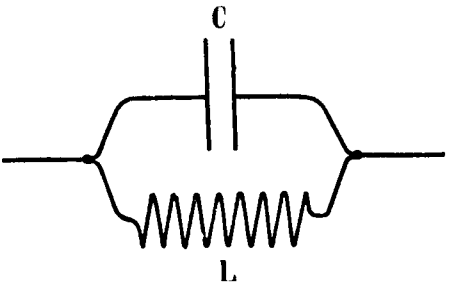


Рис. 507. Параллельное соединение емкости и самоиндукции.

523. Параллельное соединение емкости с самоиндукцией. — Особенный интерес представляет случай параллельного соединения емкости с самоиндукцией (рис. 507). При этом максимальные силы токов определяются по формуле:

$$\mathcal{E}_0 = J_1 aL = \frac{J_2}{aC};$$

но в то время как по ветви с самоиндукцией L сила тока J_1 будет *отставать* в фазе от $\mathcal{E}$ на 90°, по другой ветви, где помещена емкость C, сила тока J_2 будет *опережать* по фазе электродвижущую силу $\mathcal{E}$ тоже на 90°. Оба тока будут иметь разность фаз 180°, т. е. будут противоположных направлений; поэтому в главной цепи, где оба тока сойдутся вместе, мы получим ток меньший, чем в ответвлении, а именно:

$$J = J_1 - J_2 = \mathcal{E}_0 \left(\frac{1}{aL} - aC \right).$$

Так например при самоиндукции в 8 генри и емкости в 1 микрофарад, если $\mathcal{E}_0 = 150$ вольт и $a = 100\pi$, получим в ответвлениях:

$$J_1 = \frac{150}{8 \cdot 100\pi} = 0{,}06 \text{ ампера},$$

$$J_2 = 150 \cdot 100\pi \cdot 10^{-6} = 0{,}05 \text{ ампера},$$

а в главной цепи

$$J = 0{,}06 - 0{,}05 = 0{,}01 \text{ ампера}.$$

524. Резонанс. Рассмотрим зависимость силы переменного тока J в цепи (рис. 504, стр. 511) от периода тока. Если по горизонтальному направлению откладывать различные a, а по вертикальному направлению отношение амплитуды силы тока J_0 к амплитуде электродвижущей силы $\mathcal{E}_0$, — а это отношение, как легко видеть, будет равно $\frac{1}{R}$, — то мы получим кривую линию (рис. 508).

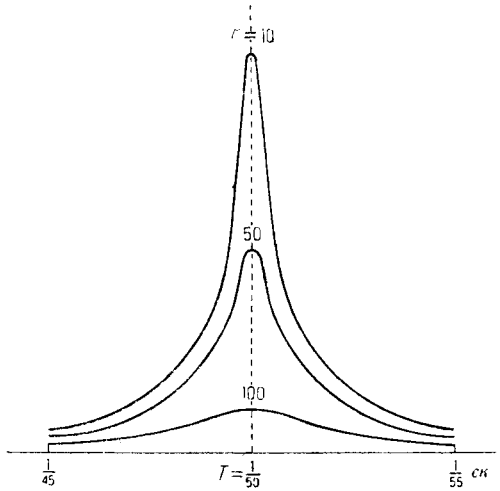


Рис. 508. Кривые резонанса.

При $a = 0$, т. е. для $T = \infty$, для бесконечно большого периода — это значит для постоянной электродвижущей силы, — мы получим $y_0 = 0$. Этого следовало ожидать по той простой причине, что через конденсатор при постоянной разности потенциалов никакого тока итти не может.

Далее, с увеличением a, с уменьшением периода, увеличивается и сила тока J_0, но не беспредельно, а до известного максимума J_{max}; затем сила тока опять уменьшается, и при $a = \infty$, т. е. $T = 0$, для бесконечно быстрых колебаний, J_0 опять спускается до нуля. Все это следует из нашей формулы:

$$J_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{r^2 + \left[aL - \frac{1}{aC}\right]^2}}.$$

Из этой же формулы кроме того видно, что максимум J_0 наступит тогда, когда знаменатель будет иметь наименьшее значение, т. е. когда

$$aL = \frac{1}{aC}$$

и

$$a^2 = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 = \frac{1}{LC},$$

откуда

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

При этом периоде сила тока

$$J_{\max} = \frac{\mathcal{E}_0}{r}$$

будет зависеть только от сопротивления, и при малом сопротивлении r сила тока может достигнуть очень значительной величины.

Одновременно с силою тока должны возрасти разности потенциалов у обкладок конденсатора и у концов самоиндукции. Эти разности потенциалов будут равны:

$$\text{у самоиндукции } V_{02} = J_{\max} \cdot aL = \frac{\mathcal{E}_0}{r} aL,$$

$$\text{у емкости } V_{03} = J_{\max} \cdot \frac{1}{aC} = \frac{\mathcal{E}_0}{raC}.$$

Обе разности потенциалов получаются в этом случае одинаковыми, и они могут оказаться значительно больше $\mathcal{E}_0$.

Вышеописанное явление, а именно получение наибольшей амплитуды при определенном периоде T, напоминает собою аналогичные явления в акустике. Когда какая-либо данная струна или труба приводится в колебание, то она отвечает, или *резонирует*, главным образом на один определенный тон, тогда как на соседние звуки она реагирует слабо. Кривая, выражающая соотношение между амплитудой колебания и периодом, имеет для струны совершенно такой же вид, как в разбираемом случае для J_0 (500, **515**). Чем меньше трения в данной резонирующей системе, тем резче выражено явление резонанса, тем круче поднимается и спускается кривая. В нашем случае меньшее трение соответствует меньшему сопротивлению r. Ввиду такого сходства рассматриваемое явление носит название *электрического резонанса*.

Подберем например такие емкость C и самоиндукцию L, чтобы наступил резонанс для употребляемого в технике периода $T = \frac{1}{50}$ сек. ($a = 100\pi$). Для этого необходимо, чтобы

$$\frac{1}{LC} = (100\pi)^2.$$

Например возьмем
$L = 10$ генри и $C = 10^{-6}$ фарад.

Тогда $\frac{1}{LC}$ будет равно 10^5, или приблизительно $(100\pi)^2$.

На рис. 508 изображена для этого случая зависимость силы тока от периода, причем период T изменяется от $T = \frac{1}{45}$ сек. до $T = \frac{1}{55}$ сек. Кроме того кривые начерчены для трех разных сопротивлений: $r = 10$, 50 и 100 омов.

Если сопротивление цепи 10 омов, а электродвижущая сила 150 вольт, то сила тока получится $J = 15$ ампер. Такая сила тока при соответственной толщине проволоки сама по себе ничего опасного не предста-

вляет. Что же касается напряжения, то получим на концах самоиндукции (или емкости):

$$V = JaL = 15 \cdot 100\pi \cdot 10 = 47\,000 \text{ вольт},$$

а при такой разности потенциалов наш конденсатор может быть пробит искрою.

525. Электрические колебания. — Если для случая параллельного соединения емкости с самоиндукцией мы тоже будем постепенно изменять период тока, то когда мы дойдем наконец до периода, при котором

$$aL = \frac{1}{aC},$$

мы получим из отношения (514, 523)

$$\mathcal{E}_0 = J_1 \cdot aL = \frac{J_2}{aC},$$

что оба тока J_1 и J_2 делаются равными. Во внешней цепи при этом сила тока сделается равною нулю:

$$J = J_1 - J_2 = 0.$$

Пустив в такую систему, состоящую из емкости и самоиндукции, электрический ток соответственного периода, мы можем затем выключить внешнюю цепь и предоставить эту систему самой себе; тогда электричество будет продолжать двигаться периодически от одной обкладки конденсатора через самоиндукцию к другой обкладке, не выходя из системы LC. Это означает, что наша система, состоящая из емкости и самоиндукции, способна к электрическим колебаниям.

Конечно эти колебания будут не постоянны, вследствие неизбежных потерь на нагревание. У нас они получились постоянными потому, что мы считали сопротивление системы $r = 0$. Если сопротивление не равно нулю, то даже при

$$aL = \frac{1}{aC}$$

силы токов J_1 и J_2 уже не получаются одинаковыми, и в наружной цепи мы получим силу тока:

$$J = J_1 - J_2.$$

Этот ток J и будет итти на пополнение теряемой в цепи LC энергии и будет поддерживать таким образом электрические колебания.

Период

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

является таким образом периодом *собственных колебаний системы LC*.

Сопоставляя этот результат с результатом предыдущего параграфа, мы видим, что система LC *резонирует* как раз на тот период T, который совпадает с *собственным ее периодом*. Это и есть основной закон резонанса всякого рода.

526. Количество протекающего электричества. — Электричество при переменном токе движется попеременно то в ту, то в другую сторону,

и сколько электричества за первую половину периода переходит например вправо, столько же электричества за вторую половину периода перейдет в левую сторону. Подсчитаем то количество электричества, которое протекает сквозь поперечное сечение проводника за половину периода T переменного тока.

Так как сила переменного тока изменяется по закону:

$$J = J_0 \sin at,$$

то за среднюю силу тока за половину периода (495, **509**) нужно считать:

$$J_m = \frac{2}{\pi} J_0 = 0{,}637 \cdot J_0,$$

и количество протекшего за время $\frac{T}{2}$ электричества

$$e = J_m \frac{T}{2} = \frac{T}{\pi} J_0.$$

Это количество электричества мы могли бы получить и непосредственно, вычисляя *площадь* той кривой, которая очерчивается силою переменного тока за время полупериода (495, **509**).

527. Эффект тока в сопротивлении. — Пусть нам дана цепь с сопротивлением r, но без самоиндукции и без емкости. Такую цепь переменного тока можно рассчитывать как цепь постоянного тока. Поэтому работу, производимую током J ежесекундно, или эффект тока, мы получим из выражения:

$$W = J^2 r = J_0^2 r \sin^2 at.$$

Так как в это выражение входит множитель $\sin^2 at$, то эффект переменного тока в различные времена будет различный. Средний же эффект тока будет очевидно равен $J_0^2 r$, умноженному на среднее значение переменной величины $\sin^2 at$, а это последнее, как мы знаем (496, **510**), равно $\frac{1}{2}$.

Итак средний эффект тока

$$W_m = \frac{J_0^2}{2} r.$$

Сопоставляя эту формулу с формулой мощности постоянного тока

$$W' = J_c^2 r,$$

мы заключаем, что для получения того же эффекта U, но посредством постоянного тока, нам понадобилась бы сила тока:

$$J_e = \frac{J_0}{\sqrt{2}} = 0{,}707 \cdot J_0.$$

Эта сила тока J_e, представляющая собою *среднюю из квадратов* сил J переменного тока, называется *эффективною* силою тока.

Название *эффективная* сила тока произошло очевидно от того, что этою величиною измеряется эффект тока.

Подобным же образом среднее из квадратов электродвижущих сил, меняющихся по закону:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin at \text{ или } \mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos at,$$

будет эффективная электродвижущая сила:

$$\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}} = 0{,}707 \cdot \mathcal{E}_0.$$

Поэтому вместо

$$W_m = \frac{J_0^2 r}{2} = \frac{J_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}}$$

мы можем написать выражение среднего эффекта переменного тока в цепи с сопротивлением r, но без емкости и самоиндукции:

$$W_m = J_e \mathcal{E}_e,$$

т. е. совершенно то же, что и для постоянного тока.

528. Эффект переменного тока. — Мы только-что рассмотрели эффект тока в цепи, состоящий *только* из сопротивления; если кроме сопротивления в цепи имеются еще самоиндукция и емкость, то, вообще говоря, при переменной электродвижущей силе

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin at$$

мы получим некоторую силу тока

$$J = J_0 \sin (at - \varphi).$$

Эффект тока в *каждый момент времени* выразится произведением электродвижущей силы на силу тока:

$$W = \mathcal{E} J = \mathcal{E}_0 J_0 \sin at \cdot \sin (at - \varphi).$$

Средний же эффект W_m мы получим, заменяя здесь произведение $\sin at \cdot \sin (at - \varphi)$ его средним значением, которое, как мы знаем (497, **511**), равно $\frac{\cos \varphi}{2}$. Итак

$$W_m \mathcal{E}_0 J_0 \frac{\cos \varphi}{2} = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{J_0}{\sqrt{2}} \cos \varphi = \mathcal{E}_e J_e \cos \varphi.$$

Здесь $\mathcal{E}_e$ и J_e суть эффективные значения электродвижущей силы и силы тока.

По этой формуле обыкновенно и рассчитывают работу тока за некоторое время t, охватывающее большое число периодов:

$$U = W_m t = \mathcal{E}_e J_e \cos \varphi \cdot t.$$

При данных J и $\mathcal{E}$ работа будет наибольшая, когда $\cos \varphi = 1$, а это возможно только в том случае, если в цепи нет ни емкости, ни самоиндукции или они подобраны так, что компенсируют друг друга. В этом

последнем случае работа переменного тока будет выражаться такою же формулою, как и работа постоянного тока:

$$U = \mathcal{E} J t.$$

Другой крайний случай будет иметь место, когда $\cos\varphi = 0$, или $\varphi = \pm 90°$. Этот случай возможен (509, **519** и 510, **520**) только тогда, когда в цепи нет сопротивления; если сопротивление ничтожно, то $\cos\varphi$ может быть близким к нулю. При этом как электродвижущие силы, так и силы токов могут принимать очень большие значения, и тем не менее средний эффект тока равен нулю.

Для того чтобы это обстоятельство не казалось парадоксальным, нужно только помнить разницу между величинами U и U_m. Действительно эффект тока U даже и при $\varphi = \pm 90°$ не равен нулю, а представляет собою величину, меняющую свое значение со временем. Среднее же значение этого эффекта U_m равно нулю.

529. Пример. — В индукторе, дающем искру в 30 *см* длины, имеются две катушки. Первичная катушка состоит из небольшого числа оборотов толстой проволоки, навитой на железном сердечнике, и имеет сопротивление $r_1 = 0{,}2$ ома и самоиндукцию $L_1 = 0{,}03$ генри.

Вторичная катушка с большим числом оборотов тонкой проволоки имеет сопротивление $r_2 = 25\,000$ омов и, когда первичная катушка вместе с сердечником вынута, имеет самоиндукцию $L_2 = 40$ генри.

Соединим каждую из этих катушек в отдельности с источником переменного тока с периодом $T = \frac{1}{50}$ сек. и напряжением в 120 вольт, тогда получим максимальные силы тока:

$$J_1 = \frac{120}{\sqrt{(0{,}2)^2 + (100\pi \cdot 0{,}03)^2}} = 12{,}7 \text{ ампера},$$

$$J_2 = \frac{120}{\sqrt{(25\,000)^2 + (100\pi \cdot 40)^2}} = 0{,}008 \text{ ампера}.$$

Легко видеть, что в первом случае для J главную роль играет самоиндукция, во втором случае — сопротивление.

Эффективные силы тока будут:

$$J_{e1} = \frac{12{,}7}{\sqrt{2}} = 9 \text{ ампер},$$

$$J_{e2} = \frac{0{,}008}{\sqrt{2}} = 0{,}0056 \text{ ампера}.$$

Запаздывание силы тока относительно электродвижущей силы определится из формул:

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{100\pi \cdot 0{,}03}{0{,}2} = 47; \quad \varphi_1 = 88{,}7°; \quad \cos\varphi_1 = 0{,}022;$$

$$\operatorname{tg}\varphi_2 = \frac{100\pi \cdot 40}{25\,000} = 0{,}5; \quad \varphi_2 = 25{,}5°; \quad \cos\varphi_2 = 0{,}895.$$

Средний эффект тока:

$$W_1 = \frac{120 \cdot 12{,}7}{2} 0{,}022 = 16{,}7 \text{ уатт},$$

$$W_2 = \frac{120 \cdot 0{,}008}{2} 0{,}895 = 0{,}4 \text{ уатт}.$$

530. Работа переменного тока. Полезно будет остановиться несколько подробнее на рассмотрении работы переменного тока в различных его фазах. С этой целью начертим кривые электродвижущих сил $\mathcal{E}$ и сил тока J для различных случаев: когда $\varphi = 0°$, 30°, 60° и 90° (рис. 509). Кроме того нанесем на тех же чертежах соответственные произведения $\mathcal{E}J$ для каждого момента времени.

Мы видим, что кривая $\mathcal{E}J$, вообще говоря, частью проходит поверх линии Ot, частью ниже этой линии. Первое имеет место для тех моментов времени, когда $\mathcal{E}J$ положительно, т. е. когда $\mathcal{E}$ и J одинакового знака, второе, т. е. отрицательное произведение $\mathcal{E}J$, будет иметь место для тех моментов времени, когда $\mathcal{E}$ и J оказываются разных знаков. Из того обстоятельства, что эффект переменного тока бывает то положительным, то отрицательным, мы заключаем, что энергия тока в некоторые моменты времени направляется в сеть, тогда как в другие моменты она возвращается из сети обратно к источнику энергии.

На наших чертежах площади, заключающиеся между кривой эффекта и осью Ot, представляют собою не что иное как количество энергии, или работу, производимую током в цепи за рассматриваемый про-

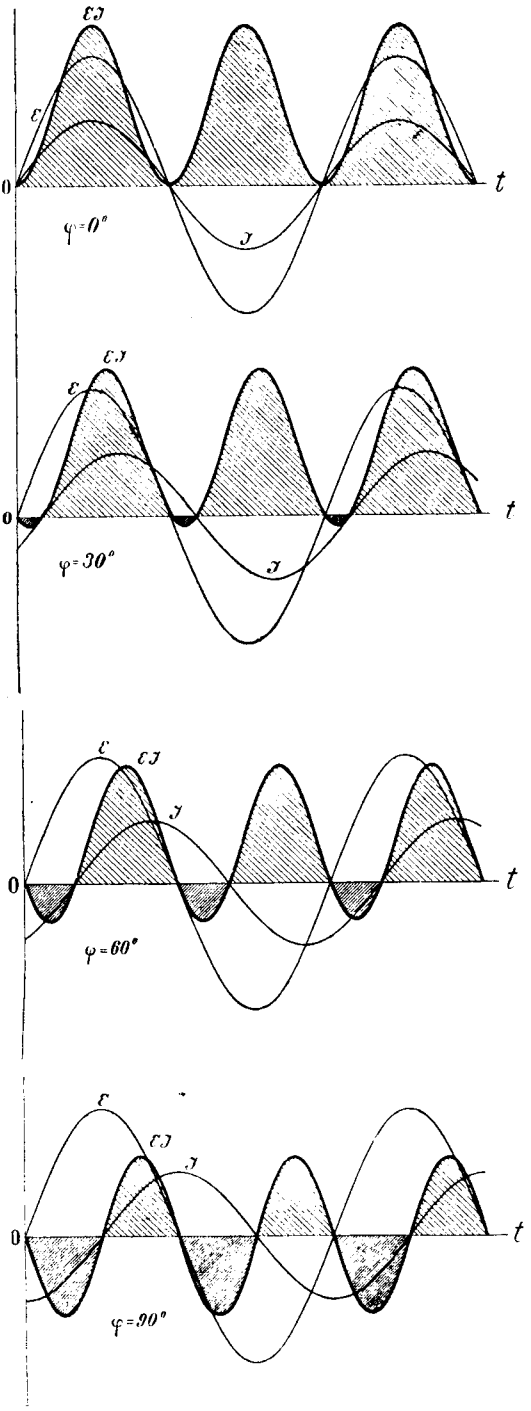


Рис. 509. Колебания энергии.

межуток времени; площади, находящиеся выше оси Ot (на рис. 509 редко заштрихованные), нужно считать положительными, тогда как площади ниже Ot — отрицательными. Насколько положительные площади больше отрицательных, настолько энергия, идущая в цепь, больше энергии, идущей обратно к источнику. Разность этих площадей и будет очевидно равна тому количеству энергии, которое поглощается цепью.

Когда $\varphi = 0$ (рис. 509), — а это, как мы знаем, бывает в цепи с сопротивлением, но без самоиндукции и емкости, — работа все время положительная.

По мере увеличения разности фаз φ увеличивается и отрицательная работа.

Наконец, когда $\varphi = 90°$ (рис. 509), — а это бывает, когда в цепи нет заметного сопротивления, — кривая эффекта делается симметричной относительно оси; она обращается в синусоиду, но с вдвое меньшим периодом, чем T. В этом последнем случае вся энергия, получаемая цепью в одну четверть периода T, целиком возвращается источнику в следующую четверть периода. Энергия в этом случае совсем не поглощается цепью, а совершает правильные синусообразные колебания.

531. Колебания энергии. — Заметим кстати, что на всех наших чертежах кривая $\mathcal{E}J$ одна и та же, только она различно расположена относительно осей Ot и OY. Это можно заключить из формул (497, **512**):

$$W = \mathcal{E}_0 J_0 \sin \alpha t \cdot \sin (at - \varphi) = \mathcal{E}_e J_e [\cos \varphi - \cos (2at - \varphi)].$$

В этом выражении первый член

$$W_m = \mathcal{E}_e J_e \cos \varphi$$

постоянен и представляет мощность, *постоянно поглощаемую* цепью; эта мощность изобразится у нас на чертеже прямою линиею, проведенною параллельно оси Ot на высоте U_m. Второй же член

$$W_1 = \mathcal{E}_e J_e \cos (2at - \varphi)$$

представляет собою *колебание энергии* и изобразится косинусоидою; на наших чертежах эта косинусоида приподнята над осью Ot на величину U_m и сдвинута вправо на величину $\left(\frac{\varphi}{2} + 90°\right)$.

Период колебаний энергии T_1 равен половине периода тока T.

Определим, какое количество энергии W_1 колеблется в данной цепи. Для этого нам нужно взять среднюю величину $\mathcal{E}_e J_e \cos (2at - \varphi)$ за время $\frac{T_1}{2} = \frac{T}{4}$ и умножить на это время.

Но средняя величина $\cos (at - \varphi)$ за половину периода T_1 равна $\frac{2}{\pi}$, следовательно

$$U = \mathcal{E}_e J_e \frac{2}{\pi} \frac{T}{4} = \frac{\mathcal{E}_e J_e}{a} = \frac{\mathcal{E}_0 J_0}{2a}.$$

Так например в случае самоиндукции L в цепи мы имеем:

$$\mathcal{E}_0 = J_0 a L,$$

и следовательно

$$U_1 = L\frac{J_0^2}{2},$$

а это и есть как раз та энергия, которая помещается в магнитном поле самоиндукции L при максимальном токе J_0 (286, **302**).

В случае емкости в цепи

$$J_0 = aC\mathcal{E}_0,$$

и следовательно в этом случае

$$U_1 = C\frac{\mathcal{E}_{02}}{2},$$

а это есть та энергия, которая помещается в конденсаторе емкостью C при разности потенциалов $\mathcal{E}_0$ (90, **98**).

Теперь становится ясным, что происходит при колебании энергии. Энергия, направляясь в цепь, накопляется здесь в конденсаторах и электромагнитах с тем, чтобы в следующую четверть периода T итти обратно из сети к источнику.

В том случае когда самоиндукция и емкость соединены параллельно и мы наблюдаем явления резонанса, полная энергия системы остается постоянной, так как ток внешней цепи равен нулю. Однако и эта энергия совершает гармонические колебания, то превращаясь в электрическую энергию емкости конденсатора, то в магнитную энергию самоиндукции электромагнита. Легко видеть, что в случае резонанса, т. е. при условии

$$aL = \frac{1}{aC},$$

обе энергии одинаковы.

Предоставляем читателю самому убедиться в этом.

532. Работа трансформатора. — В предыдущих параграфах мы выяснили, какое влияние оказывает сопротивление, емкость и самоиндукция, включенные в цепь переменного тока; теперь нам необходимо еще рассмотреть влияние взаимной индукции двух цепей.

Представим себе для этого две катушки, намотанные на один и тот же сердечник, как это обыкновенно делается в трансформаторах (307, **329**).

Если одна из обмоток, — будем называть ее первичной, — включена в цепь, где имеется источник переменной электродвижущей силы, а вторичная обмотка разомкнута, то мы имеем уже разобранный нами случай самоиндукции в цепи (507, **519**). Но если вторичная обмотка тоже будет замкнута, то в ней возникнет индукционный ток, направление которого, по закону Ленца, будет противоположно направлению индуцирующего тока. Поэтому магнитное поле вторичной обмотки будет уменьшать магнитное поле первичной обмотки, а вместе с тем будет ослабляться и действие самоиндукции в первичной цепи. В результате при замыкании вторичной обмотки сила тока в первичной цепи должна увеличиться.

Проследим это явление несколько подробнее расчетом.

Для большей наглядности наших выводов мы предположим пока, что обе обмотки нашего трансформатора имеют одинаковое число витков n и что обе они так плотно навиты друг около друга, что пронизываются одним и тем же магнитным потоком индукции N. В таком случае и электродвижущие силы в обеих обмотках тоже будут одинаковы, и мы можем написать (506, **517**):

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = -n\dot{N} = \mathcal{E}_0 \sin at.$$

Соответственно с этим величина самого потока индукции будет:

$$N = \frac{\mathcal{E}_0}{na} \cos at.$$

Когда вторичная обмотка еще разомкнута и трансформатор работает, как говорят, *вхолостую*, то этот поток индукции можно выразить через силу тока первичной цепи по формуле Гопкинсона (253, **267**):

$$N = \mu \frac{4\pi nS}{l} J = \mu \frac{4\pi nS}{l} J_0 \cos at.$$

Сопоставляя эту формулу с предыдущей и обозначая коэфициент самоиндукции первичной обмотки через L, получаем (284, **299**):

$$L = \mu \frac{4\pi n^2 S}{l}; \quad \mathcal{E}_0 = aL \cdot J_0.$$

Это соотношение между максимальными значениями электродвижущей силы и силы тока мы получили уже раньше (508, **519**), только несколько другим путем.

Теперь замкнем вторичную обмотку. Электродвижущая сила во вторичной цепи нам уже известна, она равна $\mathcal{E}_2$. Зная состав этой цепи, мы можем вычислить силу тока в ней по общим законам цепи переменного тока (511, **521**).

Зная силу тока J_2 вторичной обмотки, мы можем определить и образуемый ею поток индукции в трансформаторе; но если в то же время в первичной обмотке течет ток J_1, то *общий* поток магнитной индукции, образуемый обеими обмотками, будет:

$$N = \mu \frac{4\pi S}{l} n \cdot (J_1 + J_2).$$

Заметим, что здесь N — та же величина потока, которую мы имели и раньше при холостом токе, потому что поток индукции трансформатора вполне определяется, как мы видели выше, данной нам электродвижущей силой, или, точнее, разностью потенциалов на концах первичной обмотки $\mathcal{E}_1$; а мы предположили, что величина электродвижущей силы нам дана и сохраняется *постоянной*, работает ли трансформатор или нет. При работе будет изменяться только *сила тока* в обеих катушках. Сопоставляя выше написанные формулы, мы видим, что

$$J = J_1 + J_2.$$

Таким образом оказывается, что в нашем трансформаторе во всякий момент его работы *сумма токов* обеих его обмоток всегда равна силе тока холостого хода. Этот результат есть конечно простое следствие постоянства потока и постоянства электродвижущей силы обеих обмоток.

Не нужно однако забывать, что мы имеем здесь дело с *переменными* токами, которые могут различаться друг от друга *амплитудой* и *фазой*, а потому под суммой токов нужно подразумевать их *геометрическую*, или *векторную сумму* (498, **513**).

Приняв это во внимание, мы можем иллюстрировать работу трансформатора векторной диаграммой, как это и делают очень часто электротехники.

Отложим данную нам электродвижущую силу $\mathcal{E}_1$ в виде вектора по вертикальному направлению *вверх* (рис. 510), тогда поток индукции N и силу *холостого* тока J нам придется отложить в соответственно выбранных масштабах по горизонтальному направлению, и притом *вправо*, потому что ток J отстает от электродвижущей силы самоиндукции $\mathcal{E}_1$ по фазе на 90°. Силы *рабочих* токов первичной и вторичной обмоток должны в сумме образовать *холостой* ток. На векторной диаграмме все три тока J, J_1, J_2 должны образовать *замкнутый* треугольник. Но в этом треугольнике две стороны, а именно J и J_2, нам уже известны и по величине и по направлению, и следовательно третью сторону J_1 мы легко можем построить. Впрочем гораздо точнее мы можем определить J_1 вычислением из написанного выше уравнения токов. Зато векторная диаграмма своею наглядностью дает возможность быстро ориентироваться в различных случаях работы трансформатора.

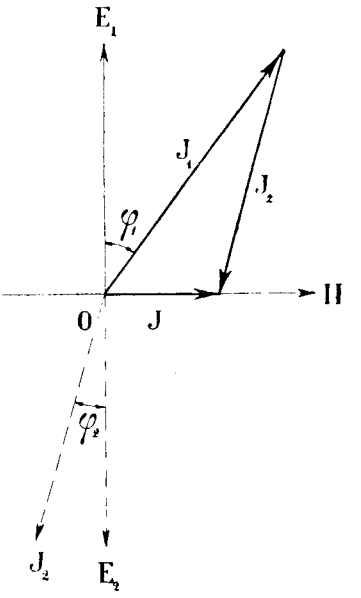


Рис. 510. Диаграмма трансформатора.

Обыкновенно электродвижущую силу вторичной цепи $\mathcal{E}_2$ откладывают противоположно направлению $\mathcal{E}_1$, как это у нас показано на рис. 510 пунктиром. Силу тока J_2 вторичной цепи тоже можно перенести в начало координат и обозначить угол между J_2 и $\mathcal{E}_2$ через φ_2.

Из нашей диаграммы мы между прочим видим, что при малой величине холостого тока силы токов первичной и вторичной обмоток почти равны и противоположны друг другу, как это мы и говорили выше. Далее, мы видим, что при замыкании вторичной цепи и при возникновении в ней тока J_2 сила тока в первичной цепи J_1 не только увеличивается, но одновременно с тем изменяет свою фазу, поворачиваясь на некоторый угол по направлению к электродвижущей силе $\mathcal{E}_1$. Вследствие этого и средняя энергия, идущая из первичной цепи в первичную обмотку $W = \mathcal{E}_e J_e \cos\varphi$, тоже делается больше. При холостом ходе $\varphi = 90°$ и $\cos\varphi = 0$. Таким образом всякое изменение нагрузки

вторичной цепи сейчас же отражается на подаче энергии к трансформатору в его первичной цепи.

Припоминая, что было сказано о колебании энергии (521, **530**), мы можем представить себе работу трансформатора еще следующим образом.

В продолжение одной четверти периода тока T энергия первичной цепи переходит в сердечник трансформатора и накопляется там в виде магнитной энергии:

$$U = \frac{1}{2} LJ^2.$$

Чем больше объем трансформатора, тем больше можно накопить в нем магнитной энергии. В следующую затем четверть периода энергия трансформатора частью передается во вторичную цепь, частью же возвращается обратно к источнику. Средняя мощность, т. е. энергия, передаваемая в *единицу времени*, будет:

$$W = \frac{W}{\frac{T}{4}}.$$

Отсюда видим, что данный нам трансформатор (определенного объема) способен передавать тем бо́льшую мощность, *чем меньше период* тока.

533. Технический трансформатор. — Мы рассмотрели выше, ради простоты и наглядности, так сказать, схематический трансформатор, и *в принципе* работа действительных технических трансформаторов одинакова с вышеописанным. Главное отличие технического трансформатора от нашего схематического будет заключаться в следующем.

Во-первых, обе обмотки трансформатора обыкновенно имеют различное число витков. Но мы уже выяснили раньше (307, **329**), что в таком случае их электродвижущие силы тоже будут разные, и притом будут пропорциональны числу витков, так что

$$\frac{\mathcal{E}_1}{n_1} = \frac{\mathcal{E}_2}{n_2}.$$

С другой стороны, магнитодвижущие силы и потоки индукции, образуемые токами каждой обмотки, будут иметь различные коэфициенты n_1 и n_2; приведенное выше уравнение потока N примет теперь следующую форму:

$$N = \mu \frac{4\pi S}{l} n_1 J = \mu \frac{4\pi\mu S}{l} (n_1 J_1 + n_2 J_2).$$

Отсюда видим, что закон сложения токов необходимо теперь применять к произведениям из сил токов на соответствующее число витков обмотки (ампервитки). Теперь векторная сумма ампервитков обеих обмоток в каждый момент времени равна числу ампервитков первичной обмотки при холостом ходе:

$$n_1 J = n_1 J_1 + n_2 J_2.$$

Если принять все это во внимание, то легко видеть, что мы можем сохранить нашу диаграмму (рис. 510), но условиться изображать на ней не электродвижущие силы, а электродвижущие силы, деленные на число витков соответственной обмотки, другими словами: изображать на диаграмме электродвижущие силы *одного* витка в обеих обмотках. Кроме того вместо сил токов, необходимо чертить на диаграмме *ампервитки*.

Во-вторых, технические трансформаторы будут отличаться от нашей схемы тем, что мы не приняли во внимание потери энергии в трансформаторе. Потери эти происходят от нагревания проволок обмоток, от гистерезиса и от токов Фуко. Однако все эти потери в современных хорошо устроенных трансформаторах не превосходят 1%.

Наконец в нашей схеме мы предположили, что весь магнитный поток трансформатора пронизывает обе катушки без всякой утечки (256, **271**). На самом же деле некоторая магнитная утечка неизбежна. Но векторная диаграмма наша и в этом случае останется неизменной, если мы под электродвижущими и магнитодвижущими силами будем подразумевать те величины, которые остаются за вычетом ампервитков утечки.

В действительности впрочем и электродвижущая сила первичной цепи $\mathcal{E}_1$ тоже не остается совершенно постоянной, а в свою очередь зависит от нагрузки, потому что потеря напряжения в проводах зависит от силы тока. Однако сечения проводов обыкновенно выбирают так, чтобы эти изменения электродвижущей силы были по возможности малы.

За дальнейшими подробностями о трансформаторах мы отсылаем интересующихся к специальным учебникам электротехники.

534. Взаимодействия переменных токов. — Возьмем две катушки (рис. 511) и, повесив их на гибких проволочных шнурах, будем наблюдать силы взаимодействия между этими катушками, когда по ним идут переменные токи одинакового периода, но разных амплитуд, J_1 и J_2, с разностью фаз φ. Сила взаимодействия между этими двумя катушками будет, вообще говоря, зависеть от их величины, числа витков их проволок и от взаимного их расположения. Во всяком случае эта сила будет тем больше, чем сильнее токи в той и другой катушке; она будет пропорциональна произведению этих токов.

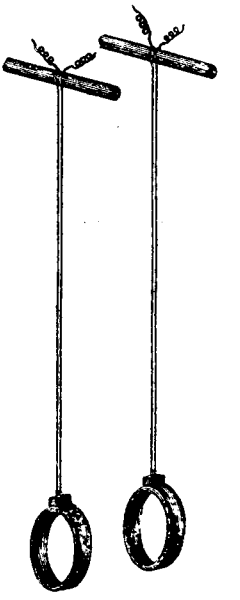


Рис. 511. Взаимодействие токов.

Но произведение

$$J_1 J_2 \sin at \cdot \sin (at - \varphi),$$

как это мы уже знаем из предыдущего, постоянно меняет свой знак, а потому и сила будет то притягательная, то отталкивательная. Впрочем при периоде, употребляемом в технике, $T = \frac{1}{50}$ *сек*, эта перемена знака будет происходить настолько быстро, что наши тяжелые катушки не будут успевать следовать за этими переменами, и мы будем наблюдать действие некоторой *средней* силы.

Средняя же величина из произведения будет равна:

$$J_1 J_2 \frac{\cos\varphi}{2}.$$

Следовательно знак этой средней силы будет зависеть от знака $\cos\varphi$. Если оба тока одной фазы ($\cos\varphi = 1$) катушки намотаны по одному направлению, то мы будем наблюдать притяжение. Если один из токов отстает или опережает другой на фазу φ, которая по своей абсолютной величине меньше $\pm 90°$, тогда $\cos\varphi > 0$, но < 1, и притяжение уменьшается. Наконец при разности $\pm 90°$ средние взаимодействия равны нулю, а при большей разности фаз, $\cos\varphi < 0$, притяжения переходят в отталкивания. Все эти следствия легко демонстрируются на опытах.

Заметим кстати, что если перевернуть одну из катушек на 180°, то это равносильно изменению знака ее магнитного поля, а следовательно и изменению знака ее тока. Изменение же знака переменного тока равносильно изменению фазы тока на $\pm 180°$.

535. Опыты Э. Томсона. — На взаимодействии между переменными токами основаны эффектные демонстративные опыты Э. Томсона.

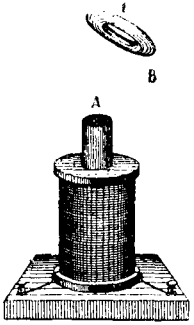


Рис. 512.

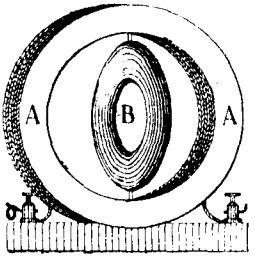


Рис. 513.

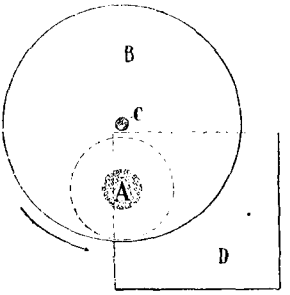


Рис. 514.

Опыты Э. Томсона.

Если на электромагнит A (рис. 512) надеть медное кольцо B и держать его рукою, то при пропускании через обмотку электромагнита переменного тока мы заметим, что медное кольцо быстро нагревается. Мы имеем здесь трансформатор, в котором вторичная катушка состоит всего из одного витка, а потому, несмотря на малую электродвижущую силу, но благодаря малому сопротивлению, в кольце B возникают очень сильные индукционные токи, которые и служат причиною его нагревания.

Эти токи по фазе своей почти противоположны индуцирующим токам, а потому, если мы выпустим кольцо B из рук, оно оттолкнется от электромагнита и полетит кверху (рис. 512).

Кольцо B можно устроить вращающимся вокруг оси, проходящей в его плоскости, и поместить его над электромагнитом или внутри особой катушки A (рис. 513). Пустив через A переменный ток, мы увидим, что под действием переменного магнитного поля кольцо B повертывается и становится своею плоскостью перпендикулярно к A. Это происходит оттого, что в B индуцируются токи, которые отталкиваются от A; по-

этому, если кольцо B поставить под некоторым небольшим углом к A, то обе половины кольца будут отталкиваться в противоположные стороны, и угол между B и A увеличится до 90°.

Полезно будет разобрать этот случай несколько подробнее. Пусть плоскость кольца B составляет некоторый угол α с плоскостью катушки A (рис. 513); тогда нормаль к плоскости кольца будет составлять тот же угол α с действующим магнитным полем. Поток индукции сквозь кольцо, а также и сила возбуждаемого в нем индукционного тока J будут пропорциональны $\cos\alpha$. Что же касается момента сил, вращающих кольцо, то он пропорционален $J\sin\alpha$ (237, 253), и следовательно, в данном случае момент сил будет пропорционален произведению $\sin\alpha\cdot\cos\alpha$, т. е. величине $\sin(2\alpha)$.

Из этого мы видим, что при $\alpha = 0°$, когда плоскости A и B параллельны, а также при $\alpha = 90°$, когда они перпендикулярны друг к другу, момент сил равен нулю, т. е. кольцо будет в равновесии. Но в первом случае, когда $\alpha = 0°$, равновесие будет неустойчивым, тогда как во втором случае, когда $\alpha = 90°$, равновесие будет устойчивым, ибо момент сил при любом положении кольца будет стремиться повернуть его плоскость перпендикулярно к плоскости катушки A. Наибольший момент сил, вращающих кольцо B, будет при $\sin(2\alpha) = 1$, т. е. при угле $\alpha = 45°$.

Поместим над полюсом электромагнита A медный диск B (рис. 514 представляет вид сверху), способный вращаться на оси C; ось эта помещена несколько в стороне от оси электромагнита A. При пропускании по обмотке электромагнита переменного тока в диске (как ранее в кольце B) возникнут индукционные токи, которые, во-первых, будут нагревать диск и, во-вторых, стремиться оттолкнуть его вдоль оси C. Вдвинем между A и B медный лист D; тогда эти индукционные токи возникнут в листе D, и так как по закону Ленца индукционные токи противодействуют индуцирующим, то их магнитное поле будет ослаблять поле электромагнита A; следовательно при вдвинутом листе D в диске B уже не будут возникать такие сильные токи, диск B будет частью защищен от поля A находящимся между ними проводником D.

Действие такой электромагнитной защиты можно показать и в предыдущем опыте с кольцом B (рис. 512); если надеть на электромагнит A медный колпак, то кольцо B совсем не будет отталкиваться.

Выдвинем немного лист D из поля электромагнита — именно так, как показано у нас на рис. 514. Теперь индукционные токи будут возникать и в диске B и в листе D; точки B и D одинакового направления токов будут взаимно притягиваться, вследствие чего диск придет во вращение по направлению, указанному стрелкой.

536. Замыкание тока. — Для того чтобы уяснить себе, что происходит при замыкании переменного тока, мы можем воспользоваться теми же соображениями, которые были приведены нами при исследовании явления замыкания постоянного тока.

Положим, что установившийся переменный ток в данной цепи, сообразно с ее сопротивлением, самоиндукцией и емкостью, имел бы величину $J_0\cos(at - \varphi)$ и пусть в момент замыкания значение этой величины было бы J_1. Между тем в момент замыкания никакого тока еще не было; это означает, что для начального периода, тотчас после замыкания,

наша формула требует поправки на *экстраток* замыкания. Если мы для экстратока замыкания примем ту же формулу, что и раньше, то должны для полного тока написать формулу:

$$J = J_0 \cos(at - \varphi) - J_1 e^{-kt}.$$

На рис. 515 тонкая линия изображает $J_0 \sin(at - \varphi)$, т. е. установившийся ток в данной цепи, тогда как жирная линия показывает, как благодаря экстратоку замыкания J_1 сила тока в цепи постепенно подходит к своему нормальному значению J_0.

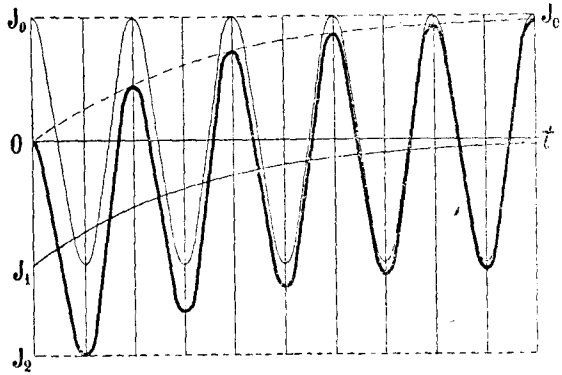


Рис. 515. Замыкание переменного тока.

Впрочем экстраток не всегда выражается экспоненциальною формулою. Мы увидим ниже, что в некоторых цепях при замыкании возникают *электрические колебания*, и экстраток замыкания представляет собою затухающие колебания, которые могут быть выражены формулою:

$$e^{-kt} \cos a_0 t.$$

В таком случае сила тока в первые моменты после замыкания будет выражаться формулою:

$$J = J_0 \cos(at - \varphi) - J_1 e^{-kt} \cos a_0 t.$$

Во всяком случае при замыкании, в течение того периода, когда еще ток не установился, сила тока может быть гораздо больше нормальной, как это видно и на нашем рис. 515. Это замечание относится в равной мере и к электродвижущим силам. Мы видим таким образом, что при замыкании переменного тока необходимо принимать особые меры предосторожности к уменьшению экстратоков замыкания и производить замыкание постепенно, вводя первоначально некоторое сопротивление. Игнорирование этим обстоятельством было причиною многих несчастий в электротехнической практике.

Вышеприведенные соображения позволяют заранее вычислить, насколько прямое замыкание переменного тока опасно.

Заметим кстати, что если бы мы замкнули переменный ток в тот момент, который соответствовал бы $\cos(at - \varphi)$, равному нулю, то никакого экстратока не возникло бы.

III. МНОГОФАЗНЫЕ ТОКИ

537. Двухфазный ток. — Многофазным током называется система переменных токов одинакового периода, но разных фаз. Так например мы можем получить два переменных тока с разницею фаз в 90°, если вместо одного витка проволоки $a_1 b_1$ будем вращать в постоянном магнитном

поле два таких витка (рис. 516), помещенных перпендикулярно друг к другу. Тогда, если электродвижущая сила в $a_1 b_1$ будет

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 \sin at,$$

то электродвижущая сила в $a_2\ b_2$ будет:

$$\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0 \sin (at - 90°).$$

То же самое можно получить, оставив оба витка неподвижными, но зато вращая относительно них магнитное поле.

На рис. 517 показаны две помещенные под прямым углом катушки, перед которыми вращается магнит или электромагнит NS.

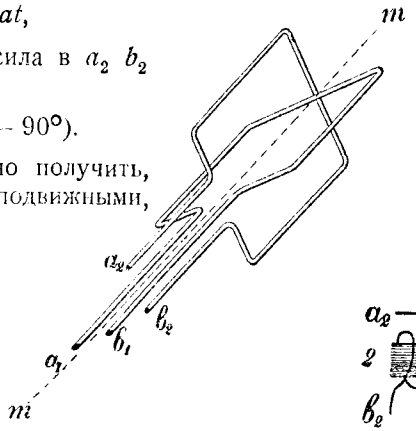


Рис. 516.

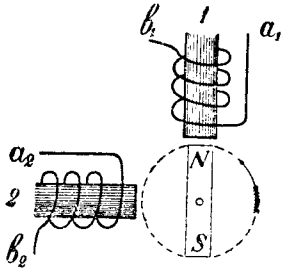


Рис. 517.

Получение двухфазного тока.

В каждой катушке здесь возникает переменный ток, но один из токов запаздывает относительно другого в фазе на 90°.

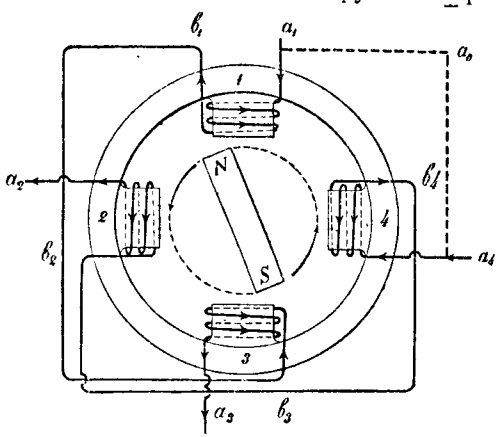


Рис. 518. Двухфазный ток.

Если мы разместим по окружности четыре катушки (рис. 518), то получим четыре переменных тока с разностью фаз в 90, 180, 270°. Но легко видеть, что в двух противоположных катушках электродвижущие силы равны и противоположны (разность фаз 180°), потому что, когда мимо одной из них проходит северный полюс магнита, мимо другой проходит южный полюс. Поэтому обмотки противоположных катушек мы можем соединить последовательно так, как соединяют гальванические элементы, причем их электродвижущие силы сложатся друг с другом. А после такого соединения мы получим опять *два* переменных тока.

538. Число проводов двухфазного тока. — Итак тем или иным путем мы можем получить две переменных электродвижущих силы с разностью фаз в 90°. Четыре полюса наших катушек (рис. 518): a_1, a_2, a_3, a_4 мы могли бы соединить с внешней цепью четырьмя проволоками и тогда получили бы систему, называемую *двухфазным током*. Однако одну из этих проволок мы можем сэкономить, соединив например клеммы a_1 и a_4 вместе (рис. 518). Дело в том, что электродвижущая сила индукции обусловливает лишь *разности* потенциалов у клемм катушек, а не самые

потенциалы; поэтому потенциалы двух клемм, например a_1 и a_4, или a_2 и a_3, мы можем принять одинаковыми и притом равными нулю.

Например пусть потенциалы клемм a_1 и a_4 равны нулю, тогда потенциалы клемм a_2 и a_3 будут:

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 \sin at,$$

$$\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0 \sin (at - 90°),$$

и разность потенциалов между этими двумя клеммами

$$\mathcal{E}_{12} = \mathcal{E}_0 \sin at - \mathcal{E}_0 \sin (at - 90°) = \mathcal{E}_0 2 \sin (45°) \cos (at - 45°),$$

$$\mathcal{E}_{12} = \sqrt{2}\, \mathcal{E}_0 \sin (at + 45°).$$

Таким образом при соединении клемм a_1 и a_4 в один провод мы получаем три переменных электродвижущих силы одинакового периода, но с разностью фаз в 90 и 45°.

Две из этих электродвижущих сил имеют одинаковую амплитуду $\mathcal{E}_0$, третья же имеет амплитуду в $\sqrt{2} = 1{,}41$ раз бо́льшую.

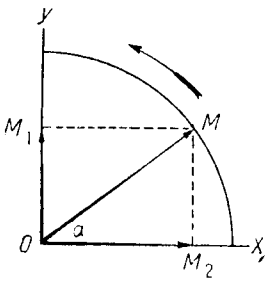


Рис. 519. Вращающееся магнитное поле.

539. Вращающееся магнитное поле. Двухфазным током можно воспользоваться для получения вращающегося магнитного поля, употребляемого в электродвигателях. Положим, что катушки (1, 3) и (2, 4) (рис. 518) питаются переменными токами одинаковых амплитуд, но с разностью фаз в 90°; каждая из этих катушек даст переменное магнитное поле, и напряжение этих полей будут тоже иметь одинаковые амплитуды, но разные фазы:

$$M_1 = M_0 \sin at,$$

$$M_2 = M_0 \sin (at - 90°) = M_0 \cos at.$$

Так как оба поля перпендикулярны друг к другу, то результирующее напряжение будет представлять (рис. 519) гипотенузу прямоугольного треугольника с катетами M_1 и M_2.

Величина результирующего напряжения будет:

$$M = \sqrt{M_1^2 + M_2^2} = M_0 \sqrt{\sin^2 at + \cos^2 at} = M_0.$$

Эта величина будет все время одна и та же.

Направление же поля M определится из

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{M_1}{M_2} = \frac{M_0 \sin at}{M_0 \cos at} = \operatorname{tg} at,$$

откуда

$$\alpha = at.$$

Значит угол α будет меняться с постоянною угловою скоростью α.

Таким образом из двух переменных магнитных полей с разностью фаз в 90° мы получаем магнитное поле, постоянное по величине, но вращающееся с угловою скоростью α.

Если поместить в такое поле магнитную стрелку (рис. 518), то она будет все время стремиться стать по направлению поля и будет следовательно вращаться в сторону увеличения α.

Если переменить направление тока в одной из катушек, то поле ее переменит знак, и мы получим:

$$\alpha = -at,$$

а это означает вращение в противоположную сторону.

Феррарис первый обратил внимание на то, что вращающееся магнитное поле по своим действиям эквивалентно полю вращающегося магнита, а потому, если поместить в это поле медный цилиндр, то в цилиндре этом возникнут индукционные токи, как в диске Араго (278, **291**), и взаимодействие индуцирующих и индуцируемых токов приведет цилиндр во вращение. Направление вращения цилиндра будет то же, что и направление вращения поля. При перемене направления тока в любой из катушек мы получим вращение цилиндра в противоположную сторону.

На этом принципе основаны современные так называемые *индукционные двигатели,* или *двигатели с вращающимся полем,* а также и некоторые измерительные приборы.

Заметим, что если следить за намагничиванием катушек, образующих вращающееся поле, то мы увидим, что северный магнетизм обходит последовательно все катушки, описывая полный круг во время одного периода T.

540. Трехфазный ток. — Наиболее употребительным из многофазных токов является в настоящее время трехфазный ток. Его можно получить при вращении электромагнита NS внутри кольца тремя катушками, расположенными на $\frac{1}{3}$ окружности друг от друга (рис. 520).

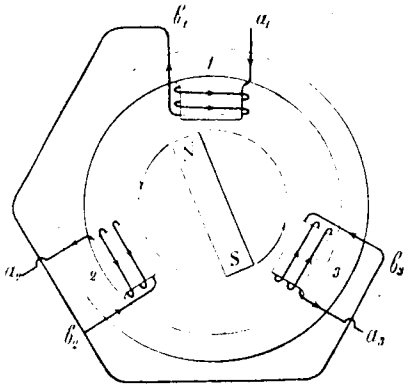


Рис. 520.

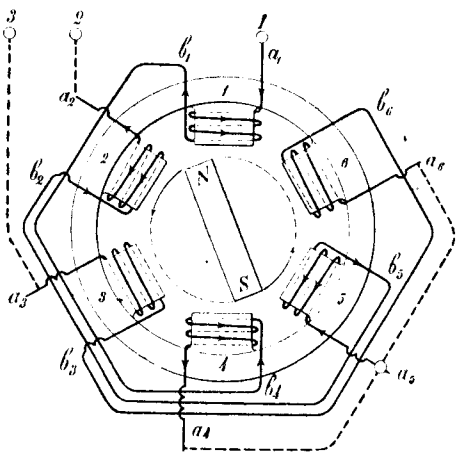


Рис. 521.

Трехфазный ток.

Ради получения более однородного магнитного поля лучше будет, если мы дополним это расположение еще тремя катушками (рис. 521) и соединим диаметрально противоположные катушки последовательно, подобно тому, как это мы делали с двухфазным током (стр. 534, рис. 518).

При вращении электромагнита NS в этих катушках возникнут электродвижущие силы одинаковой величины, но с разницею фаз в 120°, и мы получим:

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 \sin(at),$$
$$\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0 \sin(at - 120°),$$
$$\mathcal{E}_3 = \mathcal{E}_0 \sin(at - 240°).$$

Эти три электродвижущие силы изображены на рис. 522.

Три катушки имеют 6 концов проволок, но и здесь мы можем три конца, а именно a_4, a_5 и a_6, соединить вместе в один провод, и тогда получим только четыре конца проволок или четыре клеммы для соединения с внешней цепью. При этом токи, идущие из каждой катушки a_1, a_2 и a_3 в сеть, будут вновь возвращаться из сети по общему проводу a_5. Впрочем, если все эти три тока одинаковы, то сумма их равна нулю. Предоставляем читателю доказать, что

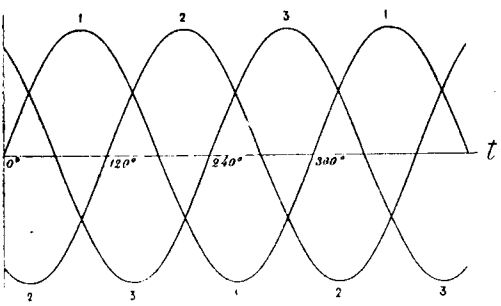


Рис. 522. Трехфазный ток.

$$J_0 \sin(at) + J_0 \sin(at - 120°) + J_0 \sin(at - 240°) = 0.$$

Доказать это можно непосредственно, раскрыв скобки при sin, или можно воспользоваться для доказательства рис. 522. Наконец можно применить векторную диаграмму (498, **513**). В последнем случае все три складываемых вектора должны образовать замкнутый треугольник, ибо сумма их должна быть равна нулю; кроме того в этом треугольнике все три угла должны быть равными. Отсюда непосредственно следует, что треугольник этот будет равносторонний, т. е. все J_0 должны быть тоже равны.

Итак при одинаковых J_0 в проводе a_4 у нас никакого тока не будет, и мы можем обойтись без этого провода. Обыкновенно и стараются делать J_0 одинаковыми, и тогда трехфазный ток можно проводить по трем проводам.

Эти три провода принято называть тремя *фазами*.

Остается еще добавить, что если мы, уничтожив четвертый провод трехфазной системы, включим в три ее ветви различные сопротивления, то силы токов уже не будут равными. Тем не менее, так как четвертого провода уже нет, все эти три тока должны в сумме равняться нулю (образовать замкнутый векторный треугольник); в таком случае между этими токами разности фаз будут уже неодинаковыми (образуется векторный треугольник с различными сторонами и неравными углами).

541. Соединение звездой и треугольником. — Разобранный нами способ соединения проводов трехфазного тока можно схематически изобразить на рис. 524, где a, b и c — три катушки, в которых возбуждаются электродвижущие силы $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$ и $\mathcal{E}_3$, и номера 1, 2, 3 и 0

соответствуют клеммам 1, 2, 3 и a_5 (рис. 521). Такая схема называется: *соединение звездой.*

Кроме того возможно еще *соединение треугольником* (рис. 523).

При соединении треугольником разность потенциалов между любыми двумя клеммами, например между клеммами 1 и 2, будет очевидно равна электродвижущей силе, возникающей в соответственной катушке, в данном случае в катушке a, а именно:

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 \sin(at).$$

При соединении звездой (рис. 524) между клеммами 1 и 2, а также и между другими клеммами, мы получим разность потенциалов, равную

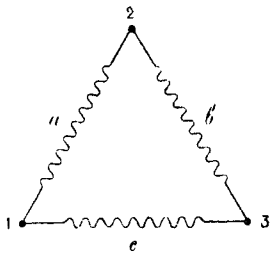


Рис. 523. Соединение треугольником.

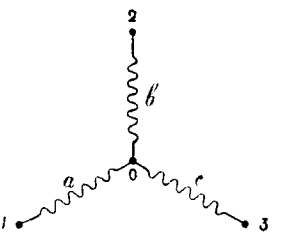


Рис. 524. Соединение звездой.

сумме электродвижущих сил двух катушек, например a и b. При сложении этих двух электродвижущих сил не нужно забывать, во-первых, что они противоположны по знаку, потому что нулевая точка находится между ними, во-вторых, что они разных фаз. Разность потенциалов между двумя любыми клеммами будет:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin(at) - \mathcal{E}_0 \sin(at - 120°) = \mathcal{E}_0 2 \sin(60°) \cos(at - 60°);$$

$$\mathcal{E} = \sqrt{3}\mathcal{E}_0 \sin(at + 30°).$$

Мы видим, что при соединении звездой разность потенциалов между клеммами оказывается в $\sqrt{3} = 1{,}73$ раза больше, чем при соединении треугольником.

Что касается силы тока, то мы получаем как раз обратное соотношение, потому что при соединении звездой в проводе № 1 идет тот же ток, как и в катушке a, тогда как при соединении треугольником в провод № 1 идет ток и из катушки a и из катушки c.

В практике встречаются еще комбинации из обоих рассмотренных соединений, но наиболее употребительно соединение звездой.

542. Вращающееся поле трехфазного тока. — При помощи трехфазного тока тоже можно получить вращающееся поле. Для этого ток пускают в три катушки (рис. 520 и 521), расположенные по окружности на расстоянии 120° друг от друга. Магнитные поля этих трех катушек имеют тоже разность фаз в 120° и складываются в одно результирующее поле постоянной величины. Результирующее магнитное поле будет равномерно вращаться, совершая полный оборот за время одного полного периода тока T. Следя например за северным магне-

тизмом катушек (рис. 520), мы увидим его переходящим последовательно от одной катушки к другой во время $\frac{1}{3}T$ и совершающим полный оборот во время одного периода T.

Предлагаем читателю самому проследить за вращением поля при помощи геометрического построения равнодействующих трех полей в различные моменты времени. Само собою разумеется, что вращающееся поле трехфазного тока, так же как и тока двухфазного (532, **539**), может приводить во вращение медный цилиндр Феррариса и потому применяется в современных электродвигателях.

543. Многополюсное расположение. — Мы видели, что для получения трехфазного переменного тока (стр. 533, рис. 521) необходимо вращать электромагнит NS внутри кольца, образованного из шести катушек.

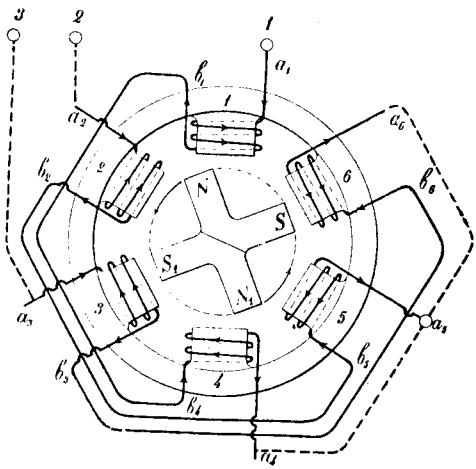


Рис. 525. Четырехполюсная схема.

Если сделать этот электромагнит двойным (рис. 525), то перед каждой катушкой за время одного оборота пройдет не один, а два северных полюса. При том же числе оборотов электромагнита мы получим переменный ток с вдвое меньшим периодом; наоборот, желая получить тот же период, мы можем вращать электромагнит вдвое медленнее. Очевидно, что если электромагнит будет иметь n пар полюсов, то для получения переменного тока того же периода его нужно будет вращать в n раз медленнее, чем при двухполюсном магните. Такими *многополюсными* электромагнитами часто пользуются на практике, где вращение со скоростью в 50 оборотов в секунду, которая необходима для получения периода $T = \frac{1}{50}$ секунды, представляет существенные неудобства.

Заметим только, что при электромагните о двух парах полюсов (рис. 525) в противоположных катушках возникают токи *одинакового* направления, а не *противоположного*, как это было у нас при обыкновенном электромагните (рис. 521); поэтому соединение катушек 1 и 4, 2 и 5, 3 и 6 здесь будет иное, как это легко видеть из сравнения рис. 521 и 525.

Если при расположении катушек, показанном на рис. 525, пустить в них трехфазный ток, то и в этом случае северный магнетизм будет последовательно переходить от одной катушки к соседней во время $\frac{1}{3}T$ и следовательно сделает полный оборот по всем 6 катушкам во время $2T$. Мы получим таким образом то же вращающееся магнитное поле,

но его угловая скорость будет вдвое меньше, а период обращения вдвое больше прежнего.

При данном нам периоде тока T мы можем таким образом получать вращающееся магнитное поле с периодом вращения в T, $2T$, $3T$ и т. д.

IV. ПЕРЕМЕННЫЕ ТОКИ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

544. Форма кривых переменного тока. — До сих пор мы рассматривали только электродвижущие силы и силы токов, меняющиеся со временем *гармонически*. Но на практике имеется много причин, вследствие которых форма кривых тока отступает от синусообразной формы.

Во-первых, уже при возникновении переменного тока при движении проводников в магнитном поле могут быть различные неправильности как в распределении самого поля, так и в самих проводниках.

Тот способ получения переменного тока, который был указан нами раньше (505, **517**), а именно равномерное вращение витка проволоки в однородном магнитном поле, представляет собою только простейшую схему. На самом деле в электромашинах магнитное поле далеко не однородно, а сконцентрировано около полюсов индукторов; кроме того сердечник машины большею частью имеет выступы или зубцы,

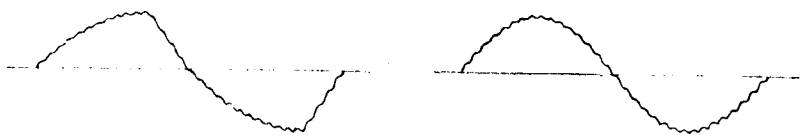


Рис. 526. Исправление кривой переменного тока.

между которыми уложены проволоки. Наконец движение витков относительно магнитного поля, как увидим ниже, тоже не всегда бывает вращательное, а иногда и поступательное. От всех этих причин изменение магнитного потока со временем, а вместе с ним и электродвижущая сила в движущемся витке проволок, изменяется не строго гармонически (синусообразно), а например по кривой, изображенной на рис. 526 a.

Между тем практика показала, что в большинстве случаев желательно иметь переменную электродвижущую силу, по возможности близкую к синусообразной. С этой целью часто исправляют форму кривой электродвижущей силы машины, соединяя последовательно несколько витков, которые не одновременно проходят мимо полюса, а немного запаздывают друг относительно друга. Оказывается, что таким путем из кривой рис. 526 a удается получить кривую рис. 526 b, которая гораздо ближе подходит к синусообразной кривой.

В современных электромашинах отступления от синусообразной кривой электродвижущей силы допускаются не более как на 5%.

Какова бы ни была форма кривой данного нам периодически изменяющегося вольтажа, у нас имеется много способов для изменения этой формы. Так как этот вопрос в настоящее время получил большое практическое значение, то мы рассмотрим наиболее важные случаи этих изменений.

545. Влияние состава цепи на форму кривой силы тока. — Для выяснения вопроса, как влияют на форму кривой переменного тока сопротивление, самоиндукция и емкость цепи, нагляднее всего будет, если мы воспользуемся теоремой Фурье (503, **516**).

Представим себе, что данный нам переменный вольтаж состоит из суммы нескольких переменных вольтажей чисто гармонического характера (обертоны). При сопротивлении r мы имеем для максимального значения каждого из гармонических токов соотношение (507, **518**):

$$J_0 = \frac{V_0}{r},$$

которое нисколько не зависит от *частоты* выбранного нами обертона; следовательно при переходе от разности потенциалов к силе токов *все* члены суммы претерпевают одинаковое изменение, и форма кривой силы тока будет та же, что и форма кривой вольтажа.

При включении самоиндукции L амплитуда гармонически переменного тока определяется формулою (507, **519**)

$$J_0 = \frac{V_0}{aL},$$

из которой видно, что чем больше a, т. е. чем больше частота, тем слабее будет ток. Форма кривой тока в данном случае изменится: верхние обертоны будут выражены слабее, чем в кривой вольтажа; кривая сгладится и будет ближе подходить к синусообразной кривой основного периода.

Емкость имеет как раз обратное действие. На основании формулы (509, **520**):

$$J_0 = aC \cdot V_0$$

мы заключаем, что нижние гармонические токи, составляющие суммарный ток, будут ослаблены сильнее, чем верхние; кривая силы тока будет иметь бо́льшие неровности, чем кривая вольтажа.

В последних двух случаях на форму результирующего тока будут влиять кроме того *различные сдвиги фаз* различных обертонов, причем эти сдвиги под влиянием самоиндукции и емкости будут взаимно противоположны.

Все эти теоретические выводы вполне оправдываются и непосредственным опытом, как это мы увидим ниже, при описании *осциллографов*, — приборов, дозволяющих непосредственно наблюдать и регистрировать формы кривых переменного тока.

546. Переменная проницаемость. — Предположим, что разность потенциалов на концах обмотки электромагнита дана в виде:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cdot \cos at;$$

такою же формулою будет выражаться и быстрота изменения потока индукции в электромагните, между тем как сам поток индукции, оставаясь гармоническим, будет отставать от электродвижущей силы на 90° (523, **532**). Поэтому индукция в электромагните может быть выражена формулою:

$$B = B_0 \sin at.$$

С другой стороны, индукцию можно выразить через напряжение магнитного поля u через силу тока (252, **267**):

$$B = \mu M = \mu 4\pi n_1 J.$$

Если бы проницаемость μ была постоянна, то на основании этих формул сила тока получилась бы тоже гармоническая (511, **521**). Но на самом деле проницаемость не есть постоянная величина (205, **224**), а меняется с напряжением поля. Поэтому зависимость индукции B от напряжения магнитного поля M изображается не прямою, а *кривою* линией. Если пренебречь пока явлением гистерезиса, то зависимость B от M можно изобразить кривою рис. 527. Этою кривою можно воспользоваться для того, чтобы по данной нам переменной электродвижущей

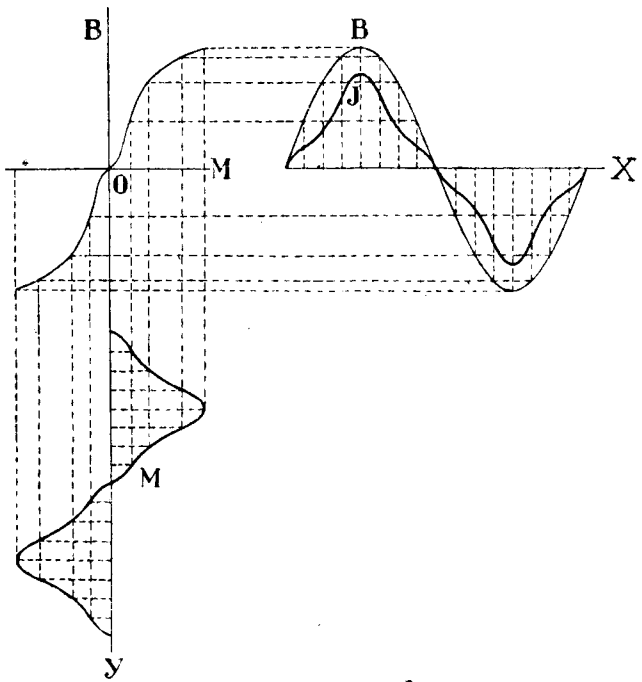


Рис. 527. Влияние переменной проницаемости на форму кривой переменного тока.

силе или по данной нам индукции B определить силу тока в электромагните для каждого момента времени чисто графическим приемом. Удобнее всего для этого поступить следующим образом.

Начертим по горизонтальной линии OX синусоиду $B_0 \sin at$; разделим ее период на 16 равных частей и соответствующие высоты этой синусоиды вынесем налево на кривую (BM). На вертикальной оси OY отложим тоже равные промежутки времени и для каждого момента времени перенесем сюда с кривой (BM) соответствующие значения напряжения магнитного поля M. Мы получим таким образом кривую изменения магнитного напряжения. Сила тока будет иметь для своего изображения

такую же кривую, как и напряжение магнитного поля, потому что одно другому строго *пропорционально*, а пропорциональность никаких искажений не вносит.

Для наглядности мы перенесем кривую силы тока на тот же чертеж, где у нас начерчена индукция и электродвижущая сила, т. е. на ось OX.

Из этого последнего чертежа мы видим прежде всего, что кривая силы тока значительно отличается от синусоиды: у нее появились на максимальных местах горбы. Это произошло оттого, что при больших значениях индукции, близких к насыщению железа, коэфициент магнит-

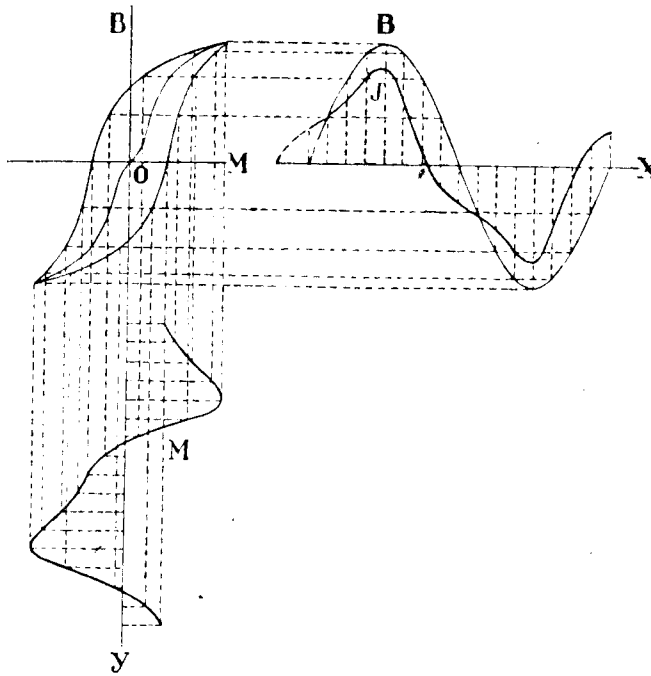


Рис. 528. Влияние гистерезиса на форму кривой переменного тока.

ной проницаемости падает (рис. 225, стр. 206, **224**); вместе с ним уменьшается самоиндукция, а сила тока растет.

Далее, мы видим, что, несмотря на деформацию, кривая силы тока все же осталась *симметричною* относительно оси OX; это означает, что ток, идущий в ту и другую сторону по обмотке электромагнита, один и тот же, или, другими словами, — средняя сила тока за целый период осталась равною нулю, как и при синусоиде.

Наконец мы можем заметить, что нулевые точки силы тока совпадают с нулевыми точками индукции и следовательно отстоят от нулевых точек электродвижущей силы на *четверть* периода, как и в случае постоянной проницаемости.

547. Влияние гистерезиса. — Теперь повторим все наше построение, приняв во внимание и гистерезис. Это построение исполнено на рис. 528 и не требует никаких дополнительных разъяснений.

В результате мы опять получили деформированную кривую для силы тока, и опять она оказалась симметричной относительно оси OX, только теперь ее нулевые точки сдвинулись влево и придвинулись к нулевым точкам электродвижущей силы на угол меньший, чем 90°. Это указывает нам на то, что в электромагните происходит постоянная трата энергии. Но мы уже знаем (210, **229**), что при гистерезисе и должна теряться энергия, идущая на нагревание железного сердечника.

Если сердечник недостаточно тонко расслоен и в нем возникают токи Фуко или если на том же сердечнике навита еще вторая катушка, как в трансформаторе, и в этой катушке течет индукционный ток, то кривая сила тока в первичной обмотке еще более изменится и еще более сдвинется влево, как это мы выяснили, изучая работу трансформатора (523, **532**). Однако ни токи Фуко, ни токи вторичной обмотки сами по себе, без влияния железа и его гистерезиса, не могли бы исказить формы синусоиды силы тока, потому что при них все величины остаются строго пропорциональными друг другу. Если бы мы изображали эти зависимости на чертеже, то у нас получились бы *прямые* линии, между тем как для зависимости магнитной индукции от напряжения магнитного поля мы имеем *кривую* линию и, как легко видеть, эта *кривизна* линии и служит причиною деформации кривых.

548. Выпрямители тока. — Кривые линии, которые служат для графического изображения зависимости одной величины от другой для данного материала и для данного прибора, очень часто теперь называются *характеристиками*.

Характеристика индукции и напряжения поля в электромагните (BM), с которой мы имели дело в предыдущем параграфе, имеет ту особенность, что она *симметрична*, т. е. имеет одинаковую форму для положительных и отрицательных значений рассматриваемых величин. Поэтому при симметрично меняющейся электродвижущей силе у нас и сила тока получалась тоже симметричной, и средняя сила тока равнялась нулю. Но бывают такие случаи, когда в цепи включены приборы, имеющие *несимметричную* характеристику; в таком случае вместе с искажением синусообразной кривой получается еще неравенство ее положительных и отрицательных частей. Если такая деформированная кривая изображает силу тока, то *площади*, очерчиваемые этой кривой по обе стороны оси времен, будут равны количеству электричества (517, **526**), протекающего в цепи в ту и другую сторону. Поэтому, если положительные и отрицательные площади кривой тока неравны друг другу, то движение электричества будет происходить в одну сторону сильнее, чем в другую, и средняя сила тока за целый период уже не будет равна нулю. Если мы включим в цепь такого деформированного переменного тока обыкновенный гальванометр *постоянного* тока, подвижная часть которого вследствие своей инерции не в состоянии следовать за быстрыми переменами тока, то стрелка гальванометра все же отклонится и будет указывать некоторую *среднюю* силу одностороннего тока в цепи. Таким образом вследствие деформации кривой, часть переменного тока как бы превратилась в ток постоянного направления, и получился прямой ток без обратного. На этом основании приборы, имеющие асимметричную характеристику, получили название *выпрямителей*.

Примером такого выпрямителя может служить следующее приспособление, указанное Грецом. В раствор двууглекислого натрия погружают два разных электрода: один алюминиевый и другой железный. Оказывается, что такая комбинация пропускает ток нормально только тогда, когда алюминий служит катодом; в противоположном же направлении ток почти не проходит.

Аналогичным свойством обладает прерыватель Венельта (511, **331**).

Браун открыл, что контакт острея с некоторыми кристаллами тоже обладает односторонней электропроводностью и пропускает ток главным образом в направлении от острея к кристаллу. Такие выпрямители употребляются теперь в радиотелеграфии и называются *кристалл-детекторами.*

Наконец наиболее употребительны в настоящее время выпрямители, основанные на асимметрии газовых разрядов. Мы видели (410, **434**), что если один из электродов газового разряда накален (испускает электроны), то разряд происходит даже при небольших разностях потенциалов, если раскаленный электрод служит катодом: для разряда в обратном направлении требуются значительные напряжения.

Действие выпрямителя можно наблюдать гальванометром постоянного тока.

Если мы введем в цепь *переменного* тока такой гальванометр, то стрелка его не будет в состоянии следовать за изменениями обычно применяемого переменного тока (обыкновенно 100 перемен в секунду), и будет стоять на нуле. Но если мы введем в цепь выпрямитель, то гальванометр отклонится по направлению, соответствующему выпрямленному току. Очевидно при этом отклонение гальванометра будет показывать среднюю силу тока (разность положительных и отрицательных площадей кривой тока); при симметричной кривой переменного тока отклонение было равно нулю.

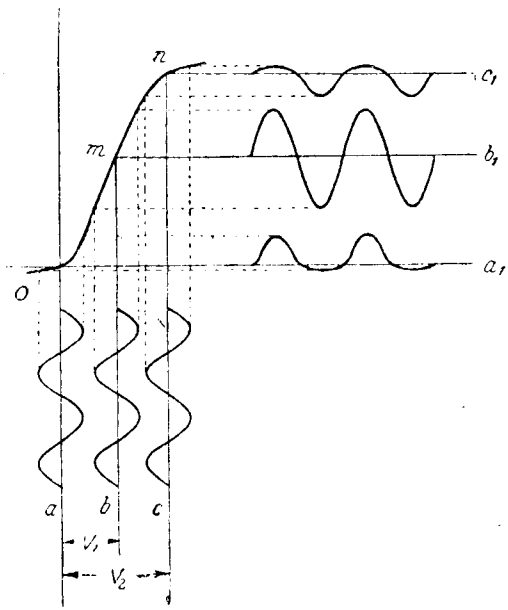


Рис. 529. Диаграмма выпрямителя.

Рассмотрим теперь несколько подробнее действие выпрямителя и пусть зависимость силы тока от разности потенциалов изображается характеристикой рис. 529. Эта кривая *асимметрична*: при отрицательном направлении электрического поля сила тока так мала, что ею можно пренебречь и считать, что прибор проводит ток только в одну сторону. Такую примерно характеристику имеют трубки с раскаленным катодом.

Далее положим, что данная нам разность потенциалов меняется строго гармонически, симметрично в обе стороны тогда сила тока изобразится кривой a_1, у которой положительные подъемы будут гораздо бóльше отрицательных; мы получим, хотя и не постоянный, но *односторонне* пульсирующий ток в цепи. Нечто другое мы получим, если кроме переменной электродвижущей силы мы включим еще и постоянную разность потенциалов V_1; тогда изменение разности потенциалов изобразится кривой b, а соответствующая этой кривой сила тока будет вполне симметричная кривая b_1. Никакого выпрямления мы не получим, потому что участок характеристики около точки m прямолинейный. Наконец, если мы повысим постоянный потенциал еще более до V_2, и прибор будет работать около точки n характеристики, то мы опять получим выпрямление тока, но уже в сторону обратную прежнему.

549. Ртутный выпрямитель. — В последнее время в технике появились выпрямители Купер-Юитта, представляющие собою вольтову дугу в парах ртути. Один из электродов вольтовой дуги сделан из ртути, а другой из графита. Ртутный электрод сам собою постоянно поддерживается в горячем состоянии и таким образом в особенности пригоден играть роль катода. Напротив того, холодные графитовые электроды катодами быть не могут. Поэтому, если соединить такую ртутную лампу с источником переменного тока, то ток внутри лампы будет итти только в направлении от графита к ртути.

Ртутный выпрямитель Купер-Юитта представляет собою стеклянный сосуд AKB (рис. 530), из которого выкачан воздух; отростки K и C содержат в себе ртуть, A_1 и A_2 суть электроды, сделанные из графита. Колпак B служит для охлаждения паров ртути, которые затем падают в виде капелек обратно в отросток K. Цепь переменного тока примыкает к точкам D и F трансформатора DF, средняя точка E которого соединяется с ртутным электродом K.

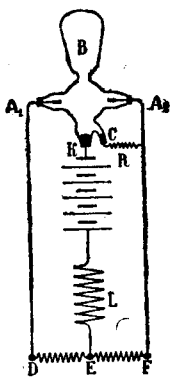


Рис. 530.

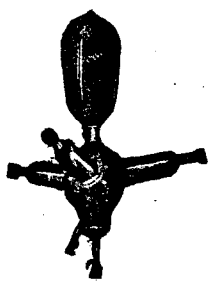


Рис. 530а.

Ртутный выпрямитель.

Для приведения выпрямителя в действие его наклоняют немного так, чтобы ртуть электродов K и C образовала замыкание. Образующаяся при этом вольтова дуга ионизирует пары ртути в сосуде, после чего ток начинает проходить между электродами A и K; таким образом добавочный электрод C служит только для приведения снаряда в действие. Так как ртуть постоянно сохраняет высокую температуру, а угольные электроды остаются холодными, то ток может проходить только от угля к ртути. Легко видеть, что если в течение одной половины периода переменного тока ток шел от электрода A_1 к K, то в течение другой половины он должен итти от A_2 к K.

Для того чтобы не дать току спускаться до нуля, что повлекло бы за собою прекращение действия выпрямителя, в цепи KE устанавливается самоиндукция L, которая сглаживает острые концы кривой тока.

Между K и L на рис. 530 показана батарея аккумуляторов, которую, пользуясь выпрямителем, можно заряжать от сети переменного тока.

На рис. 531 показана схема присоединения подобного же выпрямителя к цепи трехфазного тока, при котором сила выпрямленного тока более постоянна.

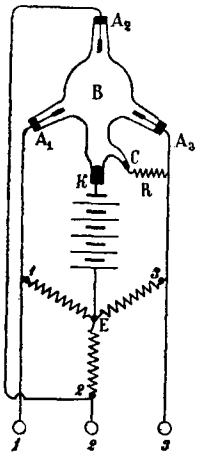


Рис. 531. Ртутный выпрямитель.

На рис. 530*а* и 531*а* представлен внешний вид выпрямителей для однофазного и трехфазного токов.

Подобные выпрямители устраиваются в настоящее время для технических надобностей в большом размере, причем вместо стеклянного сосуда употребляются чугунные сосуды, соответственным образом изолированные от электродов.

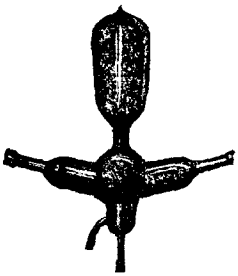


Рис. 531а. Ртутный выпрямитель.

Техника выработала ртутные выпрямители, выдерживающие нагрузку в 100 килоуатт и дающие при выпрямлении до 90 % полезного действия.

550. Катодные выпрямители.— При больших разностях потенциалов в несколько тысяч вольт вышеописанные ртутные выпрямители уже непригодны; тогда применяются *катодные* (термоионные) выпрямители.

На рис. 532 изображен общий вид подобного катодного выпрямителя. Катод образован из вольфрамовой проволочки, свернутой спиралью. Воздух тщательно удален не только из самого сосуда, но и стенок сосуда и из материала электродов. Это делается, подвергая все части трубки высокой температуре во время самого выкачивания воздуха. Тщательное удаление воздуха необходимо для того, чтобы и во время разрядов, когда трубка и электроды нагреваются, пространство между электродами постоянно оставалось по возможности пустым.

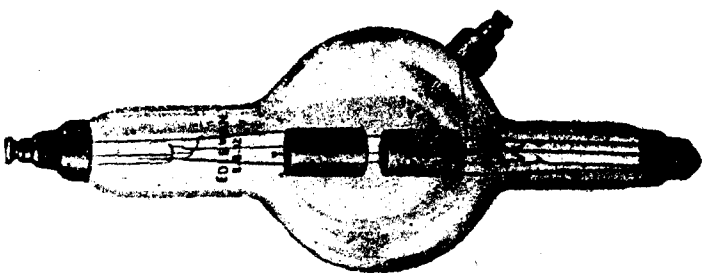


Рис. 532. Катодный выпрямитель.

Разность потенциалов электродов может здесь доходить до 150 000 вольт, а сила тока бывает в несколько миллиампер.

На рис. 533 показано соединение катодного выпрямителя с конденсатором, который служит резервуаром электричества для более равномерной подачи его в питаемый выпрямленным током аппарат; аппарат

нужно себе представлять помещенным влево от рисунка. Источником переменного тока служит вторичная обмотка трансформатора L.

На рис. 534 соединены два выпрямителя параллельно для получения *обеих* половин переменного тока выпрямленными в одну и ту же сторону (на рис. 534 — выход выпрямленного тока вверх и вниз). Это соединение аналогично соединению, показанному на рис. 530 для ртутного выпрямителя.

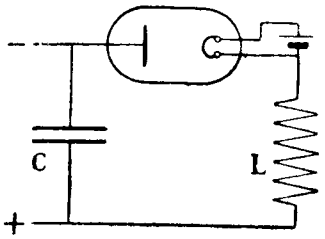


Рис. 533.

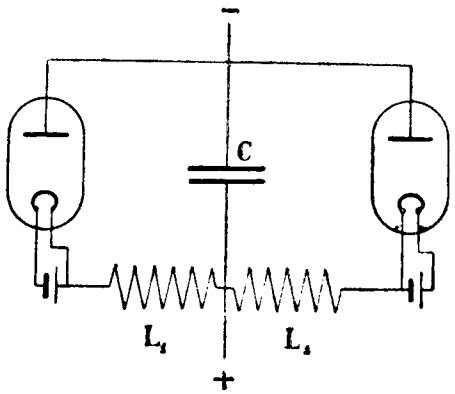


Рис. 534.

Наконец на рис. 535 представлено последовательное соединение двух катодных выпрямителей с двумя конденсаторами C_1 и C_2 и самоиндукцией L. Действие этой комбинации подобно действию обыкновенного клапанного насоса. Если в L представить себе поршень насоса, периодически движущийся вверх и вниз (переменная электродвижущая сила), а в K_1 и K_2 два клапана (выпрямители), открывающиеся только в одну сторону (для электронов только *влево*), и наконец в C_1 и C_2 представить себе резервуары для накопления воды или, как это часто употребляется при насосах, закрытые, наполненные воздухом колпаки, то действие представленной на чертеже схемы катодного выпрямителя станет совершенно ясным без особых объяснений.

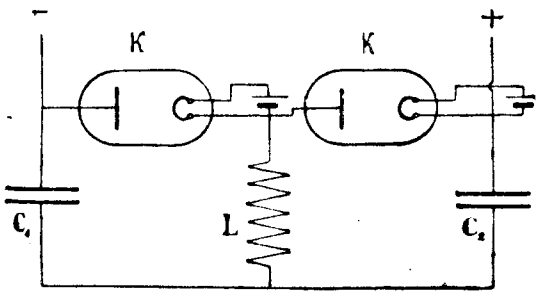


Рис. 535.



Рис. 536. Влияние емкости на выпрямление тока.

Самый процесс выпрямления тока можно несколько подробнее описать следующим образом. На рис. 536 пунктиром представлена кривая переменного тока; если выпрямитель пропускает ток только в одну сторону, то мы получим только верхние половины синусоиды, или только нижние половины, смотря по тому, как поставлен выпрямитель. Если

же мы параллельно с выпрямителем поставим большую емкость (рис. 533), то в первую четверть периода емкость зарядится почти до максимального своего потенциала, а потом во время ослабления тока в течение того полупериода, когда ток совсем не идет, емкость будет постепенно

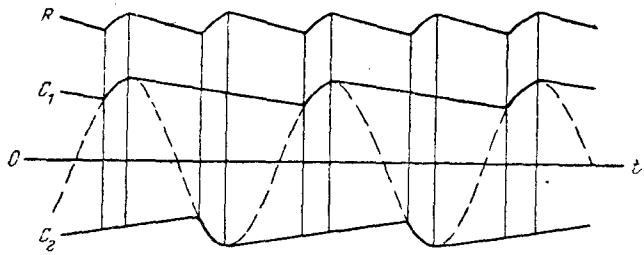


Рис. 537. Действие двух выпрямителей.

отдавать свой заряд. В следующий затем период этот процесс повторится и т. д. Чем больше емкость и самоиндукция цепи, тем медленнее будет теряться накопленный в емкости запас электричества и тем бо́льшая разность потенциалов еще останется к моменту начала нового периода. Следовательно при параллельном включении емкости кривая электрического тока уже не будет состоять из отдельных толчков, а будет иметь вид, приблизительно изображенный на рис. 536 сплошною кривою.

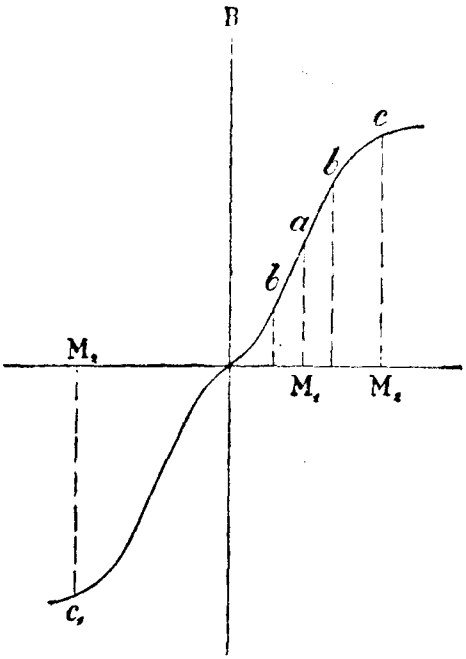


Рис. 538. Регулировка самоиндукции.

При постановке двух выпрямителей (рис. 534) мы получим от каждого из них разности потенциалов на обкладках емкости, которые изобразятся подобными же кривыми, но сдвинутые друг относительно друга на полпериода (рис. 537). Вследствие этого во внешней цепи мы получим сумму двух таких электродвижущих сил, которая будет почти вдвое больше первичной, и выпрямление будет еще более совершенное (на рис. 537 сплошная кривая).

551. Регулировка самоиндукции. — Вернемся опять к рассмотрению характеристики (*BM*) железа. Предположим, что на одном и том же сердечнике электромагнита намотаны две катушки; по одной из них течет постоянный ток, а по другой — переменный. Тогда в сердечнике мы получим две магнитодвижущие силы и следовательно два магнитных поля: одно — постоянное и другое — переменное:

$$M_1 + M_0 \sin at.$$

Для того чтобы вычислить самоиндукцию катушки переменного тока, нам необходимо знать проницаемость железа μ, т. е. отношение индукции к напряжению магнитного поля в пределах изменения переменного тока.

Нарисовав характеристику (BM) (рис. 538) и взяв на ней точку a, соответствующую постоянному напряжению M_1, мы можем при небольшом значении M_0 принять характеристику за прямую и считать отношение B к M в пределах между точками bab постоянным. Легко видеть, что это отношение будет равно тангенсу угла наклонения характеристики у точки a к горизонтальной оси [1]. Мы можем назвать μ крутизну характеристики (BM). В различных точках кривой, т. е. для различных значений постоянного поля M_1, крутизна характеристики, а следовательно и величина μ для нашего переменного тока будет различною. Зависимость μ от напряжения поля можно изобразить кривой, вроде той, которая у нас показана на рис. 225 (206, 224).

Таким образом при изменении силы постоянного тока и напряжения его магнитного поля M_1 изменяются и среднее значение μ и средняя величина самоиндукции L катушки, по которой течет переменный ток. Около напряжения поля в 7 гаусс уже небольшие изменении напряжения поля дают значительные изменения самоиндукции катушки. Этим обстоятельством иногда пользуются в технике и устраивают в катушках самоиндукции (в дросселях), включенных в цепь переменного тока, вторую обмотку, питаемую постоянным током. Регулируя силу этого постоянного тока, можно изменять самоиндукцию и кажущееся сопротивление катушки и тем самым регулировать силу переменного тока в главной цепи.

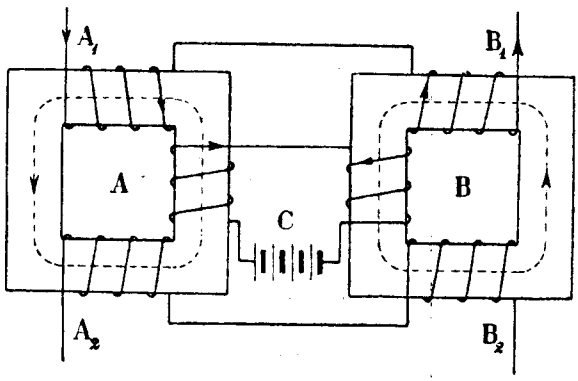


Рис. 539. Трансформатор частоты.

552. Трансформатор частоты. — На применении вспомогательной обмотки с постоянным током основаны также трансформаторы, при помощи которых можно увеличивать в несколько раз частоту переменного тока. Из многочисленных предложенных для этой цели схем мы рассмотрим здесь только одну, наиболее наглядную. Два трансформатора (рис. 539) имеют первичные обмотки A_1 и B_1, соединенные последовательно. Сила *постоянного* тока в добавочной катушке C подобрана так, чтобы индукция в обоих трансформаторах была близка к насыщению, т. е. чтобы переменный ток работал у той точки характеристики, где она имеет сильный перегиб (см. точку c или c_1 на рис. 538). Вследствие этого, несмотря на строго гармоническую силу тока (рис. 540a),

[1] Это соотношение имеет место только тогда, если B и M нанесены в одинаковых масштабах.

поток магнитной индукции будет изменяться только в меньшую сторону, и кривая его изменения будет иметь вид, как на рис. 540*b*. Обмотка постоянного тока *c* сделана так, что она действует на оба трансформатора в противоположных направлениях, поэтому и кривые намагничивания в обоих трансформаторах будут сдвинуты друг относительно друга

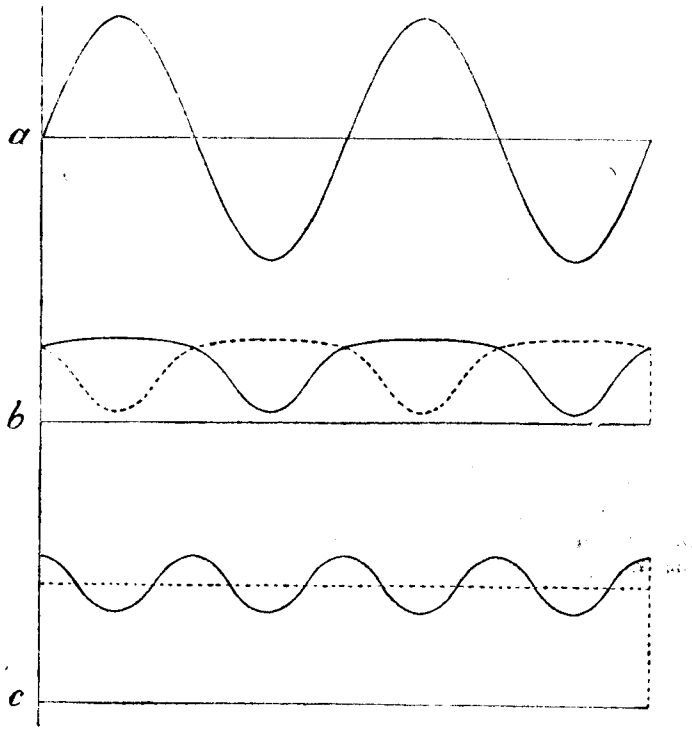


Рис. 540. Трансформация частоты.

на полпериода, как это показано на рис. 540*b* (пунктир). Таким образом электродвижущая сила во вторичной обмотке A_2B_2 будет получать толчки то от одного, то от другого трансформатора (рис. 540 *b*, *c*), следующие друг за другом каждые полпериода. В результате мы получим в обмотке A_2B_2 частоту вдвое бо́льшую, чем в обмотке A_1B_1.

Аналогичным расположением можно достигнуть и многократного увеличения частоты.

V. ПРИБОРЫ И ИЗМЕРЕНИЯ

553. Амперметры, вольтметры. — Для измерения силы переменных токов не могут быть применены ни гальванометры с подвижной магнитной стрелкой, ни гальванометры с неподвижным магнитом и подвижной катушкой, потому что во всех подобных инструментах вместе с переменою направления тока меняется и направление отклонения подвижной части, а при частоте тока, равной 50 в секунду, подвижная часть не будет успевать следовать за переменою направления тока, и гальвано-

метр будет стоять на нуле. Что же касается электродинамометров (297, **313**), гальванометров с подвижным железом (298, **315**) и тепловых гальванометров (301, **320**), то все они, при соответственной градуировке, могут быть устроены как амперметры и как вольтметры переменного тока. Конечно при этом надо по возможности избегать влияния гистерезиса и токов Фуко.

554. Индукционные приборы. — Кроме перечисленных типов измерительных приборов возможны еще инструменты, предназначенные исключительно для переменных токов и основанные на явлении индукции.

В системе Бенишке (рис. 541) переменный ток подводится к электромагниту *M*, в между полюсном пространстве которого может вращаться легкий алюминиевый диск *S*. Немного в стороне, к полюсам электромагнита прикреплена замкнутая на себя катушка *B*. Как в диске *S*, так и на катушке *B* возникают индукционные токи одинакового направления, которые притягивают друг друга, вследствие чего диск *S* начинает вращаться. С подобным же явлением мы уже встретились в опытах Э. Томсона (стр. 530, рис. 514, **535**), только вместо катушки *B* там был медный лист *C*. Фирма „Всеобщая компания электричества" строит различные приборы, основанные на этом принципе, между прочим и регуляторы дуговых ламп переменного тока.

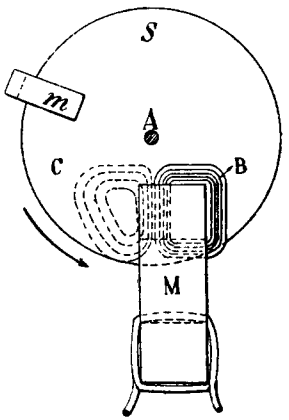


Рис. 541. Прибор Бенишке.

Если на оси диска *A* поместить пружину, то диск не будет вращаться, а только повернется на некоторый угол, который может служить мерою силы тока, идущего по обмотке *B*. Таким образом из этого прибора

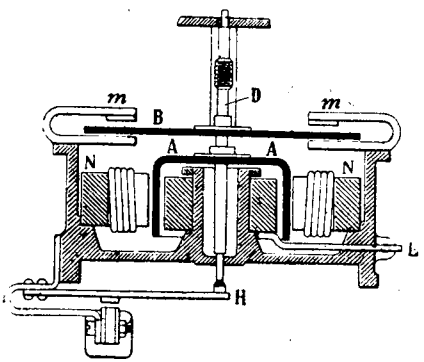


Рис. 542.

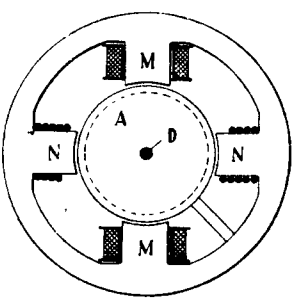


Рис. 543.

Схема прибора с вращающимся полем.

можно устроить амперметр или вольтметр. Для успокоения качаний диска *S* вблизи него помещают еще небольшой постоянный магнит *m*.

На принципе вращающегося поля (534, **539**) основаны инструменты фирмы „Сименс и Гальске". Переменный ток пускается в два электро-

магнита M и N (рис. 543), обмотки которых соединены параллельно; одна из обмоток имеет гораздо бо́льшую самоиндукцию, чем другая, вследствие чего их токи разнятся в фазе почти на 90°. Образующееся вследствие этого вращающееся поле приводит во вращение алюминиевый колокол A (рис. 542). Вращение этого колокола задерживается закручиванием пружины D, и колокол только поворачивается на некоторый угол; вместе с колоколом отклоняется и соединенная с ним стрелка прибора. Алюминиевый диск B насажен на одной оси с колоколом A, а постоянные магниты m служат для успокоения качаний всей подвижной системы AB.

555. Ваттметр.— Устройство ваттметров для переменного тока такое же, как и для тока постоянного (300, **319**). Кроме того для переменного тока возможны ваттметры индукционного типа. Так как в одной из катушек ваттметра, а именно в той, которая с бо́льшим сопротивлением и которая включается в ответвление как вольтметр, течет ток почти в одной фазе с электродвижущей силой $\mathcal{E}$, тогда как в другой катушке, включенной в цепь, сила тока находится в одной фазе с силою тока в главной цепи J, то среднее взаимодействие между катушками пропорционально $\mathcal{E}_e J_e \cos\varphi$ (529, **534**), т. е. пропорционально средней мощности, потребляемой данной цепью.

556. Измерение мощности.— Средняя мощность переменного тока, как известно, равна:

$$U_m = \mathcal{E}_e J_e \cos\varphi,$$

где $\mathcal{E}_e$ и J_e суть эффективные значения разности потенциалов и силы тока. Хотя эти именно эффективные значения и указываются обыкновенно измерительными приборами, тем не менее измерение мощности переменного тока не может быть сделано с помощью амперметра и вольтметра, как это показано на схеме для постоянного тока на стр. 300, **318**, (рис. 339), потому что необходимо еще знать $\cos\varphi$. Правда, имеются приборы, устройство которых аналогично прибору, изображенному на рис. 543, и которые указывают разность фаз φ, но эти *фазометры* сравнительно редко употребляются. Поэтому проще всего для определения мощности переменного тока применять ваттметр.

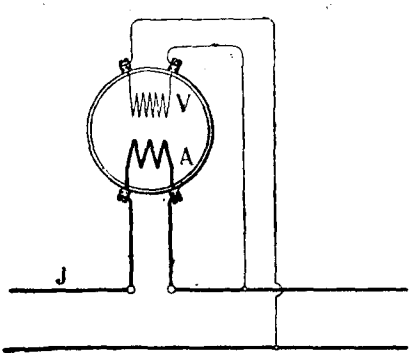


Рис. 544. Непосредственное присоединение ваттметра к цепи.

Соединение катушек ваттметра (A — амперы, V — вольты) с цепью показано на рис. 544.

При измерении мощности трехфазного тока необходимо измерить мощность, поглощаемую каждой цепью в отдельности, и затем все эти мощности сложить. Положим, что в данной нами цепи (рис. 545) энергия поглощается в трех проводниках $(1, O)$, $(2, O)$ и $(3, O)$, соединенных

звездою. Для определения мощности включаем катушку A уаттметра в первую цепь у точки a, вторую же катушку V соединяем с конечными

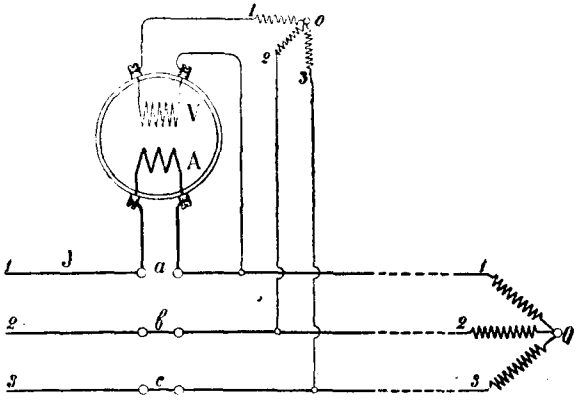


Рис. 545. Измерение мощности трехфазного тока.

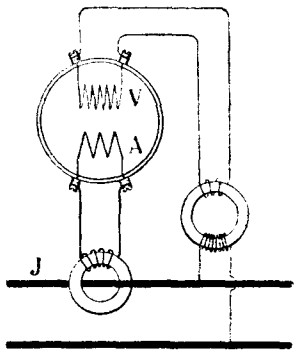


Рис. 546. Применение измерительных трансформаторов.

точками проводника $(1, O)$. Но если проводник и его нулевая точка O находятся далеко, то можно получить у уаттметра искусственную нулевую точку o, соединив три больших сопротивления $(1, O)$, $(2, O)$ и $(3, O)$ звездою, как показано на рис. 545. Точки O и o будут иметь одинаковые потенциалы, и мы можем присоединить катушку V к точкам o и a, причем уаттметр покажет мощность, поглощаемую цепью (1,0).

Подобным же образом измеряется мощность и других двух цепей.

Когда по измеряемой цепи идут слишком сильные токи, то прибегают к шунтированию приборов (299, **316**), как и в постоянном токе, но при переменном токе возможно применение трансформаторов. Трансформаторы употребляются в особенности тогда, когда цепь имеет слишком высокие напряжения. На рис. 546 показана схема соединения обеих катушек уаттметра с измеряемой цепью при помощи трансформаторов.

557. Измерение самоиндукции, емкости и cos φ. — По амперметру и вольтметру легко определяется кажущееся сопротивление (513, **521**) цепи:

$$R = \frac{\mathcal{E}_e}{J_t},$$

а так как при отсутствии емкости

$$R_1 = \sqrt{r^2 + (aL)^2},$$

где

$$a = \frac{2\pi}{T},$$

то, зная сопротивление r и период тока T, можем вычислить самоиндукцию L.

Точно так же при отсутствии самоиндукции определяется емкость C из кажущегося сопротивления:

$$R_2 = \sqrt{r^2 + \left(\frac{1}{aC}\right)^2}.$$

Что касается разности фаз φ, то в первом случае

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{aL}{r},$$

тогда как во втором

$$\operatorname{tg}\varphi_2 = -\frac{1}{raC}.$$

Если имеется уаттметр, который, как мы знаем, дает среднюю мощность

$$U_m = \mathcal{E}_e J_e \cos\varphi,$$

то, деля среднюю мощность на произведение из показаний вольтметра и амперметра, получаем $\cos\varphi$.

558. Применение мостика к измерению самоиндукции и емкости. — Пусть даны две катушки, коих коэфициенты самоиндукции гребуется сравнить. Для этого помещаем их в две ветви мостика Уитстона

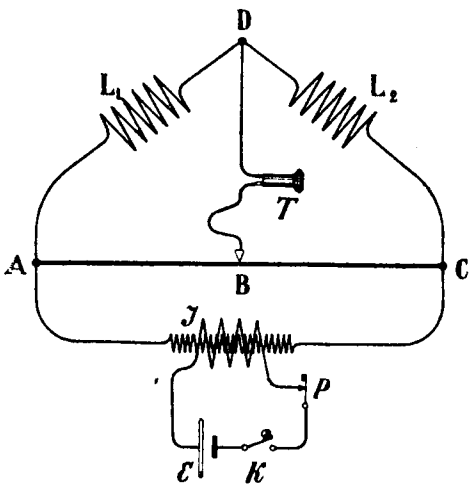


Рис. 547. Сравнение самоиндукций.

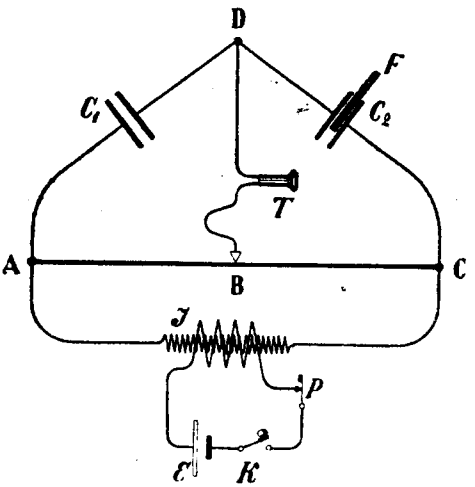


Рис. 548. Сравнение емкостей.

(рис. 547, ср. рис. 398, стр. 381, 401) и переставляем контакт B до тех пор, пока телефон T не перестанет звучать. Так как самоиндукция L эквивалентна сопротивлению aL, то для равновесия в мостике необходимо, чтобы

$$L_1 : L_2 = (AB) : (BC).$$

Заметим, что период T не влияет на эти измерения, ибо величина a сократилась.

Точно так же можно сравнивать емкости C_1 и C_2 (рис. 548), только теперь имеем обратное соотношение:

$$C_2 : C_1 = (AB) : (BC).$$

Нернст таким образом определял диэлектрические постоянные различных тел. Исследуемые диэлектрики помещались между обкладками конденсатора C_1, а равновесие мостика достигалось изменением емкости C_2 посредством большего или меньшего вдвигания между обкладками C_2 стеклянной пластинки F.

Подобным же образом можно сравнивать самоиндукцию с емкостью.

Однако все выведенные нами выше соотношения верны только тогда, когда сопротивлениями ветвей AD и DC можно пренебречь. Если эти сопротивления r_1 и r_2 не ничтожны, то для равновесия в мостике DB необходимо: во-первых, чтобы кажущиеся сопротивления ветвей составляли пропорцию

$$\sqrt{r_1^2 + (aL_1)^2} : \sqrt{r_2^2 + (aL_2)^2} = (AB) : (BC)$$

и, во-вторых, чтобы и фазы токов были одинаковы, т. е. чтобы

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{aL_1}{r_1} = \frac{aL_2}{r_2}.$$

Когда мы имеем дело с постоянным током, то для отсутствия тока в ветви DB мостика Уитстона было необходимо и достаточно, чтобы силы токов в ветвях AD и DC были одинаковы; тогда в DB, куда должна ответвляться разность этих двух токов, мы никакого тока не получим. В случае переменного тока условия несколько иные, ибо два, хотя бы и равных по своей величине, переменных тока только тогда дают разность, равную нулю, когда не только их амплитуды, но и фазы их одинаковы.

Из обоих вышенаписанных условий получаем следующее соотношение:

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{L_1}{L_2} = \frac{(AB)}{(BC)}.$$

Для того чтобы оба эти условия были исполнены, приходится делать несколько проб, изменяя не только положение контакта B, но и соотношение между r_1 и r_2. Аналогичное получаем и при сравнении емкостей по методу Нернста.

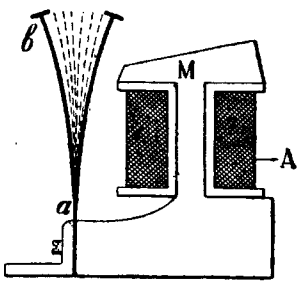


Рис. 549. Колебания пластинки в переменном магнитном поле.

559. Измерение частоты. — В последнее время появились приборы, показывающие непосредственно ежесекундное число периодов данного переменного тока или, как говорят, *частоту* переменного тока. Эти приборы основаны на явлении резонанса. Представим себе (рис. 549) целый ряд стальных полосок b, способных колебаться и имеющих различные собственные периоды колебаний. Если вблизи этих полосок поместить электромагнит M, питаемый переменным током, то полоски эти

будут периодически притягиваться электромагнитом, причем, так как в течение каждого периода T сила тока и магнитное поле электромагнита достигают своей наибольшей величины два раза, то при n периодах в секунду каждая стальная полоска будет притягиваться $2n$ раз в секунду. Хотя все полоски под влиянием электромагнита придут одновременно в колебание, но амплитуда этих колебаний для различных поло-

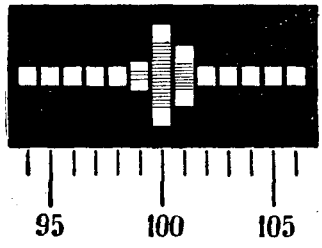


Рис. 550.

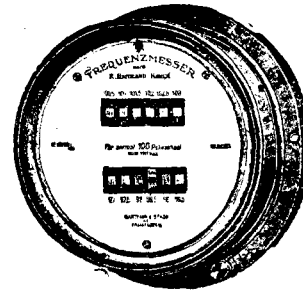


Рис. 551.

Резонанс-тахометр Гартмана и Брауна.

сок будет разная; сильнее всего раскачается та полоска, для которой ежесекундное число собственных колебаний тоже равно $2n$, остальные же полоски будут колебаться гораздо слабее. Благодаря незначительному трению резонанс здесь выражен очень резко, как это например видно на рис. 550, изображающем колебания полосок при периоде в $T = \frac{1}{50}$ секунды, т. е. для $2n = 100$.

Наблюдая в приборе, какая полоска сильнее всего раскачивается, мы можем определить период тока T и следить за постоянством этого периода или за его изменением. Так как период тока зависит от быстроты вращения машины, то описанный прибор дает возможность издали контролировать ход машин, отчего он и назван *резонанс-тахометром*. На рис. 551 представлен один из таких приборов.

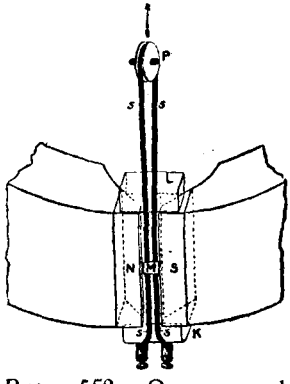


Рис. 552. Осциллограф Дудделя.

560. Осциллографы. — Приборы, позволяющие наблюдать или снимать форму кривой переменного тока, носят название *осциллографов*. Принцип устройства этих приборов сходен с принципом устройства гальванометров типа Депре-д'Арсонваля (296, 312). Для того чтобы подвижная катушка могла по возможности точно следить за всеми изменениями силы тока со временем, она делается очень легкою и состоит большею частью из одного витка проволоки или даже одной медной полоски.

На рис. 552 изображена схема осциллографа Дудделя. Между полюсами N, S магнита или электромагнита помещается бронзовая полоска, по которой пропускают исследуемый переменный ток. Ролик P, через ко-

торый перекинута полоска, оттягивается вверх при помощи особой пружины, позволяющей регулировать натяжение полоски. Если пустить переменный ток по *sPs*, то обе половины полоски придут в колебание в противоположные стороны, а соединенное с ними зеркальце *M* будет поворачиваться, как в гальванометре, и благодаря своей легкости будет следить за всеми изменениями силы переменного тока.

Положение полосок осциллографа может быть вертикальное (рис. 552) или горизонтальное (рис. 553).

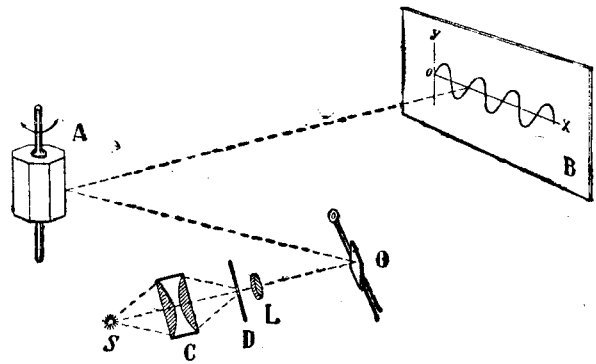


Рис. 553. Схема наблюдения осциллографом.

На рис. 553 показано общее расположение приборов осциллографа. Свет дуговой лампы *S* концентрируется двумя линзами (конденсором) *C* на отверстие диафрагмы *D*. Изображение этого отверстия проектируется посредством линзы *L* на экране *B*, причем луч света на своем пути до экрана отражается дважды: во-первых, от колеблющегося зеркальца осциллографа *O* и, во-вторых, от вращающегося зеркальца *A*. Колебания зеркальца *O* сообщают лучу *OAo* вертикальные отклонения, и изображение диафрагмы описывает при этом на экране *B* вертикальную линию *oy*; при вращении же зеркала *A* изображание диаграфмы на экране описывает горизонтальную прямую линию *ox*. Если пустить в осциллограф переменный ток и одновременно с этим вращать зеркало *A*, то на экране *B* мы получим волнообразную линию (рис. 553), представляющую собою кривую исследуемого тока.

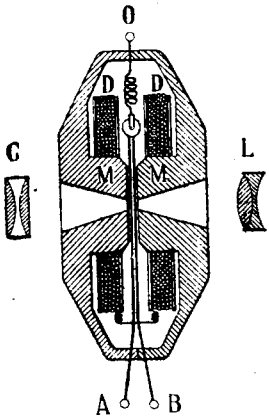


Рис. 554. Осциллограф Ганса в горизонтальном разрезе.

Вместо экрана *B* можно поместить фотографическую пластинку и таким образом получать фотографические снимки исследуемых кривых; можно также зеркало *A* заменить вращающимися цилиндром с натянутой на нем фотографической пленкой, на которой и получатся тогда кривые.

Несколько иначе устроен осциллограф фирмы „Ганс“ (рис. 554). Здесь бронзовая полоска *AOB* тоже помещена между полюсами *MM* электромагнита, но не снабжена зеркальцем. Свет дуговой лампы концентрируется конденсором *C* на щели, сделанной в полюсах электромагнита, а объектив *L* дает на экране вертикальное изображение этой щели, перечеркнутое посредине тенью от бронзовой полоски. Общее расположение приборов в принципе такое же, как и выше (рис. 553), с тою лишь разницей, что луч света, пройдя сквозь щель осциллографа, отражается

только от одного зеркала *A*. При вращении зеркала *A* вертикальное изображение щели даст на экране горизонтальную светлую полосу с темной линией посредине. При одновременном пропускании переменного тока по одной из бронзовых полосок *AO* или *OB* (рис. 554) и вращении зеркала *A* (рис. 553) мы получим на экране *B* кривую переменного тока. Разница против типа Дудделя лишь в том, что у Дудделя мы имеем

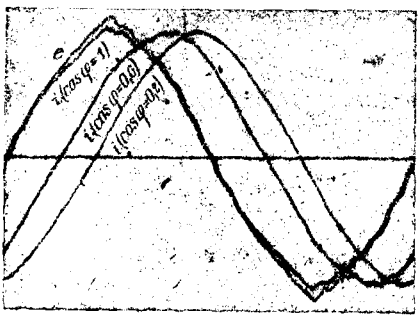


Рис. 555. Влияние самоиндукции.

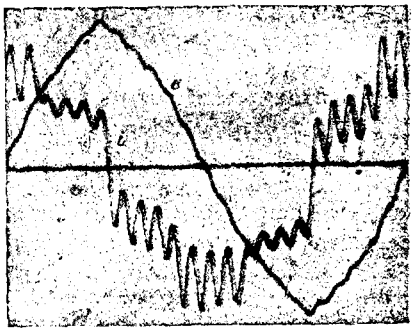


Рис. 556. Влияние емкости.

светлое изображение на черном фоне, в осциллографе Ганса — изображение кривой черное по белому полю.

Часто осциллографы строятся двойные для одновременного получения кривых тока и кривых электродвижущей силы. В осциллограф Дудделя для этого помещают между полюсами две колеблющиеся системы с двумя зеркальцами. В типе Ганса для этой цели можно воспользоваться одновременно обеими полосками *OA* и *OB*.



Рис. 557. Влияние гистерезиса.

На рис. 555 и 556 представлены кривые (негативы), снятые осциллографом системы Дудделя. На обоих рисунках основная кривая электродвижущей силы *e* не совсем синусообразной формы. Мы видим, как при введении все большей и большей самоиндукции (рис. 555) сила тока *i* все больше и больше запаздывает в фазе ($\cos\varphi = 0{,}6$ и $\cos\varphi = 0{,}2$) относительно электродвижущей силы *e*, и кроме того форма кривой все более сглаживается вследствие преобладания основного периода. Наоборот, при включении емкости (рис. 556) сила тока *i* опережает электродвижущую силу *e* (почти на 90°), и кроме того кривая искажается вследствие сравнительного преобладания обертонов (540, **545**).

Рис. 557 (позитив) получен осциллографом Ганса и показывает искажение формы кривой вследствие гистерезиса (542, **547**).

Мы уже сказали выше, что для точного воспроизведения формы кривой данного переменного тока необходимо, чтобы колеблющаяся система, т. е. бронзовая полоска и зеркальце, была по возможности легче Обы-

кновенно эта бронзовая полоска имеет ширину 0,15 *мм* и толщину 0,015 *мм*. Однако как бы легка ни была эта система, тем не менее, подобно всякой натянутой струне, она будет иметь собственный тон, т. е. собственный период колебания, обусловленный ее массою и упругостью. Приведенная в колебание переменным током эта система будет прибавлять к изображению кривой тока еще изображение собственных колебаний. Для того чтобы эти последние не были заметны по сравнению с колебаниями, обусловленными током, стараются делать собственный период колебаний полосок по возможности *меньше*, для чего натягивают бронзовую полоску посильнее. Но с увеличением натяжения чувствительность осциллографа конечно уменьшается, и приходится выбирать наиболее выгодные средние условия. Обыкновенно для токов даже с 3 000 периодами в секунду считают достаточным доводить бронзовую полоску путем натяжения до собственного периода в 10 000 периодов в секунду. При этом токи в 0,001 ампер уже дают на экране, расположенном на расстоянии одного метра от осциллографа, отклонение около одного миллиметра.

На том же принципе основаны осциллографы, записывающие быстро меняющиеся биологические явления, например электрические токи, получающиеся при движении сердца — *электрокардиографы*. На рис. 558 представлена такая *кардиограмма*. Одновременно с кривой движения сердца на пленке записаны колебания камертона с периодом в 0,1 секунды; это позволяет измерять отдельные фазы сердечных колебаний.

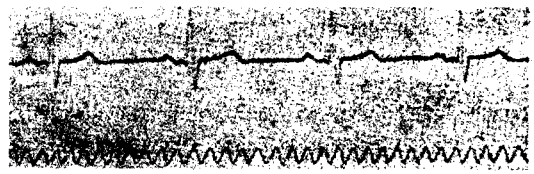


Рис. 558. Кардиограмма.

Заметим, что всякий осциллограф может служить и гальванометром переменного тока, потому что наблюдение амплитуды колебания бронзовой полоски, при соответственной градуировке, позволяет судить о силе идущего по ней тока. Такие гальванометры были предложены М. Виномом (с зеркальцем, как у Дудделя) и Энтговеном (без зеркальца, как у Ганса). Если эти гальванометры предназначаются для токов определенного периода, то для увеличения их чувствительности можно воспользоваться явлением резонанса, подобрав собственный период колебания полоски равным периоду измеряемого тока.

561. Трубка Брауна. — Для быстропеременных токов вышеописанные осциллографы уже не применимы; тогда прибегают к способу, изобретенному Брауном и основанному на свойстве катодных лучей.

В стеклянной трубке *AC* (рис. 559), уширенной с одного конца, впаяны две пластинки *A* и *K* (электроды), и из трубки выкачан воздух. Пластинку *A* соединяют с положительным, а пластинку *K* — с отрицательным полюсом электростатической машины или индуктора и пропускают через трубку электрический разряд. При этих условиях от отрицательного электрода (катода) *K* распространяются вдоль трубки катодные лучи. Слюдяной диск *C* намазан каким-нибудь веществом, светящимся (люминесцирующим) под влиянием катодных лучей. При пропускании тока мы

увидим посредине диска *C* светлую точку, представляющую собою то место, куда попадают катодные лучи. Если теперь представить себе перпендикулярно к чертежу магнитное поле, образованное например катушкой, по которой пущен электрический ток (рис. 558, пунктирная линия *ab*), то катодный луч отклонится в ту или другую сторону, как отклоняются вообще токи в магнитном поле; если это магнитное поле будет произведено переменным током, то катодный луч будет колебаться вверх и вниз, и на диске *C* мы увидим вместо светлой точки светлую верти-

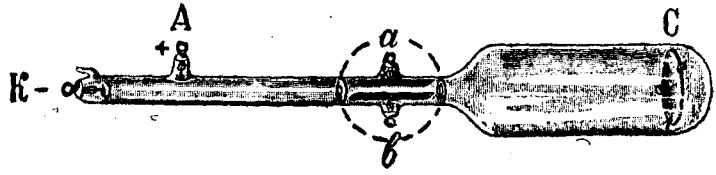


Рис. 559. Трубка Брауна.

кальную линию. Рассматривая эту линию во вращающемся зеркале, мы увидим кривую того переменного тока, который образовал поле *ab*; эту кривую можно и сфотографировать.

Трубкой Брауна можно показать сложение двух переменных магнитных полей, расположенных перпендикулярно друг к другу. Для этого, кроме катушки *ab*, около *a* помещают еще вторую катушку перпендикулярно к первой и пропускают через обе катушки переменные токи (ср. стр. 533, рис. 517). Катодный луч, отклоняясь под действием обеих катушек, чертит на диске *C* результирующее магнитное поле.



Рис. 560. Способ Брауна демонстрации переменных магнитных полей.

На рис. 560*a* видна вертикальная линия, образованная катодным лучом под действием первой, горизонтальной катушки, и горизонтальная линия, образованная действием поля второй, вертикальной катушки. Оба поля вместе, если они одинаковой амплитуды и фазы, дают результирующее поле под углом в 45° к горизонту.

Если оба поля неравных амплитуд, то угол наклона результирующего поля уже не будет 45° (рис. 560*b*); если же амплитуды равны, но фазы обоих полей разные, то вместо результирующей прямой линии мы получим эллипс (рис. 560*c*), который при разности фаз в 90° обращается в круг (см. в акустике „фигуры Лиссажу"). В последнем случае обе наши катушки дают вращающееся магнитное поле, разобранное нами (534, **539**).

Иногда отклонение катодного луча в трубке Брауна производят действием переменного *электрического* поля, вместо магнитного. Тогда поль-

зуются электродами *a* и *b* (рис. 559), соединяя их с источником переменной электродвижущей силы.

Были сделаны попытки применить к трубке Брауна раскаленный катод. Этим достигается то упрощение, что не требуется таких больших напряжений для получения катодных лучей, и отклонения лучей получаются больше; но с другой стороны свечение экрана делается слабее. Лучше всего было бы поместить фотографическую пленку внутри трубки; но при этом появляются затруднения, связанные с выкачиванием из трубки воздуха.

VI. МАШИНЫ ПОСТОЯННОГО ТОКА

562. Динамомашины. — В современной электротехнике играют первенствующую роль так называемые динамоэлектрические машины, или *динамомашины*, или *генераторы* электрической энергии, которые служат для превращения механической энергии в электрическую. Действие всех этих машин основано на явлении электромагнитной индукции, которое получается при движении проводников в магнитном поле

В каждой динамомашине различают две главные составные части: во-первых, магниты, или электромагниты, образующие магнитное поле, — их называют *индукторами*, — и, во-вторых, систему проводников, движущихся в этом поле, — *якорь*.

Так как индукционные действия зависят только от относительного движения проводника в поле, а именно проводник при своем движении должен перерезывать магнитные линии сил, то очевидно мы получим один и тот же результат, будем ли мы двигать якорь при неподвижных индукторах, или индукторы при неподвижном якоре Выбор того и другого устройства зависит от чисто практических соображений. Наконец из всех возможных относительных движений якоря и индукторов наиболее практичным является равномерное вращательное движение.

Один пример чрезвычайно простой динамомашины мы уже рассматривали (274, 288); это — машина Фарадея, состоявшая из медного диска, вращающегося в магнитном поле. Однако мы видели, что электродвижущая сила подобной машины для практических применений недостаточно велика. Гораздо бо́льшие электродвижущие силы и при меньших скоростях движения можно получить, вращая в магнитном поле катушку, состоящую из нескольких оборотов проволоки. Мы уже видели (507, 517), что при вращении одного витка проволоки в магнитном поле мы легко можем получить электродвижущую силу в 3,14 вольта; стоит только взять катушку со ста оборотами проволоки, и мы получим 314 вольт. Однако при таком устройстве динамомашины электродвижущая сила ее получается переменной. Если же мы желаем во внешней цепи получить постоянный ток, то приходится применять особые приспособления — *коммутаторы* или *выпрямители*. Такую систему, автоматически выпрямляющую переменный ток в постоянный, придумали Пачинотти (Pacinotti, 1864) и независимо от него Грамм (Gramme, 1870).

563. Кольцо Пачинотти-Грамма. — Для более ясного представления о действии этого изобретения представим себе железное кольцо или, как это будет более соответствовать практике, представим себе железный полый цилиндр (рис. 561), ось которого перпендикулярна к магнитному

полю *NS*. Вследствие большой проницаемости железа магнитные линии сил пройдут главным образом в железе цилиндра. Наденем на это кольцо катушку или даже *один виток* проволоки и приведем кольцо вместе с витком во вращение вокруг оси *m*; тогда в витке будет меняться поток индукции, ибо, как видно из рис. 561, в положении витка *a* или *c* поток индукции будет наибольший, тогда как в положении *b* или *d* он будет равен нулю. Вместе с изменением магнитного потока в витке будет возникать электродвижущая сила индукции, приблизительно по тому же закону, который нами разобран на стр. 507. Эта электродвижущая сила будет иметь наибольшее значение в те моменты, когда поток равен нулю, т. е. когда виток будет в положении *b* или *d*; когда же виток будет в *a* или *c*, электродвижущая сила будет переходить через нуль, т. е. менять свой знак

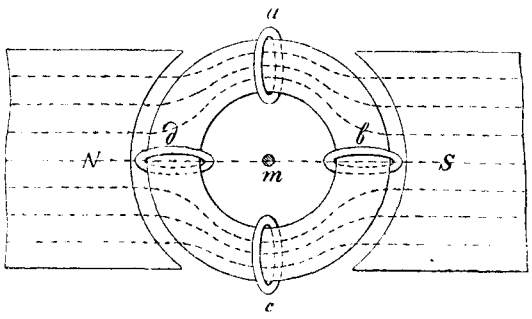


Рис. 561. Кольцо Пачинотти-Грамма.

Возьмем вместо одного витка целую катушку, соединим концы этой катушки с двумя насаженными на оси кольцами (рис. 562) и приложим к этим кольцам щетки; тогда получим во внешней цепи переменный ток. Для получения тока *постоянного направления* мы должны заменить кольца двумя изолированными друг от друга полуцилиндрами (рис. 563) и расположить их таким образом, чтобы в тот момент, когда электродвижущая сила переходит через нуль и меняет свой знак, т. е. в положении *a* или *c* (рис. 561), менялось и соединение полуцилиндров со щетками. Это изображено на рис. 563. Благодаря такому соединению, несмотря на то, что в катушке и в соединенных с ней полуцилиндрах электродвижущая сила будет меняться по кривой *abcd* (рис. 564), тем не менее у щеток электродвижущая сила будет меняться по кривой abc_1d, и во внешней цепи мы получим ток постоянного направления.

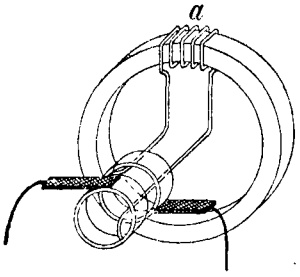


Рис. 562. Получение переменного тока.

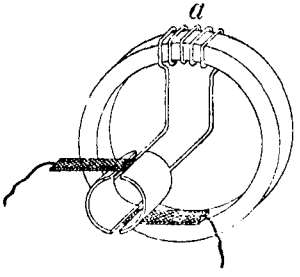
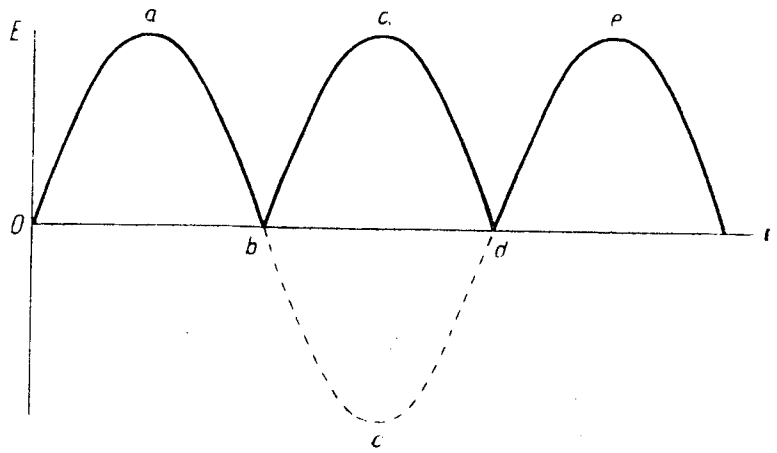


Рис. 563. Получение тока постоянного направления.

Однако такой ток будет далеко не постоянен по силе.

Намотаем на кольцо две катушки (рис. 565) и опять соединим их с полуцилиндрами. Легко видеть, что при таком соединении обе катушки оказываются соединенными параллельно, а потому электродвижущая сила такой машины будет та же, что и при одной катушке, только сопротивление ее будет вдвое меньше. Нечто другое произойдет, если мы разме-



Рис, 564 Ток постоянного направления.

стим на кольце четыре катушки (рис. 566) и от точек соединения двух смежных катушек проведем проволоки к четырем изолированным друг от друга медным полосам, положенным на оси и образующим один общий цилиндр, или *коллектор*, к которому прижаты щетки. При таком устройстве в каждой катушке возбуждается переменная электродвижущая сила

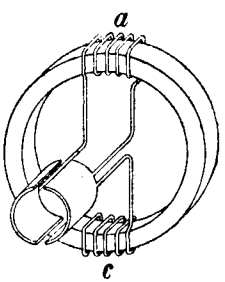


Рис. 565.

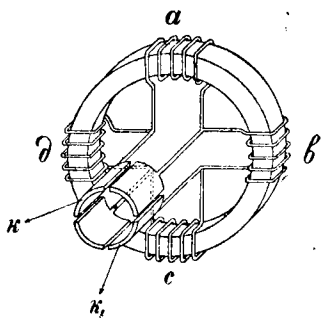


Рис. 566.

Образование кольца Пачинотти-Грамма.

по одному и тому же закону; только между катушками *ac*, с одной стороны, и *bd* — с другой, получается разность в фазах электродвижущих сил на 90° (532, 537). Далее, так как щетки прижаты к двум противоположным полосам коллектора, в то время как другие две полосы остаются свободными, то при любом положении коллектора относительно щеток четыре катушки образуют два проводника, соединенных парал-

лельно, причем каждый из проводников состоит из двух последовательно соединенных катушек. Так например, если коллектор вместе с кольцом повернулся так, что щетки легли на полосы k и k_1, то мы получаем два параллельно соединенных проводника ab и dc. Каждая из наших катушек

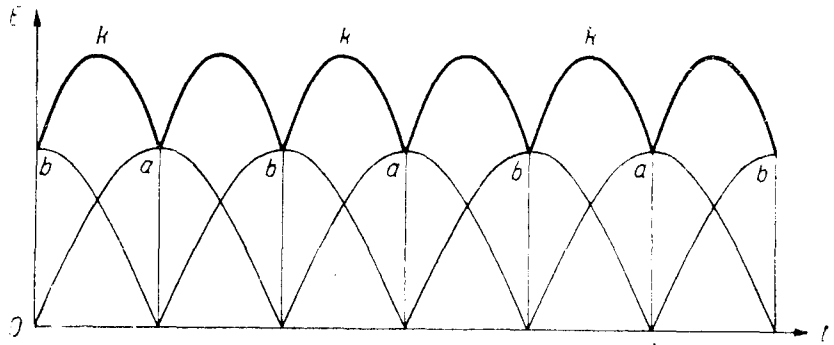


Рис. 567. Электродвижущая сила четырех секций.

дает у щеток кривые электродвижущей силы по рис. 567, но с разностью фаз в 90°. Поэтому для получения полной электродвижущей силы у щеток нам нужно сложить две кривые, подобные изображенной на рис. 567, но только предварительно сдвинув их друг относительно друга

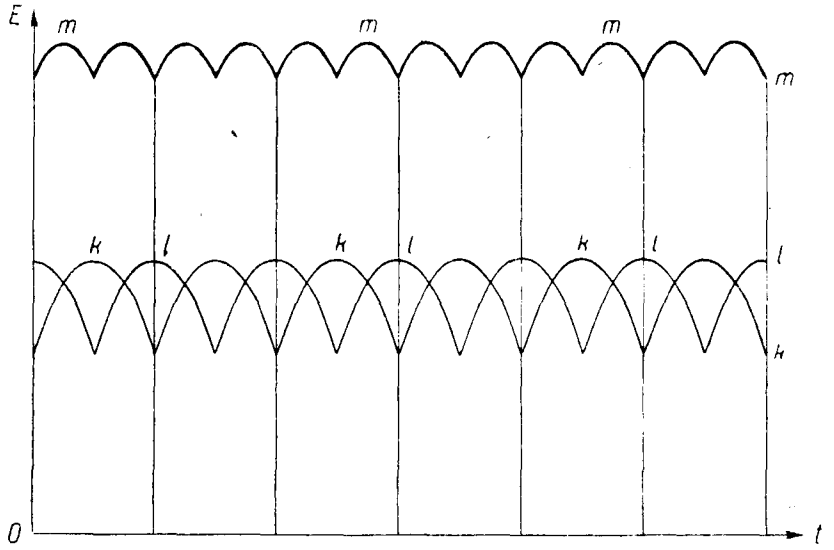


Рис. 568. Электродвижущая сила восьми секций.

на 90°, т. е. на четверть периода. В результате мы получим новую кривую kk (рис. 568). Как видим, при четырех катушках мы получаем гораздо меньшие колебания электродвижущей силы, чем при двух катушках. При восьми катушках нам нужно будет опять сложить две кривые k и l (рис. 568), которые дадут в результате кривую mm с колебаниями

еще меньшими. Чем больше будет отдельных катушек, или, как их называют, *секций*, в нашем кольце и чем соответственно больше будет полос в коллекторе, тем постояннее ток мы получим из такой динамомашины.

Во всяком случае, сколько бы ни было секций в кольце и полос в коллекторе, щетки должны всегда помещаться в тех местах, где электродвижущая сила переходит через нуль. В разобранных нами случаях линия, соединяющая щетки, должна быть перпендикулярна к направлению магнитного поля.

564. Реакция якоря. — Если на каждом витке кольца Грамма показать направление тока и смотреть на него вдоль оси вращения (рис. 569), то легко заметить, что в одной его половине, например на нашем чертеже в правой половине, мы получим токи, идущие от центра к окружности, тогда как в другой половине они идут по обратному направлению. Отсюда заключаем по правилу буравчика (216, **233**), что в левой половине внутри кольца магнитные линии сил идут по направлению *cda*, а в правой половине — по направлению *cba*. Следовательно у *a* наше кольцо будет иметь северный полюс, тогда как у *c* оно будет иметь полюс южный. Несмотря на вращение якоря, полюса *a* и *c* будут всегда образовываться по линии щеток и следовательно будут неподвижны в пространстве. Поле этих полюсов сложится с полем индукторов и будет индуцировать в обмотке вращающегося кольца электродвижущие силы. Поэтому для подсчета электродвижущих сил нам нужно принимать во внимание не одно только поле индукторов, а и равнодействующее магнитное поле как индукторов, так и якоря.

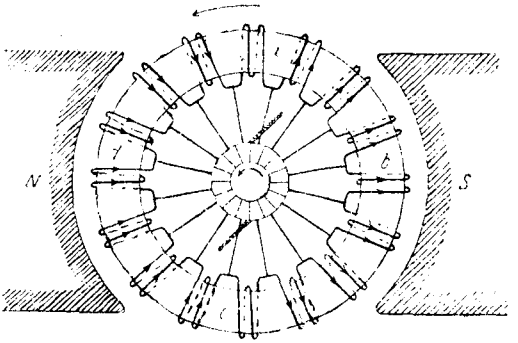


Рис. 569. Кольцо Пачинотти-Грамма.

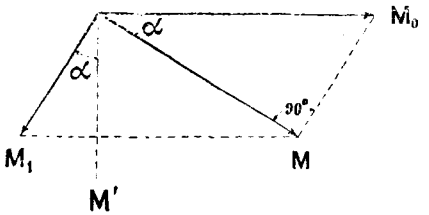


Рис. 570. Реакция якоря.

Это равнодействующее поле будет повернуто относительно поля индукторов на небольшой угол *в сторону вращения* якоря. В ту же сторону конечно нужно передвинуть щетки по коллектору, ибо линия щеток должна быть перпендикулярна к тому полю, которое возбуждает индукцию в якоре.

Если поле индукторов M_0 (рис. 570), поле якоря M_1 и угол поворота щеток α, то результирующее поле динамомашины M, от которого и зависит ее электродвижущая сила, будет меньше M_0.

Это явление носит название *реакции якоря*.

Легко сообразить, что угол поворота щеток для данной машины не есть величина постоянная; он будет увеличиваться с увеличением отво-

щения поля якоря к полю индукторов и, наоборот, уменьшаться при уменьшении этого отношения.

Из этого мы видим, что при изменении силы тока во внешней цепи динамомашины, или, как говорят, при изменении ее *нагрузки*, необходимо передвигать щетки. С увеличением *нагрузки* щетки необходимо передвигать *вперед* по направлению вращения якоря.

На рис. 571 это явление изображено несколько нагляднее. Здесь по горизонтальному направлению отложена окружность якоря, так сказать в развернутом, выпрямленном виде. Вертикальные линии S и N соответствуют середине северного и южного полюса индуктора, а точки A и B находятся посредине между полюсами. Кривая 571,*a* изображает магнитную индукцию индукторов, и против нулевых точек этой кривой в A и B должны были бы стоять щетки. Однако сам якорь при работе образует магнитное поле, коего индукция изображена кривой 571, *b*. Заметим, что *напряжение* магнитного поля якоря имеет в точках A и B максимальное значение; но так как здесь линиям сил приходится проходить большое воздушное пространство (рис. 569), то *индукция* получается здесь меньше, чем в соседних точках, где к якорю близко подходит железо индукторов: вследствие этого в кривой 571, *b*, изображающей *индукцию*, а не *напряжение* поля якоря, получились у A и B выемки. Поле индукторов и поле якоря вместе дают результирующую индукцию, которая изображена у нас кривой 571, *c*. Из этой кривой мы видим прежде всего, что нулевые точки индуцирующего поля *передвинулись* по направлению движения якоря динамомашины, а потому, во избежание искрообразования у щеток, мы должны эти последние передвинуть в точки *a* и *b* (рис. 571 и 572). Кроме того индуцирующее поле сделалось около полюсов *несимметричным*, и это обстоятельство тоже влечет за собою некоторые неправильности в действии машины.

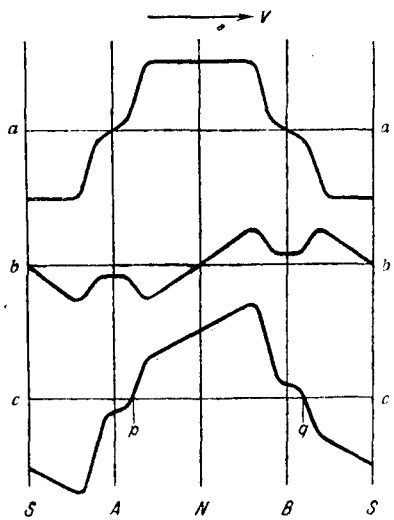


Рис. 571.

Для устранения недостатков, происходящих от реакции якоря, в новейших динамомашинах, кроме индукторов N и S (рис. 573), устраиваются так называемые дополнительные полюсы N_1 и S_1, которые дают поле, противоположное полю якоря, и компенсируют его реакцию. Обмотка этих дополнительных полюсов соединяется последовательно с обмоткою якоря, и таким образом компенсирующее поле N_1S_1 усиливается вместе с силою тока и с полем самого якоря. Благодаря этому машина с дополнительными полюсами может работать при всякой нагрузке, не требуя передвижения щеток.

Для уничтожения асимметрии поля у индукторов в этих последних помещается иногда еще дополнительная обмотка (рис. 573), однако эта мера уже значительно осложняет конструкцию машины.

Мы рекомендуем читателю сопоставить рис. 572 и 573 и самому определить направление магнитных полей и направления токов в индукторах, в якоре и в дополнительных полюсах.

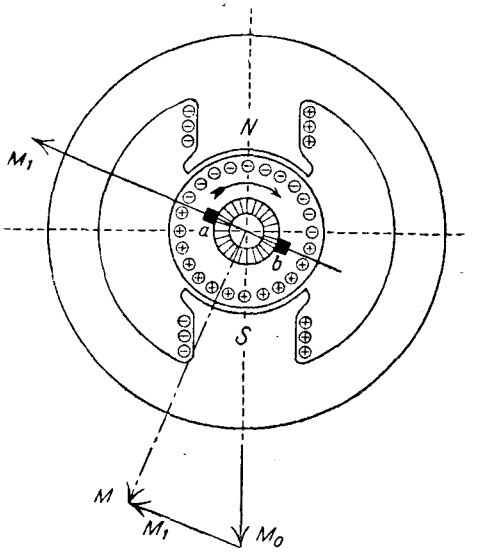


Рис. 572.

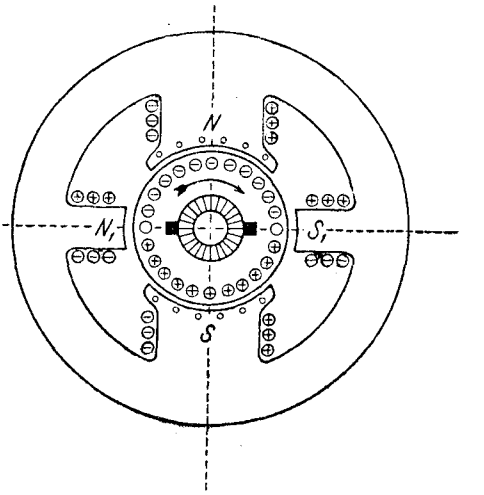


Рис. 573.

565. Якорь Сименса. — Вместо того чтобы делать обмотку якоря по кольцу, Сименс предложил делать ее по образующим цилиндра, вращающегося между полюсами индуктора. Одну секцию такого якоря мы

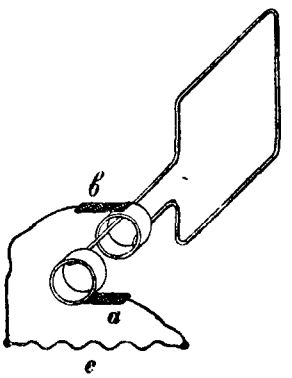


Рис. 574.

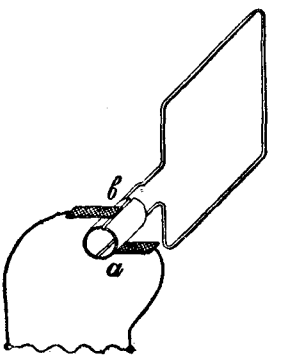


Рис. 575.

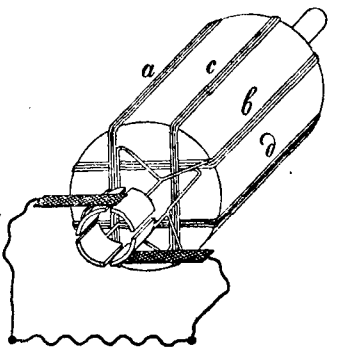


Рис. 576.

Барабанный якорь Сименса.

уже рассматривали (стр. 508, рис. 497). Рисунки 574 и 575 соответствуют рис. 562 и 563 якоря Грамма, а на рис. 576 показана обмотка четырех секций Сименса.

Якорь Сименса носит название *барабанного* якоря, в отличие от якоря Грамма — *кольцевого*. Преимущество барабанного якоря перед

кольцевым состоит в более удобной его намотке и кроме того в экономии в материале обмотки. Действительно через каждый виток кольцевого якоря проходит лишь *половина* потока индукции (рис. 561 и 577 *а*), исходящего из индукторов; через виток барабанного якоря проходит *весь* поток индукции (рис. 577 *б*). Один виток барабанного якоря заменяет следовательно два витка кольцевого якоря по обтекаемой им полезной площади, а между тем проволоки в нем не вдвое больше, а меньше чем вдвое (рис. 577 *а* и 577 *б*). С другой стороны, в кольце отдельные секции лучше изолированы и могут быть в случае порчи сняты с кольца каждая в отдельности. Что же касается функций самого якоря, соединения его секций, коллектора и положения щеток, то все что мы говорили о якоре кольцевом, применимо непосредственно и к барабанному якорю.

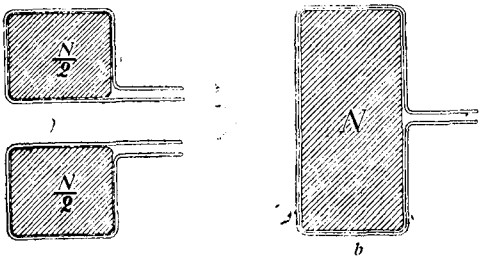


Рис. 577. Сравнение кольцевого и барабанного якоря.

В настоящее время наиболее употребительна барабанная обмотка.

566. Электродвижущая сила машины. — Полная электродвижущая сила якоря равна, как мы уже сказали, сумме электродвижущих сил отдельных витков его обмотки.

Если число всех витков m и среднюю электродвижущую силу во всех витках левой или правой половины кольца назвать через e_m, то электродвижущая сила в каждой половине кольца будет:

$$\mathcal{E} = \frac{m}{2} e_m.$$

Это и будет электродвижущая сила машины, потому что обе половины кольца соединены параллельно. Остается нам определить e_m.

В кольце Грамма магнитный поток N разветвляется на две части, и сквозь каждый виток проходит лишь половина этого потока; поэтому изменение потока в каждом витке будет происходить по закону

$$\frac{N}{2} \cos at,$$

а электродвижущая сила в каждом витке

$$e = \frac{Na}{2} \sin at.$$

Среднее значение этой величины, как мы знаем (497, **509**), равно

$$e_m = \frac{Na}{2} \cdot \frac{2}{\pi} = \frac{2N}{T},$$

или, заменяя $\frac{1}{T}$ через n — число оборотов машины в секунду, получаем:

$$e_m = 2Nn,$$

а электродвижущая сила всей машины будет:

$$\mathcal{E} = \frac{m}{2} e_m = Nnm,$$

или, переводя на практические единицы,

$$\mathcal{E} = Nnm \cdot 10^{-8} \text{ вольт.}$$

Для барабанного якоря поток индукции через каждый виток будет N, зато число витков $\frac{m}{2}$, как это видно из сравнения рис. 577 *a* и 577 *b*; поэтому для электродвижущей силы $\mathcal{E}$ получится то же самое выражение.

567. Вольтаж машины. — Нужно делать различие между электродвижущею силою машины и разностью потенциалов ее наружных клемм, или борнов. Эта последняя разность потенциалов, или, как мы ее будем называть, *вольтаж* машины, равна полной электродвижущей силе за вычетом потери потенциала в самом якоре.

Если сопротивление якоря R и сила тока J, то вольтаж:

$$V = \mathcal{E} - RJ;$$

следовательно вольтаж тем более зависит от силы тока, чем больше сопротивление якоря. Чтобы достигнуть в машине по возможности постоянного вольтажа при разных нагрузках, как это большею частью требуется в технических применениях, стараются делать сопротивление якоря как можно меньшим (131, **140**).

568. Многополюсные машины. — Выше мы описывали схемы машин, индукторы коих имели только одну пару полюсов (двухполюсные машины); но иногда является необходимым строить машины о нескольких парах полюсов. Это необходимо в тех случаях, когда желательно получить ту же быстроту изменения потока индукции, т. е. ту же электродвижущую силу, в каждом витке при меньшем числе оборотов машины. Например при четырехполюсном индукторе (рис. 578) магнитный поток в каждом витке за время одного оборота успеет изменить свое направление четыре раза, тогда как при двухполюсном индукторе (рис. 569) он меняется только два раза. Очевидно для получения той же электродвижущей силы мы можем вертеть четырехполюсную машину вдвое медленнее, чем двухполюсную.

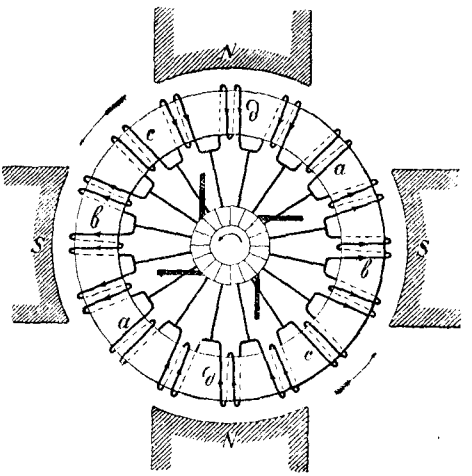


Рис. 578. Схема четырехполюсной машины.

Вообще при индукторах об n парах полюсов ежесекундное число оборотов машины может быть уменьшено в n раз.

С другой стороны, в четырехполюсной машине мы будем иметь уже не две, а четыре точки на коллекторе, где электродвижущая сила витка переходит через нуль, и следовательно нам необходимо разместить здесь четыре щетки. Такой якорь можно рассматривать как два отдельных якоря даухполюсных машин и соединять их друг с другом последовательно или параллельно.

569. Самовозбуждение. — Мы до сих пор еще не говорили о том, каким образом получается магнитное поле индукторов динамомашин. В небольших машинах можно и теперь еще встретить индукторы из постоянных магнитов. Такие *магнитоэлектрические* машинки употребляются в телефонных установках, а также для получения взрывных искр в газовых и бензиновых двигателях. Но для машин большой мощности поле постоянных магнитов недостаточно, и необходимы электромагниты. В первое время появления динамомашин для возбуждения электромагнитов пользовались или током от элементов или от другой динамомашины с постоянными магнитами индукторов. Однако уже в 1867 г. Вернеру Сименсу пришла мысль воспользоваться для этого током

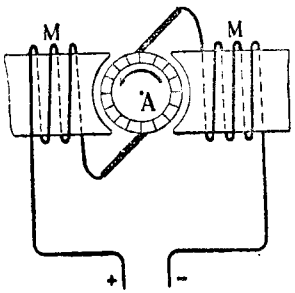


Рис. 579. Схема цепной машины.

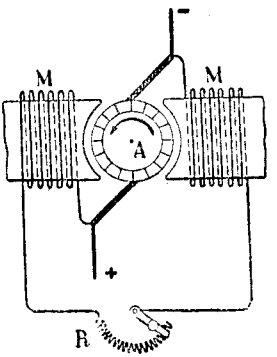


Рис. 580. Схема шунтовой машины.

самой машины. Этот так называемый *принцип самовозбуждения* состоит в следующем.

Обмотку якоря соединяют с обмоткой индукторов. Вначале, когда в обмотке индукторов нет тока, динамомашина действует как машина с постоянными магнитами, вследствие существования в индукторах остаточного магнетизма. Затем, вместе с возникновением тока в якоре, начинает итти ток и в обмотке электромагнитов, магнетизм индукторов увеличивается и усиливает ток в якоре. Усиление тока в якоре влечет за собою снова усиление магнитного поля индукторов и т. д. Таким образом электродвижущая сила машины быстро растет; однако это увеличение электродвижущей силы продолжается только до некоторого предела, обусловленного конструкцией машины и способом соединения якоря с электромагнитом.

По отношению к способу возбуждения магнетизма индукторов различают четыре типа машин постоянного тока.

1. *Машины с независимым возбуждением*, где ток для индукторов берется из какого-либо постороннего источника.

2. *Машины с последовательным возбуждением,* или *цепные машины* (рис. 579), в которых индукторы включены в главную цепь.

3. *Машины с параллельным возбуждением,* или *шунтовые машины,* с индукторами, включенными параллельно с якорем (рис. 580).

4. *Машины смешанного возбуждения,* или компаунд-машины, снабжены индукторами с двумя обмотками, упомянутыми в предыдущих двух случаях.

570. Машины независимого возбуждения. — Если индукторы питаются током от какого-либо постороннего источника, то сила поля, а следовательно и электродвижущая сила машины не зависят от силы тока в якоре, если не считать реакции якоря (565, **564**). Вольтаж такой машины будет следовательно с увеличением нагрузки (т. е. силы тока во внешней цепи) падать от двух причин: во-первых, от реакции якоря и, во-вторых, от потери напряжения на якоре. Для поддержания вольтажа постоянным, как это всегда требуется в технических применениях, необходимо с увеличением нагрузки усиливать поле индукторов, пуская в их обмотку более сильный ток.

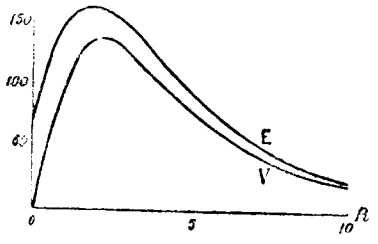


Рис. 581.

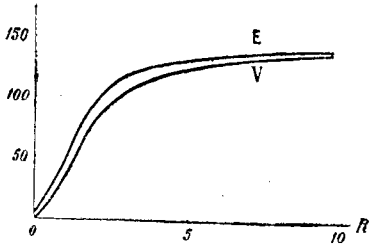


Рис. 582.

Характеристика цепной и шунтовой машин.

571. Машины с последовательным возбуждением. — При последовательном возбуждении (рис. 579) сила поля индукторов увеличивается с увеличением нагрузки. Если такую машину разомкнуть, или, что все равно, сделать внешнее сопротивление бесконечным, — то тока не будет, индукторы возбуждены не будут. Электродвижущая сила машины будет ничтожна и будет обусловлена лишь достаточным магнетизмом индукторов. По мере уменьшения внешнего сопротивления сила тока, магнитное поле индукторов и электровозбудительная сила машины будут все расти и расти. Вольтаж будет тоже расти, но лишь до некоторого предела, когда потенциалы в якоре и электромагнитах, соединенных последовательно, станут настолько значительны, что перевесят увеличение полной электродвижущей силы машины. Наконец при замыкании машины накоротко вольтаж будет равен нулю, а ток достигнет своего максимального значения.

На рис. 581 представлена зависимость электродвижущей силы $\mathcal{E}$ и вольтажа V от внешнего сопротивления в виде кривой. Подобные кривые носят название *характеристик машин.* Регулировать вольтаж цепной машины можно включением в главную цепь реостата; но конечно реостат будет поглощать много энергии, так как токи, идущие в главной цепи, сравнительно большие.

572. Шунтовые машины. — Гораздо выгоднее в этом отношении шунтовые машины (рис. 580). Здесь только небольшая часть тока ответвляется в электромагниты, потому что они снабжены обмоткой из большого числа оборотов тонкой проволоки. Когда сопротивление внешней цепи велико, весь ток якоря идет в индукторы, и электродвижущая сила машины наибольшая; уменьшая внешнее сопротивление, т. е. увеличивая нагрузку, мы уменьшаем вольтаж, как и в случае независимого возбуждения, но одновременно с этим ослабляется и магнитное поле, что в свою очередь влечет за собою добавочное понижение вольтажа.

Если мы начертим кривую (рис. 582), изображающую зависимость электродвижущей силы и вольтажа от сопротивления внешней цепи, то получим характеристику, почти противоположную характеристике цепной машины (рис. 581).

Поддержание вольтажа постоянным достигается здесь с бо́льшим удобством, чем в цепной машине. С этою целью в обмотку индукторов помещают реостат R (рис. 580), который выключают по мере увеличения нагрузки, и тем увеличивают электродвижущую силу. В обмотке индукторов, помещенной в ответвлении, идет от 1 до 3 % всего тока, идущего в главной цепи; поэтому реостат поглощает незначительное количество энергии.

Шунтовые машины наиболее употребительны.

573. Компаунд-машины. — Мы видели, что в цепной машине вольтаж растет вместе с нагрузкой, тогда как в шунтовой машине вольтаж падает с увеличением нагрузки. Отсюда ясно, что если сделать в индукторах две обмотки — цепную и шунтовую, то можно получить машину, вольтаж которой в известных пределах почти постоянен. Такие машины употребляются впрочем сравнительно редко, а именно только в тех случаях, когда нет возможности следить за машиной и регулировать ее вольтаж.

574. Электродвигатель. — Каждая динамомашина легко может быть обращена в двигатель. Так например, если в машине Фарадея (рис. 315, стр. 275) мы пустим электрический ток от постоянного источника c, то радиус ab, помещенный в магнитное поле, направленное от наблюдателя к чертежу, должен будет отклоняться вправо, и так как это справедливо для любого радиуса диска A, приходящегося по линии тока ba, то диск A будет постоянно вращаться.

Направление вращения такого электродвигателя будет противоположно тому, которое имело место при том же токе J и том же поле M, когда диск работал как динамомашина, т. е. как генератор.

Подобным же образом легко сообразить, что и кольцо Грамма и якорь Сименса должны притти во вращение, если через щетки пустить в их обмотку электрический ток от постороннего источника. При этом, если ток якоря и магнитное поле индукторов будут те же, что при работе машины в качестве генератора, то машина как двигатель придет во вращение в противоположную сторону.

Мы считаем полезным предложить читателю самому разобрать детальнее этот вопрос на рис. 569, стр. 565.

Итак по своей конструкции электродвигатель ничем не отличается от динамомашины.

Заметим только, что для того чтобы изменить направление вращения двигателя, нужно изменить направление тока либо в якоре, либо в индукторах. При одновременном изменении направления тока и в якоре и в индукторах направление вращения электродвигателя измениться не может.

575. Пускание в ход. — Если мы соединим электродвигатель с каким-нибудь источником электрического тока $\mathcal{E}_0$, то двигатель придет во вращение; при этом в его якоре, как и во всяких проводниках, движущихся в магнитном поле, возникнет электродвижущая сила индукции. Эта электродвижущая сила будет обратна внешней электродвижущей силе $\mathcal{E}_0$ и выразится точно так же, как в динамомашине, через

$$\mathcal{E} = Nmn \ 10^{-8} \text{ вольт},$$

где N — поток индукции, выходящий из индукторов, m — число витков на якоре и n — число его оборотов в секунду.

Сообразно с этим сила тока в якоре с сопротивлением R будет:

$$J = \frac{\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}}{R} = \frac{\mathcal{E}_0 - Nmn}{R}.$$

Из этой формулы видно, что с увеличением числа оборотов двигателя сила тока уменьшается.

Пока двигатель еще не пришел во вращение, сила тока

$$J_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{R}.$$

Вследствие незначительности сопротивления якоря R сила тока, в особенности в больших машинах, может при начале движения достичь таких размеров, что сожжет обмотку якоря. Поэтому при пускании двигателя в ход необходимо включить в цепь якоря реостат с сопротивлением r, для того чтобы ток

$$J = \frac{\mathcal{E}_0 - Nmn}{R + r}$$

при начале движения, т. е. даже при $n = 0$, не достигал опасных размеров. Обыкновенно при пускании двигателя допускают силу тока не более чем вдвое против нормальной.

По мере увеличения числа оборотов n можно постепенно включать сопротивление r, поддерживая ток J ниже допустимого предела.

576. Скорость вращения. — Для якоря электродвигателя мы можем написать:

$$nNm = \mathcal{E}_0 - RJ,$$

и так как RJ обыкновенно мало в сравнении с $\mathcal{E}_0$, то приблизительно

$$n = \frac{\mathcal{E}_0}{Nm}.$$

Следовательно скорость вращения двигателя увеличивается с увеличением внешней электродвижущей силы $\mathcal{E}_0$ и с уменьшением потока N.

Последним обстоятельством можно воспользоваться для регулирования хода шунтового двигателя. Включив в обмотку индукторов реостат R (рис. 580), мы можем изменять поток индукции N, изменяя сопротивление R; при этом *включение* сопротивления *увеличивает* скорость вращения, а *выключение — уменьшает*.

577. Сравнение цепного и шунтового двигателя. — Шунтовой двигатель обладает некоторыми преимуществами перед цепным: его скорость более постоянна при различных нагрузках и при изменении внешней электродвижущей силы.

Кроме того скорость шунтового двигателя можно регулировать, поместив в шунте реостат. В цепном двигателе приходится помещать реостат в главной цепи, где идет сравнительно сильный ток и где поэтому будет тратиться больше энергии на нагревание реостата, чем в шунте. Иногда устраивают особый переключатель, дозволяющий различным образом (параллельно и последовательно) соединять различные части обмотки электромагнитов. Этим последним способом пользуются обыкновенно в трамвайных двигателях, где употребляются почти всегда цепные двигатели.

С другой стороны, цепной двигатель при пускании в ход развивает больший момент вращения и потому особенно пригоден например в электрических трамваях, где для трогания вагона с места требуется бо́льшая сила, чем для поддержания его скорости.

578. Практические данные. — Подробные описания устройства динамомашин и двигателей можно найти в курсах электротехники. Здесь мы считаем полезным сделать лишь следующие указания.

Индукторы динамомашин рассчитываются, как вообще всякая сложная магнитная цепь, по формулам Гопкинсона (257, 272), принимая коэфициент проницаемости, соответствующий заданной индукции B. Индукция же B в индукторах берется от 8 000 до 16 000 ***C-G-S.*** Бо́льшие значения B влекут за собой уменьшение коэфициента проницаемости и следовательно увеличение магнитной утечки (256, 271).

Материалом для сердечников индукторов служит обыкновенно литая сталь. При этом выбирается сталь с возможно большею проницаемостью. Гистерезис здесь не играет никакой роли, потому что в обмотке индукторов ток постоянный.

Якорь динамомашины помещен между полюсами индукторов и составляет часть его магнитной цепи; поэтому его проницаемость тоже должна быть по возможности больше. Кроме того в отдельных обмотках якоря текут, как мы знаем, переменные токи, вызывающие в сердечнике его, во-первых, потери на гистерезис и, во-вторых, на токи Фуко. Первое надо иметь в виду при выборе материала для сердечника, второе — при расположении этого материала.

В первое время сердечник граммова кольца делался из железных проволок. В настоящее время сердечник делается обыкновенно из тонких (от 0,5 до 1 *мм*) железных листов, штампованных по известному шаблону.

Обмотка якоря может быть весьма разнообразная как по расположению отдельных секций, так и по соединению их друг с другом. Как мы

уже выяснили (569, **567**), сопротивление обмотки должно быть по возможности малым. Укрепление обмотки на якоре требует особого внимания, так как на нее действует, во-первых, магнитное поле и, во-вторых, центробежная сила. Для предупреждения сильного нагревания обмотки в якоре устраивают особые вентиляционные каналы, в которых циркуляция воздуха достигается благодаря вращению якоря.

Отдельные пластины коллектора изолируются друг от друга тонкими прокладками из слюды и снабжаются отростками, к которым припаиваются проволоки секций.

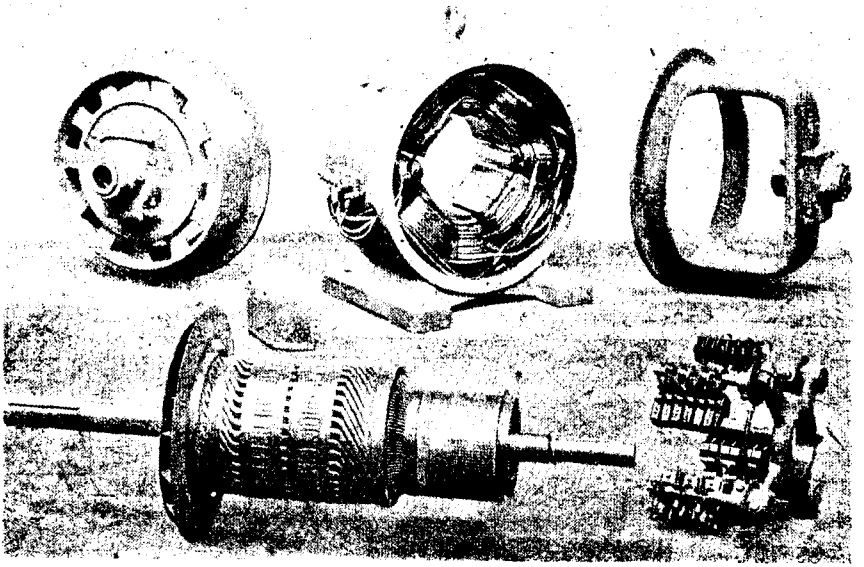


Рис. 583. Динамомашина постоянного тока в разобранном виде.

Щетки делались прежде из пачек тонких медных пластинок, сложенных вместе, или из сплетенных тонких проволок. В последнее время стали употреблять главным образом угольные щетки. Основное требование, которое нужно предъявлять к щеткам, должно состоять в том, чтобы они давали хорошее соприкосновение с коллектором, правильно изнашивались и несильно изнашивали коллектор.

Щетки динамомашины должны быть легко передвигаемы по коллектору. Для этого они прикрепляются к особым щеткодержателям с рукояткою, дозволяющею поворачивать обе щетки одновременно.

На рис. 583 показана четырехполюсная динамомашина в разобранном виде. Наверху посредине стоит индуктор с четырьмя полюсами; кроме того видны узкие добавочные полюса, служащие для компенсации реакции якоря (ср. рис. 573, стр. 567, **564**). Внизу изображен якорь с коллектором и справа от него щеткодержатель.

579. Коэфициент полезного действия. — Коэфициент полезного действия в больших машинах, мощность которых бывает иногда в несколько

тысяч лошадиных сил, достигает 94%, тогда как в малых, в одну лошадиную силу, он бывает лишь 65—70%. Коэфициент полезного действия зависит также от нагрузки: наибольший коэфициент полезного действия бывает при нормальной нагрузке, для которой машина рассчитана; при малой нагрузке неизбежные во всякой машине потери на трение, гистерезис и токи Фуко составляют слишком большой процент, тогда как при перегрузке от слишком сильных токов растут потери на джоулево тепло.

Если динамомашина дает $W = \mathcal{E}J$ уатт полезного действия, а требует для движения W_1 уатт, то коэфициент ее полезного действия будет:

$$\eta = \frac{W}{W_1}.$$

При этом $(W_1 - W)$ уатт тратятся бесполезно, превращаясь в теплоту в самой машине. Таким образом в машине будет появляться ежесекундно $0{,}24\ (W_1 - W)$ малых калорий (153, **167**), и температура ее должна повышаться.

Но повышение температуры допускается не свыше 80°, иначе является опасность, что изоляция машины пострадает; поэтому, как мы уже указали выше (575, **578**), стараются путем вентиляции охлаждать машину.

Пусть электродвигатель для своего вращения требует $W = \mathcal{E}J$ уатт и пусть при n оборотах в секунду он дает на валу момент сил K *кгм*; так как работа этого момента сил за один оборот будет $2\pi K$, то ежесекундная работа, или мощность, двигателя

$$W_0 = 2\pi nK \frac{кгм}{сек} = 2\pi nK \cdot 9{,}81 \text{ уатт} = \frac{2\pi nK}{75} \text{ лош. сил.}$$

Коэфициент полезного действия двигателя будет:

$$\eta = \frac{W_0}{W} = \frac{2\pi nK \cdot 9{,}81}{\mathcal{E}J}.$$

VII. МАШИНЫ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

580. Генераторы переменного тока. — Основные принципы устройства машин переменного тока уже были изложены нами (561, **562**) раньше, поэтому здесь мы только вкратце укажем на практическое их выполнение.

Так как генераторы переменного тока строятся обыкновенно для высоких напряжений, потому что высокие напряжения выгоднее при передаче энергии; так как, с другой стороны, в цепи с высокими напряжениями желательно избежать щеток и движущихся частей, которые вообще труднее снабдить надежной изоляцией, чем неподвижные части,— то в больших генераторах переменного тока делают обыкновенно якорь неподвижным, а индукторы вращающимися.

Далее, на практике принят в настоящее время почти везде переменный ток в 50 периодов в секунду; поэтому двухполюсным генераторам пришлось бы делать 3 000 оборотов в минуту. Кроме того для сохранения равномерного вращения желательно генератор непосредственно сое-

динять с двигателем без ременной передачи, а это обстоятельство требует тоже ограничения скорости вращения. Все это вместе взятое заставляет делать генераторы многополюсными.

В отделе III (рис. 516, 518, 521) нами уже рассмотрены были различные схемы однофазных, двухфазных и трехфазных генераторов, причем везде неподвижный якорь изображался для ясности с выступающими полюсами. Но конечно в этом нет необходимости. Большею частью сердечник неподвижного якоря делают из штампованных железных листов, образующих собою кольцеобразный остов машины наподобие сердечника кольца Грамма. В якорях имеются отверстия для помещения обмотки.

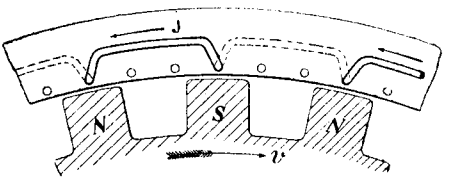


Рис. 584. Разрез обмотки.

На рис. 584 в разрезе, рис. 585 — в плане изображен один из наиболее простых типов обмотки.

При ближайшем рассмотрении этих рисунков легко видеть, что при движении полюсов индукторов NS по направлению v, указанному стрелкой, во всех стержнях возбуждается переменный ток одной и той же фазы.

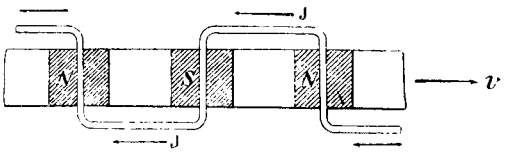


Рис. 585. План обмотки переменного тока.

В листах железного остова (рис. 584) показаны еще не заполненные отверстия; если поместить в них такую же обмотку (рис. 586), то получим генератор трехфазного тока.

Заметим, что индукторы генераторов переменного тока должны быть питаемы постоянным током, поэтому все эти машины нужно причислить к типу машин независимого возбуждения. Возбуждение индукторов делается или батареей аккумуляторов, или, в большинстве случаев, особой небольшой динамомашиной постоянного тока, якорь которой посажен на одной общей оси с индуктором.

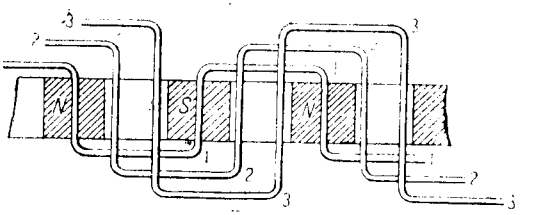


Рис. 586. Обмотка индуктора трехфазного тока.

На рис. 587 представлен большой генератор переменного тока.

581. Синхронные двигатели. — Всякая динамомашина переменного тока может быть обращена в двигатель, если соединить ее с каким-нибудь генератором переменного тока. Но при этом надо иметь в виду, что каждая секция якоря образует вокруг себя переменное магнитное поле, и движение якоря или индуктора друг относительно друга будет продолжаться непрерывно только тогда, когда время, употребляемое каждой

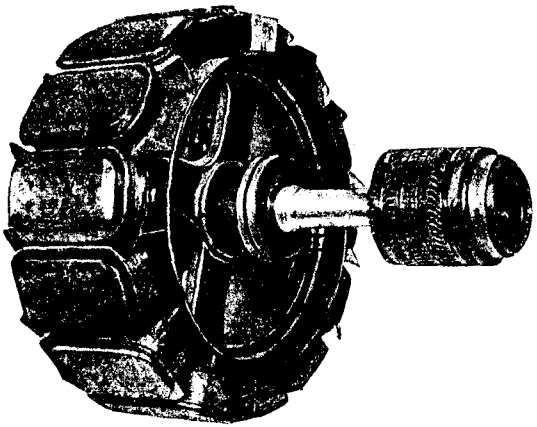


Рис. 587. Индуктор машины переменного тока.

секцией на движение между двумя одноименными полюсами индуктора, равно времени одного периода переменного тока.

Действительно, если какая-либо секция якоря двигателя, например в положении *a* (рис. 589), отталкивается южным полюсом индуктора *S* и притягивается северным полюсом *N*, то в положении *b* ток в секции должен переменить свое направление для того, чтобы при дальнейшем движении, в положении *c*, она отталкивалась северным полюсом *N* и притягивалась южным S_1. Такие двигатели, движение которых должно быть строго соразмерено с числом перемен питающего их тока, носят название *синхронных двигателей*.

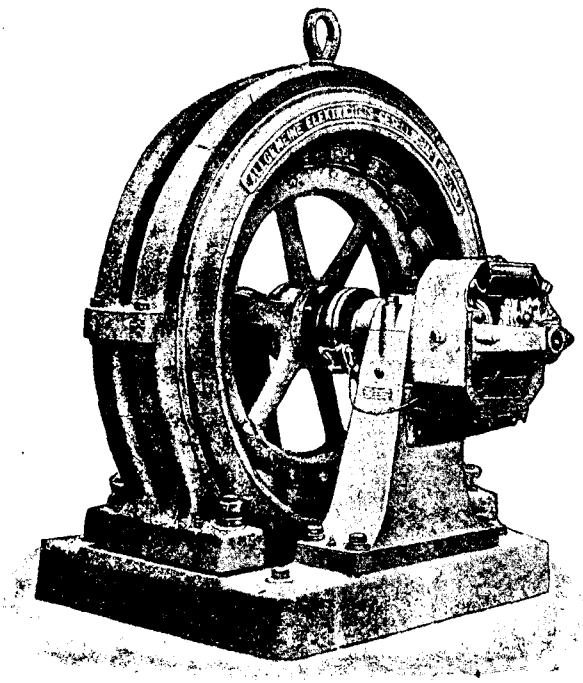


Рис. 588. Генератор переменного тока.

Синхронные двигатели обладают тем неудобством, что под действием тока они сами не могут притти во вращение. Представим себе, что по-

люсы якоря находятся как раз против полюсов индуктора (рис. 589, положение *b*); тогда переменные токи будут действовать друг на друга только в радиальном направлении и не будут сообщать никакого вращательного момента якорю. Но если даже полюса немного сдвинуты (рис. 589, положение *a* или *c*), то хотя при этом и получится некоторый момент вращения, который приведет якорь во вращение, но вследствие недостаточной скорости это вращение тотчас же должно перемениться на обратное вследствие перемены знаков всех полюсов якоря. Поэтому обыкновенно такие двигатели вначале приводят во вращение, как генератор, каким-либо посторонним механизмом и включают в цепь только по достижении синхронизма.

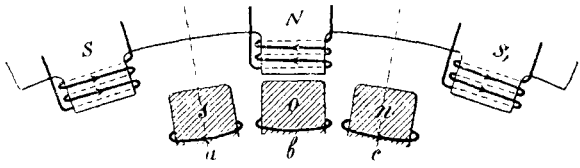
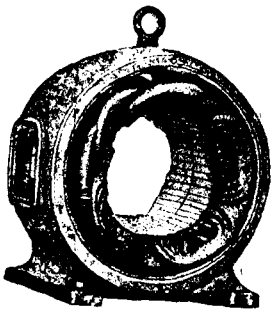


Рис. 589. Схема движения синхронного двигателя.

Кроме неудобства пускания в ход синхронные двигатели еще отличаются тем свойством, что в случае замедления скорости их вращения перегрузкой они выбиваются из синхронизма и перестают вращаться.

Ввиду всех этих неудобств синхронные двигатели употребляются редко, и именно только там, где очень важно точно сохранить одно и то же число оборотов при всякой нагрузке, не выходящей из известных пределов.

582. Асинхронные двигатели. — Свободными от вышеназванных неудобств являются двигатели *асинхронные*, которые можно устроить, пользуясь многофазными токами и вращающимся магнитным полем. Мы уже разобрали основной принцип таких двигателей, а потому перейдем прямо к техническим его применениям.


Рис. 590. Статор трехполюсного двигателя.

Каждый такой двигатель необходимо должен состоять из двух частей: одной — неподвижной и другой — вращающейся. Первая называется *статором*, вторая — *ротором*. Многофазный ток, питающий двигатель, подводится обыкновенно к статору, а не к ротору, так как этим избегается применение щеток.

Конструктивное устройство статора двигателя мало чем отличается от статора генератора. Сердечник его во избежание токов Фуко делается из отдельных штампованных листов тонкого листового железа. На внутренней стороне кольца сделаны отверстия, куда вставляются изолированные друг от друга и от сердечника проволоки обмотки (рис. 590).

Большею частью обмотка статора многополюсная, для того чтобы число оборотов вращающегося поля было *меньше* числа периодов переменного тока (532, **537**). Если вместо *одной пары* полюсов каждой фазы сделать 2 или 3 пары, то при токе в 50 периодов в секунду мы получим магнитное поле, делающее не 50, а 25 и $16^2/_3$ оборотов в секунду, т. е. не 3 000, а 1 500 и 1 000 оборотов в минуту.

Основной тип ротора в виде диска Араго или сплошного цилиндра Феррариса (534, 539) непригоден для практики, так как и в том, и в другом площадь, обтекаемая токами Фуко, сравнительно мала, а между

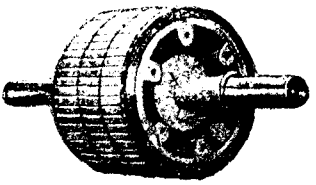


Рис. 591. Ротор трехфазного тока.

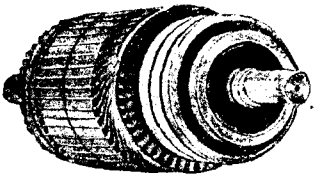


Рис. 592. Ротор трехфазного двигателя с тремя кольцами.

тем момент вращения, как мы знаем, пропорционален этой площади (235, 252). Поэтому гораздо лучше делать ротор не сплошным, а из отдельных медных проволок (рис. 591), расположенных по образующим цилиндра и соединенных двумя кольцами на его основании. Получается таким образом род беличьего колеса; в отдельных стержнях этого

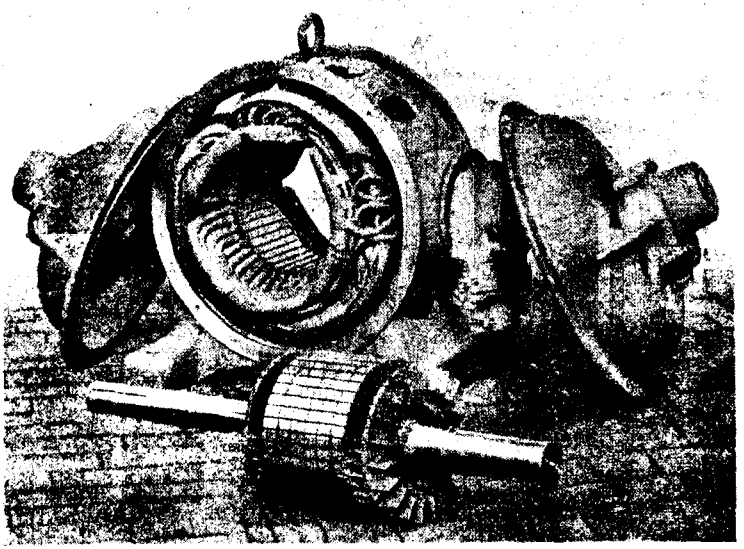


Рис. 593. Трехфазный асинхронный двигатель.

колеса индуцируются вращающимся полем токи, благодаря которым поле увлекает за собою и ротор.

Еще более можно использовать обмотку ротора, если сделать ее в виде барабанного железного сердечника с обмоткою отдельными секциями (рис. 592), охватывающими магнитное поле статора возможно большею площадью.

На рис. 593 изображен трехфазный асинхронный электродвигатель в разобранном виде. Вверху — статор, спереди лежит ротор (беличье колесо) с приспособлением для вентиляции двигателя.

583. Работа двигателя трехфазного тока. — Положим, что поле статора делает n_1 оборотов в секунду. Ротор будет делать меньшее число оборотов $n_2 < n_1$, потому что вращение ротора обусловливается взаимодействием между вращающимся полем и индукционными токами, возникающими в роторе; индукционные же токи могут возникать только при относительном движении проводников и поля, а потому если бы n_2 равнялось n_1, то эти токи были бы равны нулю, и ротор не испытывал бы никакого момента вращения и не мог бы совершать никакой работы. Если же нагрузить двигатель, дав ему какую-либо работу, то вращение ротора замедлится, получится некоторая разность $n_2 - n_1$, которую принято называть *сдвигом*; пропорционально этому сдвигу и будут расти индукционные токи в роторе.

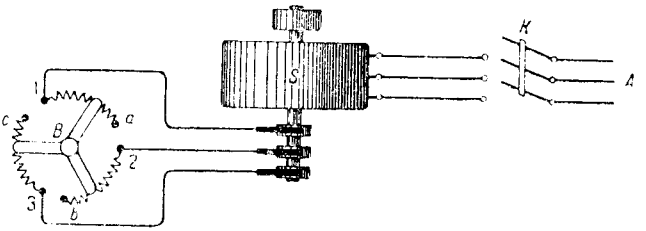


Рис. 594. Двигатель трехфазного тока с пусковым реостатом.

При наибольшем сдвиге, т. е. когда $n_1 = 0$, ротор остановлен, и индукционные токи в нем будут наиболее сильные.

Не нужно однако думать, что в этом последнем случае и вращающий момент сил, действующий на ротор, тоже будет наибольшим. Дело в том, что при неподвижном роторе и при малом сопротивлении его обмотки в нем возникают, правда, сильные индукционные токи, но почти противоположные по фазе токам статора; поэтому в каждый момент времени непосредственно против полюсов статора будут возникать полюсы ротора, и мы получим лишь радиальные силы, не дающие почти никакого момента (ср. стр. 579, рис. 589). Для того чтобы увеличить начальный момент вращения двигателя, в обмотку ротора вводят некоторое добавочное сопротивление, которое изменяет разность фаз α токов ротора, и хотя сила токов ротора при этом уменьшается, но момент их вращения увеличивается. Наибольший момент мы получим, сделав $\alpha = 45°$ (531, **535**). Для введения сопротивления обмотку ротора выводят к трем кольцам (рис. 592, 594), насаженным на оси; к кольцам прижимаются щетки, соединенные с реостатом. На рис. 594 показаны в плане три провода A трехфазного тока, по которым ток входит в статор S трехфазного двигателя. Три кольца ротора соединены при помощи щеток с реостатом. Когда ручка B стоит на контактах a, b, c, обмотка ротора замкнута на три сопротивления $1a$, $2b$, $3c$, соединенных звездою. Замкнув ключ k, мы пускаем двигатель в ход; при этом разность фаз α устанавливается сама собою благодаря вращению и сдвигу $n_2 - n_1$. Затем постепенно поворачиваем ручку B влево на контакты 1, 2 и 3, т. е. включаем реостат, иначе он будет бесполезно поглощать энергию.

584. Однофазные двигатели. — Три провода трехфазной системы представляют собою неудобства для электродвигателей в трамваях, и это —

одна из причин, почему трамваи пользуются в настоящее время постоянным током. С другой стороны, преимущества переменного тока при передаче на большие расстояния заставляют желать его применения в трамваях и электрических дорогах. Все это вместе взятое побудило изобретателей к усовершенствованию *однофазных* двигателей, т. е. двигателей, работающих простым переменным током.

Мы видели, что цепной двигатель при перемене направления тока продолжает вращаться в ту же сторону; отсюда следует, что такой двигатель должен работать и переменным током. Это заключение подтверждается и на опыте, но являются практические затруднения, связанные с искрообразованием у щеток коллектора.

Другой тип однофазного двигателя можно получить, если пускать переменный ток только в индукторы, якорь же замкнуть накоротко, соединив обе щетки проводником. При этом в якоре возникнут индукционные токи, которые будут отталкиваться токами индукторов подобно тому, как это мы наблюдали в опытах Э. Томсона (стр. 530, рис. 513). Если линия щеток будет стоять под углом 45° к полю, тогда та секция обмотки якоря, которая приходится в данный момент непосредственно под щетками, будет испытывать наибольший момент вращения и будет стремиться повернуться так, чтобы стать вдоль по магнитному полю. Когда вследствие этого рассматриваемая секция уйдет из-под щеток, на ее место встанет следующая секция и т. д. Само собою разумеется, что не только рассматриваемая секция, но и другие секции, стоящие не под 45° к полю, тоже испытывают момент вращения, только соответственно меньшей величины.

Двигатели, устроенные на этом принципе, носят также название *репульсионных* двигателей.

585. Умформер. — Как известно, в динамомашине и двигателе постоянного тока в каждой секции якоря идет переменный ток. Мы можем получить этот переменный ток во внешней цепи, если соединим оба конца какой-либо секции с надетыми на оси кольцами, к которым прижаты щетки. Такая машина, которая одновременно снабжена и пластинчатым коллектором, и кольцами, носит название *умформера*, потому что может служить для преобразования постоянного тока в переменный и наоборот. Действительно, если пустить в ход умформер как двигатель постоянного тока, то от колец получим ток переменный; если же пустить переменный ток в кольца и заставить работать умформер, как синхронный двигатель, то из пластинчатого коллектора получим ток постоянный.

Впрочем очень часто для превращения переменного тока в постоянный оказывается более практичным поставить комбинацию из двух машин, состоящую из двигателя переменного тока, например трехфазного, и из соединенной с ним динамомашины постоянного тока. В последнее время получают все бо́льшее и бо́льшее значение выпрямители.

586. Альтернаторы большой частоты. — До сих пор мы описывали электромашины переменного тока наиболее употребительной частоты в 50 периодов в секунду (*малой* частоты). Динамомашины переменного тока большой частоты употреблялись одно время в радиотелеграфии, и в принципе такие машины ничем не отличаются от обыкновенных общеупотребительных машин переменного тока; однако при очень боль-

ших частотах возникают значительные технические затруднения. Для того чтобы иметь об этом некоторое понятие, мы приведем следующий пример.

Предположим, что нам требуется построить динамомашину для телеграфирования электромагнитными волнами средней длины $\lambda = 3$ *км* ($3 \cdot 10^5$ *см*). Это соответствовало бы частоте:

$$n = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{3 \cdot 10^5} = 100\,000 \text{ колебаний в секунду.}$$

Если даже задаться довольно значительною скоростью движения индукторов в 100 *м* в секунду (скорость пули около 300 *м* в секунду), то и тогда расстояние между двумя смежными полюсами вторичной обмотки получилось бы в

$$d = \frac{10\,000}{100\,000} = 0{,}1 \text{ } см, \text{ т. е. в 1 } мм.$$

На таком малом промежутке пришлось бы расположить и ширину полюса и ширину вторичной обмотки. Но кроме этого появляется еще целый ряд других конструктивных затруднений: как избежать потери на гистерезис, на токи Фуко, на нагревание самих проводов быстропеременными токами. Наконец являются еще затруднения чисто механические, связанные с большою скоростью вращения машины.

Несмотря однако на все указанные затруднения, конструкторам удалось в настоящее время выработать типы альтернаторов довольно большой частоты в несколько десятков тысяч колебаний в секунду, которые уже работают на многих станциях беспроволочной телеграфии с коэфициентом полезного действия, доходящим до 80 %.

Основная идея почти всех подобных машин заключается в том, что как обмотка, возбуждающая магнитное поле, так и обмотка, в которой возникают переменные токи путем индукции, — обе эти обмотки помещены в *статоре*, т. е. в *неподвижной* части машины. Ротор же представляет собою стальное зубчатое колесо, которое при своем вращении периодически меняет поток индукции в статоре и таким образом возбуждает во вторичной обмотке индукционный ток. Первая машина большой частоты была построена Тесла (N. Tesla, 1895).

На рис. 595 представлен схематически разрез машины Александерсона (R. A. Fessenden, E. F. W. Alexanderson, 1905—1910).

Вверху мы видим разрез железного статора, внутри которого помещена обмотка возбуждения J_1. По этой обмотке течет *постоянный* ток, магнитные линии которого проходят сквозь вторичную обмотку J_2 и сквозь зубцы роторного диска (рис. 595, *а*). Вторичная обмотка J_2, в которой собственно и возникает электрический ток большой частоты, состоит из проволоки, уложенной между полюсами статора волнообразно (рис. 595, *b*) (ср. стр. 579). Сам ротор представляет собой стальной диск, по краю которого сделаны зубцы или отверстия, заполненные бронзой.

Когда против полюсов статора приходятся стальные зубцы ротора, поток магнитной индукции в статоре наибольший, а когда на место стали становится бронзовый промежуток, поток — наименьший. Что ка-

сается бронзового заполнения, то оно сделано только для того, чтобы диск имел гладкую поверхность и чтобы трение его о воздух было как можно меньше.

Когда диск приведен во вращение, то переход потока индукции от одного максимального значения до другого будет соответствовать одному

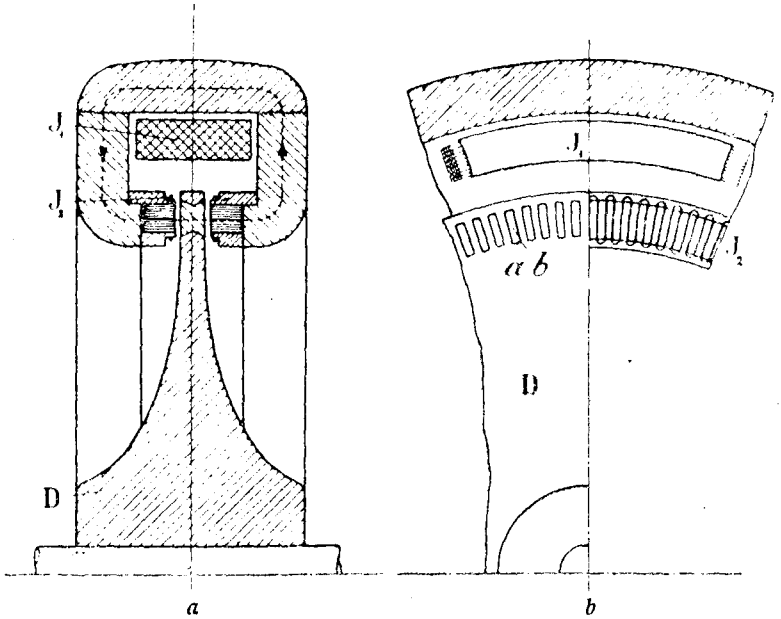


Рис. 595. Машина Александерсона.
a — разрез по диаметру, *b* — разрез по окружности.

периоду индуцируемого во вторичной обмотке тока. Если расстояние между зубцами ротора обозначить через d, а скорость движения его зубцов через v, то очевидно число периодов машины в секунду будет равно:

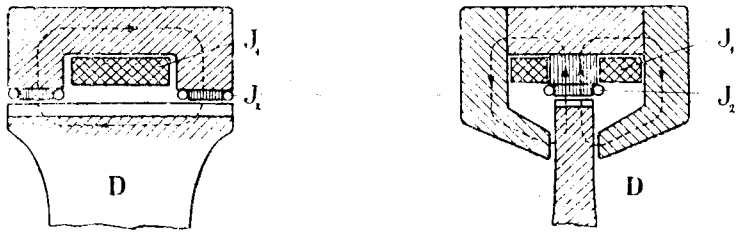
$$n = \frac{1}{T} = \frac{v}{d}.$$

Если задаться расстоянием между зубцами $d = 7$ *мм*, а скорость взять в 140 *м* в секунду, что при современных машинах возможно, то получим $n = 20\,000$ колебаний в секунду.

Конструкции статора и ротора могут быть и иные, чем у Александерсона. Иногда зубцы ротора расположены не внутри, а снизу зубцов статора (рис. 596, *a* — Латур, Арко); иногда число зубцов в роторе, где нет никакой обмотки, делается вдвое больше, чем в статоре (Латур, Бетено). В машинах Вологдина имеются две первичные обмотки (рис. 596, *b*), в которых токи идут по взаимно противоположным направлениям, и магнитные линии сил разветвляются, как показано на чертеже. Но какова бы ни была конструкция подобных машин, принцип их действия остается один и тот же.

В настоящее время альтернаторы большой частоты мощностью от 100 до 500 киловатт строятся с числом периодов в секунду не более 30 000.

Иногда — в особенности при желании получать очень большие частоты — предпочитают ставить альтернаторы на малое число колебаний, а затем трансформировать эти колебания на бо́льшую частоту, как это



a *b*

Рис. 596. Конструкция Латура, Бетено и Вологдина.

описано у нас на стр. 543, **552**. Так например на станции Науэн близ Берлина установлены две машины по 500 киловатт каждая, дающие электрические колебания только в 8 000 периодов в секунду. Эти колебания затем трансформируются два раза на 16 000 и на 32 000 периодов. Там же установлен еще и третий трансформатор на частоту 64 000. Но конечно с каждой новой трансформацией коэфициент полезного действия установки соответственно понижается.

587. Цель трансформации токов. — В электротехнике очень часто является выгодным преобразовывать, или трансформировать, токи низкого напряжения в токи высокого напряжения и наоборот. Действие подобного трансформатора мы уже разбирали в § **532**, а теперь опишем вкратце его применение при передаче электрической энергии на большие расстояния.

Предположим, что нам необходимо передать электрическую энергию на некоторое расстояние по проволоке, имеющей сопротивление r. Мы знаем, что нагревание этой проволоки будет пропорционально квадрату силы тока и потеря энергии будет J^2r. Чтобы уменьшить эту потерю, можно увеличить сечение проволоки, но тем самым увеличивается и ее стоимость. Гораздо выгоднее уменьшить силу тока, но зато увеличить напряжение его так, чтобы их произведение EJ, т. е. передаваемая *мощность*, осталось без изменения. Повышение напряжения однако имеет свои границы, так как, с одной стороны, требуется тщательная изолировка, с другой — появляется опасность для человеческой жизни. Поэтому на линии напряжение бывает обыкновенно 2 000 и 6 000 вольт, но может доходить даже до 500 000 вольт, тогда как на месте потребления допустимо лишь 100—250 вольт. Из этого мы видим, что у генераторов должен быть поставлен прибор, повышающий напряжение, а в месте потребления — прибор, понижающий напряжение.

Если для передачи энергии употребляется постоянный ток, то, для того чтобы преобразовать его в ток другого напряжения, ничего другого не

остается, как поставить электродвигатель, вращающий динамомашину с другим напряжением, чем ток, питающий двигатель. Такая комбинация вполне аналогична генераторной станции. Если же в распоряжении имеется переменный ток, то его преобразование в ток другого напряжения дости-



Рис. 597. Схема передачи энергии с трансформаторами.

гается несравненно проще посредством *трансформатора*. Трансформатор обладает тем преимуществом, что не имеет в себе движущихся частей и потому не требует постоянного за собой ухода.

На рис. 597 изображена схема передачи энергии с трансформацией. Здесь G — генератор, a_1 — первичная, a_2 — вторичная обмотка трансформатора, $a_2 b_2$ — линия высокого напряжения и L — место потребления энергии.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

I. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ

588. Колебательный разряд. — Уже давно некоторые явления разряда лейденских банок указывали на то, что разряд этот состоит не из одного только процесса соединения противоположных электричеств, а что при этом обкладки банки перезаряжаются, на них возникает электричество противоположного знака, после чего следует новый разряд и т. д. Еще Савари (Savary, 1826) заметил, что если посредством тока лейденской банки намагничивать стальную спицу, то иногда ее намагничивание происходит в одном направлении, а иногда в другом, при том же самом знаке заряда.

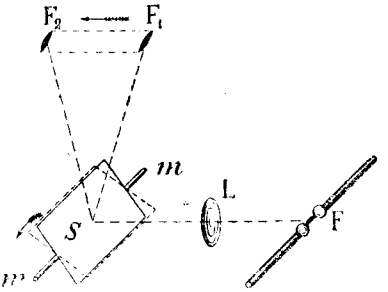
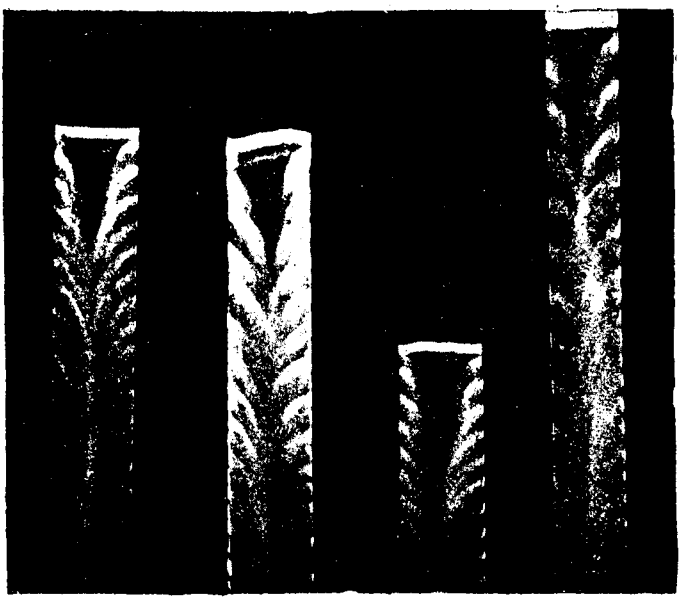


Рис. 598. Опыт Феддерсена.

Более подробно это явление изучал Феддерсен (Feddersen, 1862); он рассматривал разрядную искру в быстро вращающемся зеркале и об-


Рис. 599. Вид искры во вращающемся зеркале.

наружил, что каждый разряд состоит из целой серии разрядов. Схема расположения опытов Феддерсена следующая. Установим ось *mm*

(рис. 598) вращения зеркала параллельно искре; помещая между искрой и зеркалом линзу или объектив L, мы можем получить изображение искры в F_1. Вследствие вращения зеркала изображение искры F_1 быстро перемещается, и если бы разряд состоял только из одной искры, то, смотря по длительности разряда, изображение искры в зеркале получилось бы более или менее удлиненным в направлении F_1F_2; между тем опыт показывает, что общая картина явления имеет вид, показанный на рис. 599, из которого мы можем заключить, что разряд лейденской банки представляет собою целый ряд отдельных разрядов. Зная быстроту вращения зеркала, можно определить промежуток времени между отдельными разрядами, и Феддерсену удалось доказать, что время это пропорционально квадратному корню из произведения емкости и самоиндукции цепи, в которой наблюдается разряд.

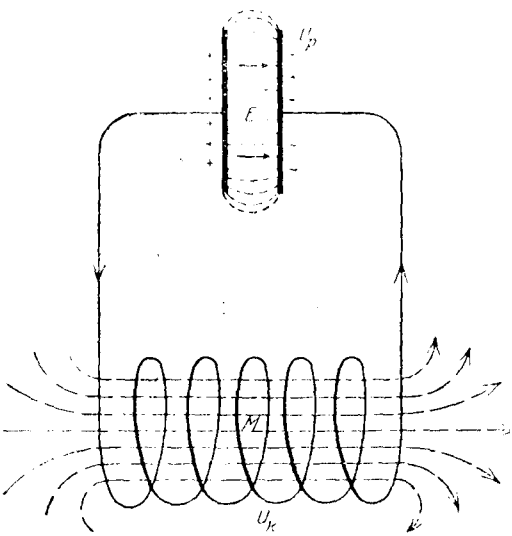


Рис. 600. Система из емкости и самоиндукции для электрических колебаний.

589. Механизм электрических колебаний. — Чтобы уяснить себе, как происходят электрические колебания, представим себе конденсатор (рис. 600), который заряжают до некоторой разности потенциалов, затем разряжают, соединяя его обкладки проводником. Этот разряд происходит не мгновенно, а занимает некоторый, хотя бы и очень малый, промежуток времени. При этом электрический ток, который до начала разряда был равен нулю, постепенно усиливается; магнитное поле, образуемое этим током, тоже растет, и следовательно в проводнике возникает обратная разряду электродвижущая сила самоиндукции (экстраток замыкания), которая и замедляет быстроту разряда. Но когда противоположные электричества обкладок конденсатора взаимно уничтожатся, ток должен прекратиться, и магнитное поле его исчезнуть; при исчезновении же магнитного поля возникает, как мы знаем, новая электродвижущая сила (экстраток размыкания), направленная *в ту же сторону*, как и прекратившийся ток. Это значит, что ток после первого разряда конденсатора не прекратится мгновенно, а будет продолжать итти дальше, заряжая обкладки конденсатора электричеством, противоположным тому, которое было на них первоначально.

Таким образом мы пришли к заключению, что при разряде конденсатор должен перезарядиться. Применяя подобные же рассуждения и к перезаряженному конденсатору, мы придем к заключению, что он перезарядится еще раз и т. д. Другими словами, электричество в нашей системе будет совершать колебания от одной обкладки к другой.

Периодом электрических колебаний называется то время, которое электричество употребляет на переход от одной обкладки конденсатора к другой и обратно. По истечении полного периода T конденсатор оказывается заряженным так же, как вначале.

Что касается энергии, то если мы зарядили конденсатор емкостью C до разности потенциалов V_0, то мы сообщили ему энергию:

$$W_e = \frac{CV_0^2}{2} \text{ эрг.}$$

При разряде, когда оба электричества соединяются друг с другом, т. е. в первую четверть периода, эта энергия исчезает из конденсатора; зато в это время электрический ток достигает своей наибольшей величины, и его магнитное поле вмещает всю энергию, бывшую до того в конденсаторе. Энергия магнитного поля равна:

$$W_m = \frac{LJ_0^2}{2} \text{ эрг.}$$

Магнитная энергия в следующую четверть периода опять превращается в электрическую, заряжая конденсатор электричеством, противоположным тому, которое было вначале и т. д. Таким образом энергия в нашей системе колеблется, и притом вдвое быстрее, чем электричество

Период колебания энергии равен $\frac{T}{2}$.

Если в нашей цепи нет сопротивления, то эти колебания будут происходить вечно; в присутствии же сопротивления электрическая энергия будет постепенно теряться, и колебания будут затухать.

590. Аналогия с маятником. — Полную аналогию электрическим колебаниям мы имеем в известных всем колебаниях маятника. Если отклонить маятник на некоторый угол, соответствующий некоторой высоте поднятия шарика h ($=$ разность потенциалов), то шарик станет падать с этой высоты ($=$ разряд). Дойдя до самой нижней точки, маятник однако не остановится в ней, а по инерции перейдет через нее на противоположную сторону, где снова подымется на прежнюю высоту h ($=$ перезарядка); затем маятник пойдет обратно и т. д. Одним словом, маятник будет совершать колебания. Эти колебания продолжались бы вечно при отсутствии трения ($=$ сопротивление), но вследствие неизбежного трения энергия их будет постепенно уменьшаться, и колебания постепенно прекратятся.

Периодом колебания маятника T называется то время, которое он употребляет на прохождение от одного своего крайнего положения до противоположного и обратно.

Мы знаем, что потенциальная энергия маятника, масса которого m, при поднятии на высоту h равна:

$$W_p = mgh.$$

Эта энергия в нижней точке, где $h = 0$, т. е. через четверть периода T, не исчезает, а накопляется в виде кинетической энергии движения:

$$W_k = \frac{mv^2}{2}.$$

Кинетическая энергия затем, при новом подъеме, снова превращается в потенциальную и т. д.

Период колебания энергии здесь тоже равен $\frac{T}{2}$.

Из сопоставления электрических колебаний с колебаниями маятника мы видим, что электрическая энергия аналогична энергии потенциальной, тогда как магнитная энергия аналогична кинетической.

591. Формула Томсона-Кельвина. — Теория колебательного разряда была дана В. Томсоном (лорд Кельвин, 1853). Не входя в математические подробности этой теории, мы можем получить результат Томсона следующим путем.

Пусть конденсатор емкостью C заряжен до разности потенциалов V; тогда количество электричества на нем будет:

$$e = CV.$$

Увеличение количества электричества в конденсаторе в единицу времени, которое мы обозначим через $\dot{e}$ очевидно равно силе тока J. Но увеличение количества электричества e может происходить только при одновременном увеличении разности потенциалов V, причем количество электричества будет увеличиваться в C раз скорее, чем разность потенциалов. Мы можем следовательно написать:

$$J = \dot{e} = C\dot{V},$$

где $\dot{V}$ есть скорость изменения разности потенциалов. С другой стороны, разность потенциалов V на обкладках конденсатора, которые соединены друг с другом проводником с самоиндукцией L, есть не что иное, как разность потенциалов на концах самоиндукции L, а по закону индукции эта разность равна:

$$V = -L\dot{J},$$

где $\dot{J}$ — быстрота изменения силы тока J.

Если через $\ddot{V}$ обозначить быстроту изменения величины $\dot{V}$, то, подставляя сюда $\dot{J} = C\ddot{V}$, можем написать:

$$V = -LC\ddot{V}.$$

Сравнивая полученное нами соотношение между V и $\ddot{V}$ с тем соотношением, которое мы получили для отклонения x и ускорения $\ddot{x}$ гармонического колебания (492, **502**), а именно:

$$\ddot{x} = -a^2x = -\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 x,$$

или

$$x = -\left(\frac{T}{2\pi}\right)^2 \ddot{x},$$

мы приходим прежде всего к заключению, что величина V должна изменяться по тому же закону, по которому изменялось x, а именно:

$$V = V_0 \cos at.$$

Следовательно разряд наш должен быть колебательный. Величина V_0 — это та разность потенциалов, до которой мы зарядили конденсатор вначале.

Далее, если разность потенциалов меняется со временем по формуле гармонического колебания, то полученный нами выше коэфициент пропорциональности LC должен быть равен:

$$LC = \left(\frac{T}{2\pi}\right)^2.$$

Отсюда для периода колебания нашей системы получаем:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Это и есть формула Томсона-Кельвина.

Заметим, что найденный нами *собственный период* колебания совпадает с тем периодом, при котором наблюдается резонанс (517, **524**), как это и следовало ожидать.

Проверим теперь закон сохранения энергии.

Электрическая энергия в конденсаторе будет:

$$W_e = \frac{CV^2}{2} = \frac{CV_0^2}{2}\cos^2 at.$$

Сила тока определяется, как скорость точки x [(491, **501**)]:

$$J = C\dot{V} = -CV_0 a \sin at,$$

и следовательно *магнитная энергия*:

$$W_m = \frac{LJ^2}{2} = \frac{C^2LV_0^2}{2}a^2\sin at,$$

или, подставляя

$$a^2 = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 = \frac{1}{LC},$$

получим:

$$W_m = \frac{CV_0^2}{2}\sin^2 at.$$

Сумма обеих энергий:

$$W_e + W_m = \frac{CV_0^2}{2}(\cos^2 at + \sin^2 at) = \frac{CV_0^2}{2},$$

а это как раз та энергия, которую мы накопили в конденсаторе при первоначальном заряде до его наивысшего потенциала V_0.

592. Способ Гертца. — Для получения электрических колебаний Герц изобрел следующий способ. Система, состоящая из емкости и самоиндукции, не делается вполне замкнутою, а в проводнике, соединяющем обе обкладки конденсатора, делается небольшой перерыв F (рис. 601), снабженный на концах двумя шариками. Между шариками во время разряда перескакивает искра; это — *искровой промежуток*. Благодаря искровому промежутку мы можем зарядить обкладки конденсатора до

значительной разности потенциалов, при помощи например индуктора. Но как только разность потенциалов достигнет разрядного потенциала (99, **105**), то между шариками перескакивает искра. Искра представляет собою раскаленные газы, т. е. проводник электричества, а потому вместе с образованием искры система наша образует как бы замкнутую цепь, в которой и совершаются затем электрические колебания.

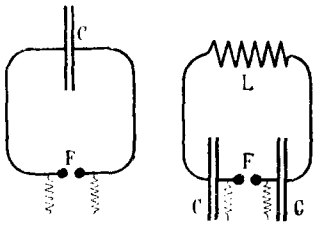


Рис. 601. *Рис. 602.*

Схемы электрических вибраторов.

На рис. 601 искровой промежуток F сделан посредине замыкающего цепь проводника, но его можно поместить и в другом месте. Иногда удобно бывает составить емкость из двух конденсаторов, соединенных последовательно (рис. 602), и между ними поместить искровой промежуток F.

Разрядный потенциал играет здесь роль того первоначального потенциала V_0, о котором сказано выше, и им же будет обусловлена энергия колебания. Имея это в виду и желая получить как можно более сильные колебания, делают искровой промежуток возможно бо́льшим. Однако при слишком большом искровом промежутке его сопротивление току оказывается тоже слишком большим, и колебания быстро затухают. Обыкновенно, в зависимости от периода производимых колебаний, искровой промежуток берут от одной сотой миллиметра до одного сантиметра.

Описанная выше система, приспособленная для получения электрических колебаний, носит название *вибратора*.

593. Примеры вибраторов. Для того чтобы дать некоторое понятие о быстроте электрических колебаний, которые можно получить по способу Герца, мы рассмотрим следующие примеры.

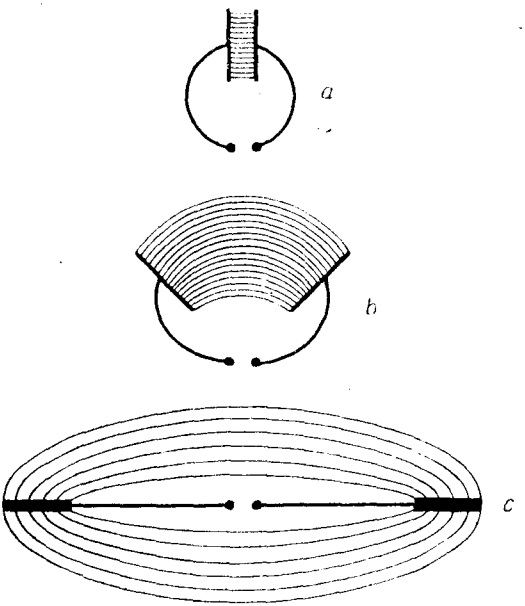


Рис. 603. Типы вибраторов.

Не останавливаясь на случаях сравнительно медленных колебаний, возьмем большую лейденскую банку (97, **103**) емкостью $C = 10^{-9}$ фарад $= 0{,}001$ микрофарад и, зарядив ее, замкнем банку проводником, согнутым по кругу диаметром в 50 *см*; такой проводник, сделанный из проволоки толщиною 0,5 *см*, будет иметь коэфициент самоиндукции около 1 500 ***C-G-S-M***, или $L = 1{,}5 \cdot 10^{-6}$ генри. Образовавшаяся таким

образом система из емкости и самоиндукции даст электрические колебания с периодом в

$$T = 2\pi\sqrt{CL} = 2\pi\sqrt{1{,}5\cdot 10^{-15}} = 2{,}4\cdot 10^{-7} \text{ сек.}$$

В каждую секунду мы получим около $n = 4\,000\,000$ колебаний. Если уменьшить одновременно и емкость, и самоиндукцию, каждую в отдельности в 10 раз, то период T уменьшится тоже в 10 раз. Но при этом как банка, так и проводник будут уже малых размеров. Дальнейшего уменьшения емкости уже придется достигать удалением обкладок друг от друга. Идя в этом направлении, мы постепенно от типа *a* (рис. 603) переходим к типу *b* и *c*. В конце концов мы придем таким путем к системе, состоящей из двух прямых проволок, разъединенных искровым промежутком. Эти проволоки, как и всякий проводник, обладают конечно некоторой емкостью и некоторой самоиндукцией, только весьма малой.

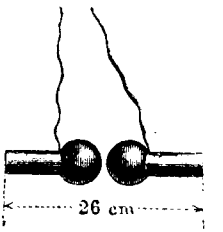


Рис. 604. Вибратор Герца.

На рис. 604 изображен вибратор Герца, который давал ему $5\cdot 10^8$ колебаний в секунду.

Необходимо заметить, что вместе с уменьшением емкости и самоиндукции системы уменьшается та энергия, которую можно ей сообщить, а потому наблюдение колебаний с уменьшением периода становится все более и более затруднительным.

594. Затухание колебаний. — После каждого заряда, сообщенного индуктором вибратору, в этом последнем возникают быстрые электрические

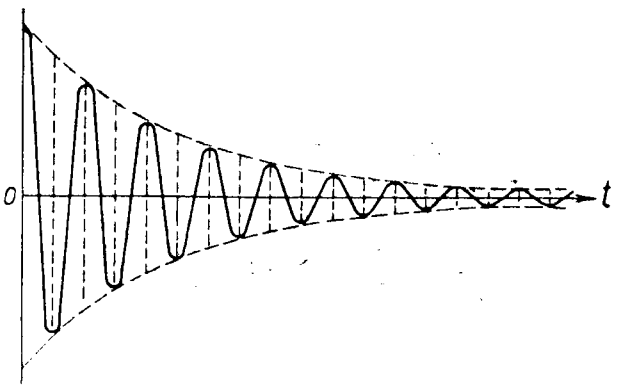


Рис. 605. Затухание колебаний.

колебания. Однако эти колебания продолжаются недолго, и вследствие потери энергии их амплитуда быстро уменьшается. Такие колебания носят название *затухающих колебаний*. Рис. 605 изображает постепенное уменьшение разности потенциалов в вибраторе Герца. Мы не будем здесь останавливаться на выводе формулы затухающих колебаний, а укажем лишь следующее.

Для *незатухающих* колебаний мы имели выражение:

$$x = A\cos at,$$

причем величина A, или амплитуда колебаний, оставалась постоянной.

В *затухающих* колебаниях амплитуда постепенно уменьшается, причем в большинстве случаев это уменьшение происходит по закону e^{-kt} (514). Поэтому, если начальную амплитуду обозначить через A_0, то

$$A = A_0 e^{-kt},$$

и следовательно формула затухающих колебаний будет:

$$x = A_0 e^{-kt}\cos at.$$

Вышеприведенная формула затухающих колебаний, а также и рис. 605 относятся к тому случаю, когда в начальный момент ($t = 0$) было задано отклонение точки $x_0 = A_0$, или, если это электрические колебания, то рис. 605 изображает колебание разности потенциалов на обкладках конденсатора, который в некоторый момент $t = 0$ был заряжен до разности потенциалов A_0. Что же касается силы тока, которая в момент $t = 0$ была равна нулю, то для нее очевидно вместо $\cos at$ следует взять $\sin at$, и мы будем иметь:

$$y = B_0 e^{-kt}\sin at.$$

Рис. 606 изображает подобную кривую силы тока, снятую при помощи трубки Брауна (559, **561**) при разряде конденсатора в $7{,}8\cdot10^{-6}$ фарад через самоиндукцию в 0,09 генри.

На основании этих данных легко подсчитать, что в этом случае период:

$$T = 2\pi\sqrt{7{,}8\cdot10^{-6}\cdot0{,}09} = 0{,}005 \text{ сек.} = \frac{1}{200} \text{ сек.}$$

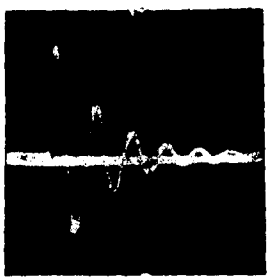


Рис. 606. Кривая силы тока.

Далее, измерив амплитуды кривой на рис. 606, получим последовательно 15 *мм*, 7,5 *мм* и 3,7 *мм*; следовательно отношение двух смежных амплитуд равно 2, а логарифмический декремент:

$$\delta = kT = \lg 2 = 0{,}7,$$

откуда

$$k = 140.$$

595. Апериодический разряд. — Так как затухание происходит от потери энергии, то очевидно затухание электрических колебаний будет тем сильнее, чем больше сопротивление проводника, по которому происходит разряд. Но кроме затухания сопротивление проводника оказывает еще другое действие: оно задерживает движение электричества и потому естественно должно увеличивать период колебаний. При значительных сопротивлениях период может растянуться до бесконечности, и тогда уже

никаких электрических колебаний происходить не может, а конденсатор разряжается без перезарядки.

Это явление вполне аналогично тому, которое происходит с маятником, обладающим большим трением, или с очень вязкою жидкостью. Такой маятник или вязкая жидкость, выведенные из положения равновесия, возвращаются постепенно в это положение равновесия, но уже не в силах перейти за него, так как вся сообщенная им энергия ими уже израсходована.

Апериодическое движение происходит по закону:

$$x = A_0 e^{-kt}.$$

596. Электрические колебания при замыкании. — Пример апериодического движения электричества мы уже рассматривали в экстратоке замыкания (281, **296**). Там мы предполагали, что цепь состоит только из сопротивления и самоиндукции, без емкости. Теперь мы видим, что это только частный случай; в общем же случае экстраток замыкания будет представлять собою затухающие электрические колебания и сила тока при замыкании будет изменяться по кривой *Oabcd* рис. 607, которая только в частных случаях обращается в апериодическую кривую *Obd*, которую мы рассматривали раньше (стр. 282, рис. 323).

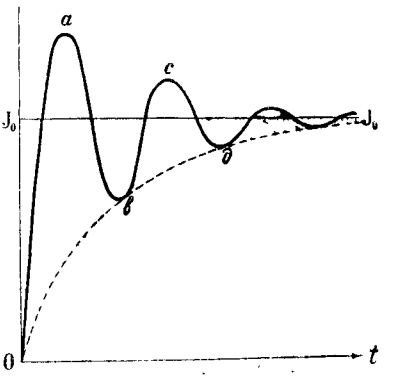


Рис. 607. Электрические колебания при замыкании тока.

Эти соображения надо иметь в виду не только при замыкании постоянного тока, но также и при замыкании переменного тока (531, **536**).

597. Форма гертцевских колебаний. — Если вибратор Герца заряжается индуктором или электростатической машиной, то происходят следующие явления.

При зарядке разность потенциалов в вибраторе увеличивается до появления искры в искровом промежутке, после чего наступает колебательный разряд, который постепенно затухает.

Когда одни колебания затухнут, индуктор сообщит вибратору следующий заряд, и получится новая серия колебаний и т. д. Таким образом колебания Герца состоят из целого ряда таких серий. Период колебаний в каждой серии зависит от емкости и самоиндукции системы; длина серии зависит от степени затухания, а расстояние между отдельными сериями зависит от частоты зарядов, даваемых индуктором, т. е. от быстроты прерывателя.

Положим, что данный вибратор дает 10^6 (миллион) колебаний в секунду и имеет декремент 0,7. Так как $0{,}7 = \lg(2)$, то амплитуда каждого следующего колебания будет вдвое меньше предыдущего, и уже через 10 колебаний амплитуда уменьшится в $2^{10} = 1\,024$ раза, т. е. будет ничтожна; между тем 10 колебаний займут промежуток времени всего 0,00001 сек.

По истечении этого промежутка времени вибратор можно считать как бы в покое, и следовало бы сообщить ему новый заряд; но индуктор, даже с быстрым прерывателем, может сообщать вибратору только 1 000 зарядов в секунду. Отсюда мы видим, что вибратор, закончив свои

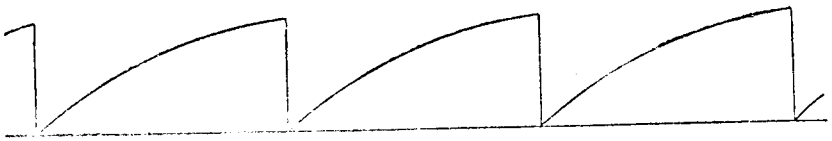


Рис. 608. Заряжение вибратора.

колебания в течение 0,00001 сек., должен дожидаться следующего импульса в течение 0,00099 сек. Эти соотношения приблизительно изображены на рис. 608 и 609.

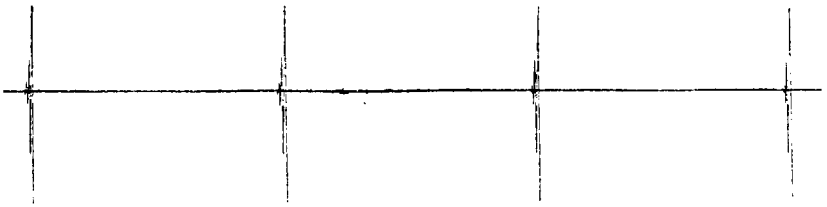


Рис. 609. Разряжение вибратора.

598. Резонатор Гертца. — Если вблизи вибратора поместить вторую систему, то и на ней будут индуцироваться электрические колебания. Индукция может быть либо электрическая, как на рис. 610, где обе системы сближены своими емкостями, либо магнитная, как на рис. 611, где обе системы сближены своими самоиндукциями, наподобие трансформатора, или наконец вторая система может представлять собою ответвление от первой (рис. 612). Во всех этих случаях первая (I) система, т. е. вибратор, служит источником энергии для второй (II) системы и,

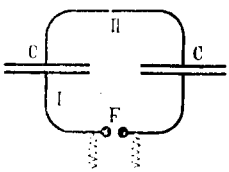


Рис. 610.

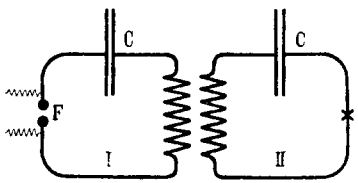


Рис. 611.

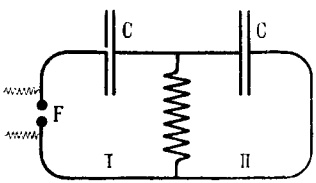


Рис. 612.

Вибраторы (I) и резонаторы (II).

как мы уже знаем, во второй системе мы получим самые сильные колебания тогда, когда периоды колебаний обеих систем одинаковы, т. е. при наступлении резонанса.

При очень быстрых колебаниях, которые изучал Герц, энергия получается очень малою. Поэтому, чтобы иметь возможность наблюдать и исследовать эти колебания, Герц должен был прибегнуть к прин-

ципу резонанса, и потому вблизи *электрического вибратора* Герц помещал *электрический резонатор*.

В резонаторе Герц оставлял тоже очень небольшой искровой промежуток и, наблюдая величину появляющейся здесь искорки, судил об амплитуде колебания резонатора. Изменяя емкость и самоиндукцию резонатора, Герц мог, так сказать, *настраивать* резонатор в один тон с вибратором.

Для демонстрации электрического резонанса в аудитории обыкновенно искровой промежуток в резонаторе заменяют небольшой гейслеровой трубкой. На рис. 613 представлен вибратор AA, состоящий из двух прямых проволок, и вблизи него помещен резонатор BB, две половины которого соединены гейслеровой трубкой G. Длину резонатора можно изменять, более или менее раздвигая надетые на стержнях BB медные трубки CC. При равенстве длин AA и CC гейслерова трубка G светится ярче всего; при других положениях CC гейслерова трубка тухнет. В настоящее время однако способом наблюдения Герца при помощи искорки уже больше не пользуются, потому что теперь имеются другие, гораздо более совершенные способы наблюдений быстрых колебаний, из которых мы опишем вкратце следующие.

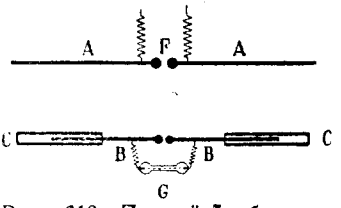


Рис. 613. Прямой вибратор и резонатор.

599. Когерер и детекторы. — Бранли открыл, что металлические опилки сильно меняют свое сопротивление под действием электрических колебаний. Это объясняется следующим образом. Опилки, ссыпанные вместе, плохо соприкасаются друг с другом (дают целый ряд плохих контактов); поэтому, если на место искрового промежутка резонатора AA (рис. 614) поместить небольшую стеклянную трубочку K, заполненную

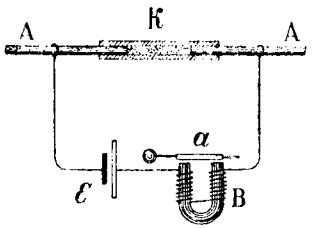


Рис. 614.

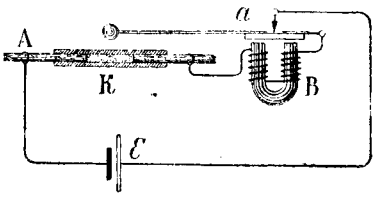


Рис. 615.

Схема когерера.

медными опилками (*когерер*), и затем обе половины резонатора соединить с элементом E и электрическим звонком aB, то вследствие большого сопротивления опилок ток получится настолько слабый, что звонок звонить не будет. Но когда в резонаторе возбуждаются электрические колебания, то между опилками перескакивают маленькие искорки, опилки слипаются, и сопротивление их уменьшается почти в 100 раз. Теперь ток от элемента уже приводит звонок в действие. Однако и после прекращения действия волн звонок будет продолжать звонить, потому что опилки когерера, раз слепившись, не могут сами снова увеличить своего

сопротивления; поэтому трубке с опилками сообщают небольшой толчок рукой, опилки располагаются по-новому, сопротивление их снова оказывается большим, и звон прекращается.

Вместо того чтобы сообщать когереру толчок рукой, можно, как это сделал Маркони в беспроволочном телеграфе (см. ниже), устроить автоматическое восстановление действия когерера. Для этого включают в цепь когерера небольшой электромагнит B (рис. 615), якорь которого снабжен молоточком a (*клопфер*); когда сопротивление когерера упадет, электромагнит притянет якорь, а молоточек, ударив по когереру, снова приведет опилки к большему сопротивлению.

Когерер оказался в высшей степени чувствительным указателем для электрических колебаний, в особенности в соединении с телефоном, установленным на место звонка. Но, с другой стороны, действие его не стоит в непосредственной связи с силою электрических колебаний, и потому он не может служить для количественных измерений.

Такие приборы, которые служат лишь указателями электрических колебаний, называются *детекторами*.

Кроме когерера были изобретены еще и другие детекторы: магнитные, электролитические, тепловые и т. п., но мы здесь не можем на них останавливаться.

600. Тепловые измерительные приборы. — Для количественных измерений электрических колебаний можно прибегнуть к тем тепловым амперметрам, которые уже описаны ранее (301, **320**), и фирма Гартман и Браун строит подобные приборы специально для измерения электрических колебаний.

При этом надо принять во внимание, что показания этих приборов находятся в непосредственной связи с превращением энергии в джоулево

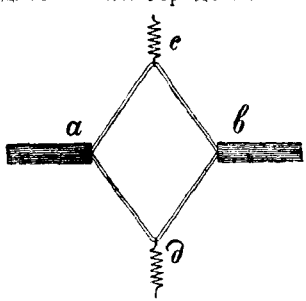


Рис. 616. Болометр Пальцова.

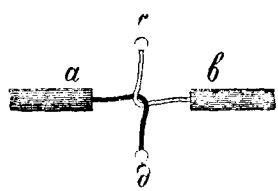


Рис. 617. Термоэлемент Клеменчича.

тепло, и показания их будут тем больше, чем больше энергии выделяется *ежесекундно*. Между тем в электрических колебаниях ежесекундная энергия или мощность, бывает часто так незначительна, что требует более чувствительных приборов. В таких случаях прибегают к болометру или термоэлементу (151, **164** и 171, **184**).

Болометр Пальцова (рис. 616) представляет собою тонкую (0,02 *мм*) железную проволоку $acbd$; точки a и b включают в цепь мостика Уитстона, точки же c и d соединяют с источником электрических колебаний. Эти последние, проходя по проводникам cad и cbd, нагревают их, сопротивление железа увеличивается, и равновесие

в мостике нарушается. Применяя в мостике чувствительный гальванометр, мы можем таким образом измерять мощность электрических колебаний.

Термоэлемент Клеменчича (рис. 617) состоит из двух спаянных проволочек: железной и константановой, соединенных крестом. Если концы *c* и *d* соединить с источником электрических колебаний, то спай нагревается, и в гальванометр, соединенный с точками *a* и *b*, идет термоэлектрический ток. Для увеличения чувствительности термоэлемента П. Лебедев предложил помещать его в безвоздушное пространство; при этом теплота не уносится окружающим воздухом, и термоэлемент сильнее нагревается. То же самое можно делать и с болометром.

Упомянем еще об одном приборе, так называемом *термогальванометре*. Он был изобретен Бойсом. Между полюсами *N*, *S* электромагнита (рис. 618) на тонкой кварцевой нити подвешены две проволоки *oa* и *ob* из висмута и сурьмы, которые образуют замкнутую цепь. Если нагреть спай *ab*, то по рамке *aob* пойдет термоэлектрический ток, и она повернется в магнитном поле *NS*; зеркальце *M* служит для наблюдения, как обычно в зеркальных гальванометрах. Благодаря малому сопротивлению цепи *oab* и тонкости кварцевой нити этот прибор очень чувствителен к изменению температуры спая *ab*, и потому часто им пользуются для измерения лучистой энергии (света), которую и направляют на спай *ab*.

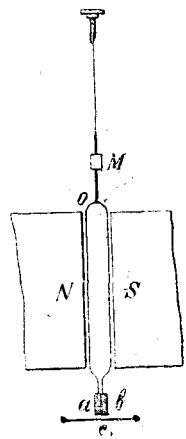


Рис. 618. Термогальванометр.

Дуддель применил прибор Бойса для измерения энергии электрических колебаний. С этой целью вблизи спая *ab* помещается небольшая проволочка *c*, соединенная с источником электрических колебаний. Колебания нагревают проволочку *c*, тепло ее передается спаю *ab*, и рамка *oab* отклоняется.

Чтобы иметь некоторое понятие об относительной чувствительности этих инструментов, приведем следующие данные. Тепловой амперметр может показать (отклонение 1 *мм*) до 0,001 ампера; термоэлемент в воздухе — до 0,00036 ампера, в пустоте — 0,00006 ампера; термогальванометр — 0,0000001 ампера. Все эти данные относятся к эффективной силе тока электрических колебаний.

601. Связанные системы. — Вернемся теперь к явлению резонанса. Это явление в особенности удобно, и притом со всеми деталями, можно изучать и демонстрировать на медленных колебаниях, например на маятниках. На деревянной раме (рис. 619) висит сравнительно тяжелый маятник *A*; если привести его в колебание, то благодаря гибкости рамы движения маятника будут передаваться перекладине, которая тоже будет передвигаться немного вправо и влево. К той же перекладине подвешены еще три легких маятника различной длины; все эти три маятника движением перекладины будут приводиться в колебания одновременно, но амплитуда этих колебаний будет для трех маятников далеко не одинаковая. Сильнее всего раскачается тот маятник, собственный период которого совпадает с периодом колебаний маятника *A*. Чечевица маятника *A* устроена так, что ее можно перемещать вдоль стержня и закреплять на различных высотах. Изменяя высоту, на которой находится чечевица

мы можем получить в маятнике A различные периоды колебаний, и соответственно с этим то маятник B, то C, то D придет в сильнейшие колебания; колебания же маятников, коих периоды не равны A, будут едва заметны.

Не останавливаясь на других деталях явления резонанса, которые можно изучать на этом приборе, заменим легкие маятники B, C и D тяжелым маятником, таким же точно, как и A (рис. 620). Если теперь привести маятник A в колебание, то и маятник A_1 тоже будет постепенно раскачиваться; его амплитуда будет увеличиваться, а вместе с тем

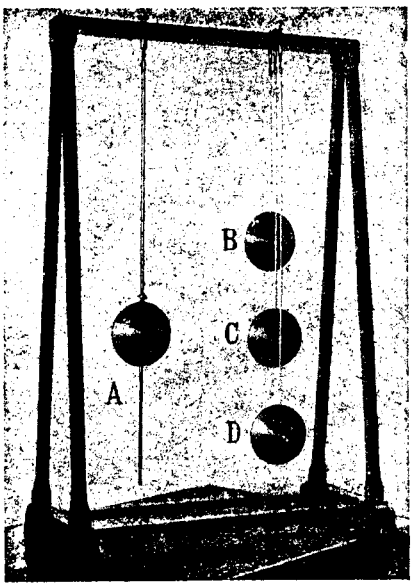


Рис. 619. Связанные маятники.

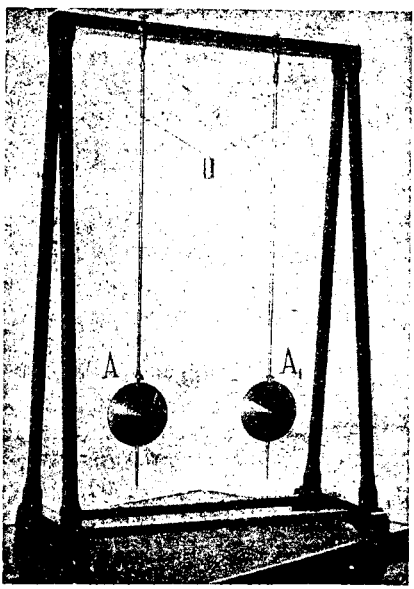


Рис. 620. Резонанс маятников.

будет увеличиваться и заключающаяся в нем энергия. Эту энергию маятник A_1 будет заимствовать очевидно от маятника A, и этот последний будет постепенно уменьшать амплитуду своих колебаний. Через некоторый промежуток времени мы увидим, что маятник A совсем остановился и вся энергия его колебаний перешла на A_1.

После этого роли маятников меняются, и теперь второй маятник A_1 начинает раскачивать A.

Мы видим таким образом, что в такой системе, состоящей из двух частей, способных совершать гармонические колебания и связанных друг с другом, энергия тоже совершает колебания, переходя от A к A_1 и обратно. Чем теснее будет связь обеих систем, тем быстрее будет энергия переходить от A к A_1 и обратно. В этом легко убедиться на опыте, связав оба маятника ниткой с привешенной к ней гирькой (рис. 620). Чем тяжелее взять гирьку, тем больше будет связь между маятниками, и тем меньше будет период колебания энергии.

Вот почему, когда мы рассматривали чистое явление резонанса (рис. 619), мы должны были взять маятник A тяжелым, а маятники B, C и D — легкими; в этом случае энергия, идущая на раскачивание маятников B, C и D, была незначительна, и убывание амплитуды A было незаметно. Кроме того и связь этих систем была невелика, ибо она обусловливалась только небольшими перемещениями перекладины без нитки с гирькой.

Явление резонанса в связанных системах, как видим, несколько сложнее, чем в системах несвязанных или, точнее, связанных очень слабо; осложнение получается тем большее, чем теснее связь. Тем не менее мы можем указать, в чем выражается это осложнение, даже не вдаваясь в подробные вычисления. Оно выражается в том, что энергия не остается

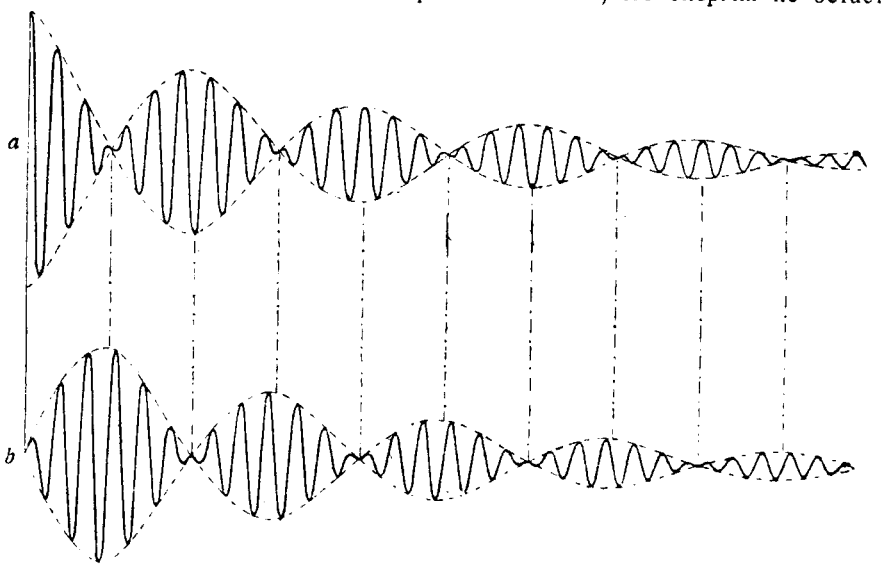


Рис. 621. Колебания связанных систем, a — колебания маятника A (рис. 620), b — колебания маятника A_1.

в одной системе, а совершает колебания между A и A_1; поэтому и амплитуда колебания каждой системы тоже периодически меняется (рис. 621, a и b). Подобные периодические изменения амплитуды известны в акустике под именем *биений*, а существование биений указывает на одновременное присутствие *двух звуков*, немного отличающихся друг от друга по периоду. То же самое конечно нужно сказать и про два связанных маятника: каждый маятник совершает одновременно два гармонических колебания различных периодов.

Предположим действительно, что наши маятники вместо колебания

$$X = A\cos at$$

совершают одновременно два колебания с различными периодами, и предположим, что благодаря этому величину a необходимо изменить на $(a+\delta)$ и на $(a-\delta)$; тогда получим следующую форму колебания:

$$X_1 = A\cos(a+\delta)t + A\cos(a-\delta)t = 2A\cos\delta t\cdot\cos at,$$

а это и означает, что в таком случае вместо постоянной амплитуды A мы получим периодически меняющуюся амплитуду $2A\cos\delta t$.

Итак мы пришли к заключению, что два одинаковых маятника, имеющие один и тот же период колебаний, будучи связаны друг с другом, дают два периода колебаний, которые разнятся друг от друга тем более, чем сильнее связь.

Наконец рассмотрим еще один случай. Предположим, что мы пустили первый маятник в ход и он стал постепенно передавать свою энергию второму маятнику, и положим, что в тот момент, когда вся энергия его перешла на второй маятник, мы уничтожаем связь между ними, например снимаем первый маятник со штатива. Тогда энергии второго маятника уже некуда будет возвращаться, и маятник будет продолжать свои колебания так, как будто он ни с чем не связан (рис. 622).

Все сказанное нами о колебании маятников можно целиком перенести и на электрические колебания. Здесь бо́льшая или меньшая связь вибратора с резонатором достигается бо́льшею или меньшею их взаимною емкостью (рис. 610) или взаимною индукцией (рис. 611). При значительной связи получаются два периода колебаний, из которых один больше, а другой меньше основного периода $T=2\pi\sqrt{LC}$ каждой системы, взятой в отдельности.

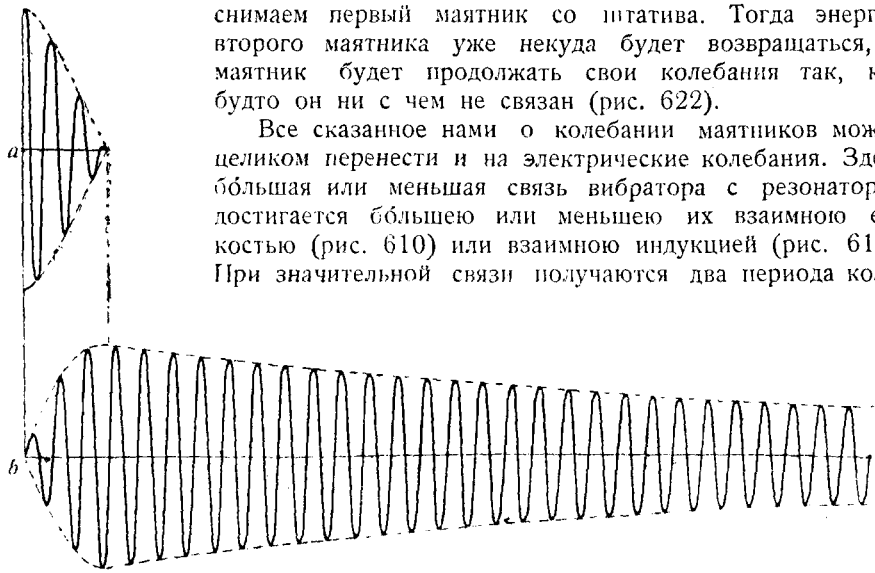


Рис. 622. a — колебания маятника A; *b* — колебания маятника A_1.

602. Опыты Тесла. — При быстрых электрических колебаниях магнитное поле конечно меняется тоже очень быстро; поэтому индуктивные действия быстрых колебаний могут быть чрезвычайно сильными, в особенности если при этом воспользоваться еще явлением резонанса. Это сделано в следующем расположении опыта Тесла (рис. 623).

Индуктор J снабжает электричеством конденсатор C, причем через искровой промежуток F и проводник L проходят быстрые электрические колебания. Проводник L состоит из небольшого числа оборотов толстой проволоки. Внутри этой *первичной катушки* L помещена *вторичная катушка ab* с большим числом оборотов, в которой поэтому возникают

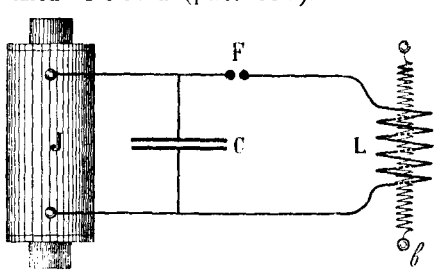


Рис. 623. Схема опытов Тесла.

очень большие напряжения. Если соответственно с большим числом оборотов, т. е. соответственно с большею самоиндукцией, сделать емкость вторичной катушки меньше, чем первой, то можно добиться резонанса обеих систем, отчего колебания вторичной катушки еще более усилятся. Таким путем Тесла достигал во вторичной катушке искр в несколько метров длиною.

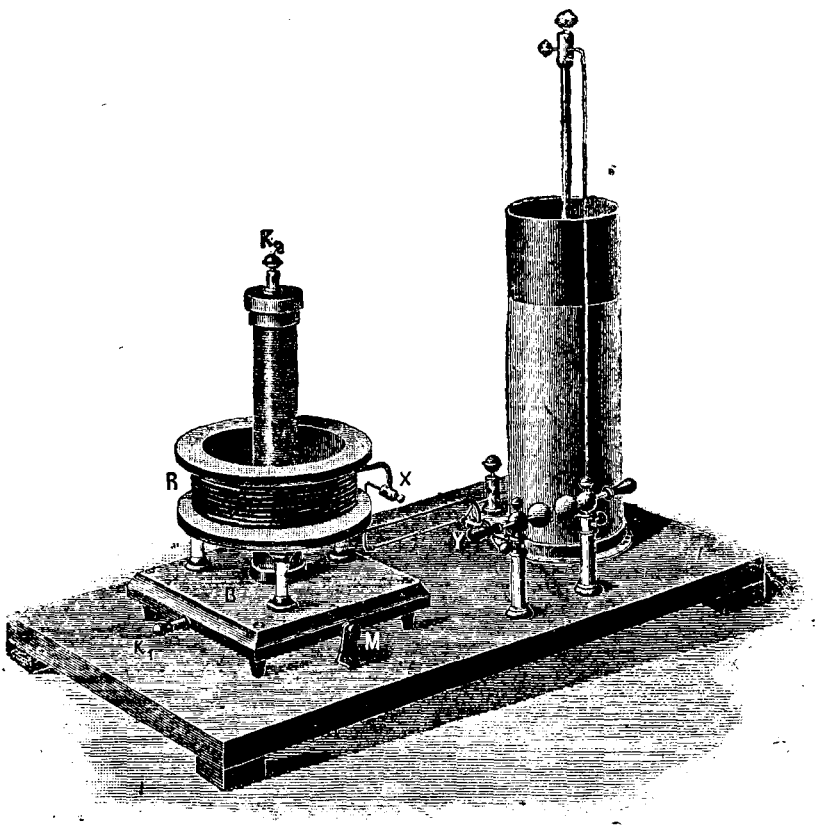


Рис. 624. Прибор для опытов Тесла.

На рис. 624 изображен прибор Тесла, который часто употребляется при демонстрациях. Здесь F — емкость, R — первичная катушка и K_1, K_2 — полюсы вторичной катушки, Y — ручка для регулирования искрового промежутка.

Гейслеровы трубки светятся в поле катушки Тесла даже на далеком от нее расстоянии, точно так же вследствие высокого напряжения светятся проволоки, соединенные с концами катушки (рис. 625), и так далее.

603. Свойства быстропеременных токов. — Замечательно, что быстропеременные токи Тесла, несмотря на их высокие напряжения и энергию, не опасны для человека, а наоборот, ими даже пользуются теперь с лечебными целями.

Человек может без боли выдерживать переменный ток с пятьюдесятью периодами в секунду до 0,01 ампера, тогда как при 100 000 периодах можно довести силу тока даже до 0,8 ампера без заметного сокращения мускулов. Конечно пределы эти для различных лиц различны.

Можно сделать следующий опыт. Став на какой-нибудь изолятор и взяв один полюс 16-свечной лампочки накаливания, прикоснемся другим ее полюсом к одному из концов вторичной катушки Тесла: мы увидим, что лампочка раскаливается, значит по ней идет ток около 0,5 ампера, но рука, держащая лампочку, его почти не чувствует. Заметим, что ток в этом опыте не замкнутый, ибо человек, держащий лампочку, стоит на изоляторе. Но не надо забывать, что человеческое тело, как и всякий проводник, обладает известною емкостью, а сила переменного тока при емкости C определяется из соотношения (511, **520**):

$$J_0 = aCV_0,$$

откуда видно, что даже если C мало, сила тока J может быть значительной вследствие большого $a = \frac{2\pi}{T}$.

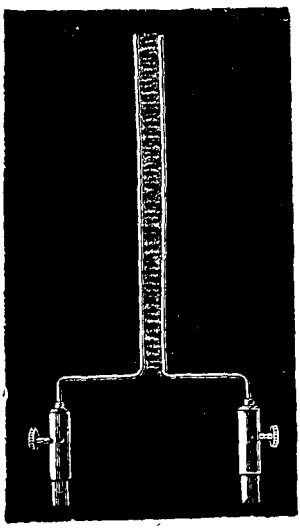


Рис. 625. Свечение проводок.

Токи Тесла обыкновенно имеют период около одной миллионной секунды, значит a равно нескольким миллионам.

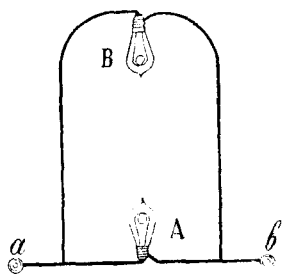


Рис. 626. Влияние самоиндукции в быстропеременных токах.

Благодаря большой величине a уже ничтожная самоиндукция прямого проводника дает большое кажущееся сопротивление aL. Это легко показать на следующем опыте. Соединим (рис. 626) две лампочки параллельно, но так, чтобы у нижней лампочки проволока была короткая, у верхней же — более длинная дуга из толстой меди с ничтожным омическим сопротивлением. Пропустив через обе лампочки постоянный или даже обыкновенный переменный ток с периодом в $\frac{1}{50}$ секунды, мы увидим, что обе лампочки светят одинаково, но при быстрых электрических колебаниях только нижняя лампочка светится, потому что в верхней ветви хотя и ничтожное омическое сопротивление, но большое кажущееся сопротивление aL. Нижняя лампочка не перестает светиться даже тогда, если в верхний провод вместо лампочки включить короткую толстую проволоку; это указывает на то, что омическое сопротивление верхней лампочки здесь никакой существенной роли не играет.

604. Сопротивление и емкость проводников при быстропеременных токах. — Необходимо указать еще на одно свойство быстропеременных

токов, а именно свойство сосредоточиваться *на поверхности* проводника, опять-таки благодаря своим сильным индуктивным действиям. Представим себе данный проводник как бы состоящим из целого ряда тонких волокон или проволок, соединенных параллельно, как это например бывает в гибких проводах и кабелях. Тогда при постоянном токе во всех этих проволоках мы будем иметь одну и ту же плотность тока; ток распределится равномерно по всему сечению проводника, и сопротивление проводника определится по его *полному* поперечному сечению S из формулы $R = \rho \frac{l}{S}$.

В случае же переменных токов каждая проволока, составляющая провод, будет возбуждать в соседней проволоке индукцию, которая будет противодействовать току в соседней проволоке и уменьшать его. Те волокна, которые находятся ближе к центру провода, будут находиться под индукционным действием всех окружающих их волокон, и потому в них ток будет в особенности ослаблен, тогда как в волокнах, находящихся ближе к поверхности, в наружных слоях, токи будут сильнее; кроме того внутренние токи будут отставать от наружных и по фазе. Одним словом, для внутренних волокон провода кажущееся сопротивление будет больше, чем для наружных. Результатом такого неравномерного распределения тока по сечению проводника будет то, что общее сопротивление проводника окажется тем больше, чем быстрее происходят перемены силы тока.

Отсюда видим, что при быстропеременных токах выгодно проводники делать полые, в виде труб, а не в виде сплошных проволок, так как внутренние части сечения таких проволок для быстропеременных токов являются бесполезными. Задача о распределении переменных токов по сечению проводника очень сложна, и мы ограничимся здесь тем, что сообщим следующие данные. Для переменного тока при $T = \frac{1}{50}$ секунды сопротивление медного проводника диаметром 2 *см* увеличивается против постоянного тока приблизительно на $3^0/_0$, для проводника в 2 *мм* — всего только на $0{,}0003^0/_0$.

Для быстрых колебаний $T = 10^{-6}$ сек. и для диаметра проволоки в 2 *мм* увеличение сопротивления получается почти в семь раз.

Далее, если проволока не прямая, а навита например в виде катушки, то распределение тока по ее сечению делается несимметричным: бóльшая плотность тока оказывается на внутренней стороне катушки.

Наконец при очень больших частотах распределение тока делается неравномерным не только по сечению, но и вдоль проволок. Мы уже видели, что такое неравномерное распространение тока должно иметь место в прямых вибраторах Герца (596, **598**), где наибольшая сила тока приходится посредине, между тем как на концах вибратора сила тока по необходимости должна равняться нулю, так как электричеству здесь уже некуда более двигаться. То же самое мы имеем в катушках Тесла (602, **602**). Если мы сравним вибраторы Герца и Тесла с теми вибраторами, которые у нас изображены на рис. 603 (стр. 592), то увидим, что концы катушек и проволок играют роль емкостей.

Из всего вышесказанного мы видим, что при быстропеременных токах сопротивление проводников, их самоиндукция и емкость не могут рассматриваться отдельно и независимо друг от друга, как это мы делали при расчетах переменных токов малой частоты (513, **521**). При больших частотах все эти величины меняются вместе с частотою.

Само собою разумеется, что каждый проводник и каждая катушка уже имеют и некоторую емкость. Как бы мала ни была эта емкость, она при больших частотах может оказать свое действие.

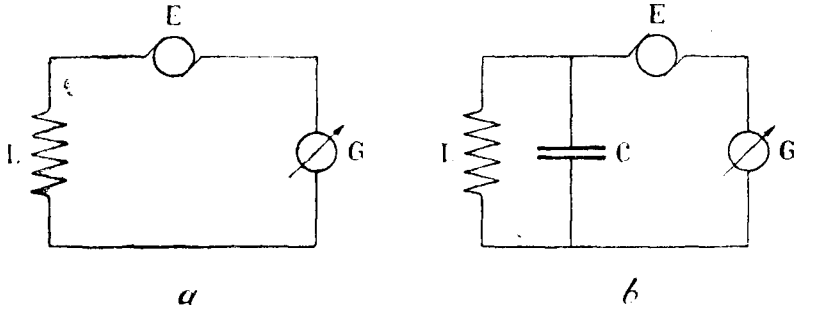


Рис. 627. Емкость при быстропеременных токах.

Положим например, что мы включили в цепь какую-нибудь катушку самоиндукции L и рассчитываем цепь по схеме рис. 627 *a*, где E — источник переменного тока, а G — гальванометр. При быстропеременном токе наш расчет может и не оправдаться на опыте. Действительно, если даже предполагать, что наша цепь удалена от других проводников и соединена с землею, тем не менее нам следовало бы рассчитывать эту цепь по схеме рис. 627 *b*, где C изображает емкость концов катушки.

При малых частотах сравнительно малая емкость C представляла бы очень большое кажущееся сопротивление $\frac{1}{aC}$ (511, **520**), и почти весь ток пошел бы через самоиндукцию, как мы и рассчитывали.

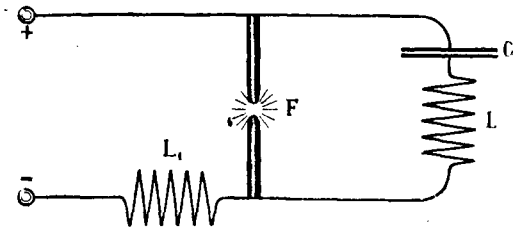


Рис. 628. Схема опыта Дудделя.

605. Звучащая вольтова дуга. — Дуддель изобрел способ получения *незатухающих* электрических колебаний. Схема этого способа (рис. 628) такая же, как у Гертца, но вместо искрового промежутка здесь пользуются вольтовой дугой и для питания служит постоянный ток сравнительно низкого напряжения. Вольтова дуга, состоя из легко подвижных раскаленных газов, не представляет собою постоянного сопротивления, вследствие чего электрический ток цепи, а вместе с ним и разность потенциалов постоянно меняются. Из всех этих перемен система LC усиливает, или, вернее, накопляет в себе, те, которые соответствуют собственному периоду системы $T = 2\pi\sqrt{LC}$. Колебания с этим

периодом становятся поэтому особенно сильными и в свою очередь начинают влиять на колебания газов в дуге, а периодические колебания этих газов еще более усиливают электрические колебания в системе LC и т. д.

Для того чтобы электрические колебания, возникающие в системе LC, не ответвлялись в главную цепь, а направлялись главным образом в дугу, в главной цепи устанавливаются большие самоиндукции L_1.

Таким образом при расположении Дудделя получаются, во-первых, электрические колебания, т. е. переменный электрический ток в системе LC, и одновременно с ним сама дуга издает звук. Этот звук можно слышать, если размеры емкости и самоиндукции таковы, что число колебаний системы лежит в пределах, различаемых ухом, т. е. между 30 и 30 000 колебаний в секунду.

При помощи дуги Дудделя очень хорошо демонстрируется формула Кельвина. Так при увеличении емкости или самоиндукции период электрических колебаний увеличивается, и мы одновременно услышим в дуге соответственно более низкий звук; наоборот, при уменьшении емкости или самоиндукции звук повышается и т. д. Впрочем для точных измерений этот способ оказывается непригодным, потому что сопротивление дуги — а от нее тоже зависит период колебания — очень непостоянно.

Колебания потенциалов, получаемые по способу Дудделя, правда, не такие сильные, как при способе Гертца, зато они имеют почти постоянную амплитуду, т. е. представляют собою *незатухающие* колебания. Это последнее качество очень важно при резонансе. Чем меньше затухание, тем резче выражен резонанс.

Способ Дудделя был затем усовершенствован Поульсеном, и одно время эти способы употреблялись в беспроволочной телеграфии, однако в настоящее время в радиотехнике и в лаборатории гораздо чаще для получения быстрых незатухающих электрических колебаний употребляются так называемые *катодные лампы*.

606. Катодные лампы. — Представим себе стеклянную трубку (рис. 629), из которой возможно тщательно выкачан воздух. В трубку впаяны два электрода: A — анод и K — катод. Анод состоит из металлической пластинки, а катод сделан из тонкой вольфрамовой проволочки, которая поддерживается в раскаленном состоянии электрическим током от небольшой вспомогательной батареи *е*. E — батарея элементов в несколько десятков вольт, M — миллиамперметр.

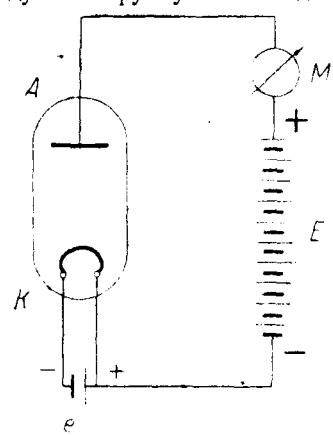


Рис. 629. Катодная лампа.

Если давление газов в трубке менее одной миллионной атмосферы и катод холодный, то даже при разности потенциалов в несколько тысяч вольт мы не заметим в цепи никакого тока. Но если накалить проволоку K до 2 000°, то достаточно разности потенциалов в несколько десятков вольт, чтобы получить в цепи лампы электрический ток

в несколько миллиампер. Характеристика этого прибора, т. е. зависимость силы тока от электродвижущей силы, имеет вид изображенной на рис. 630 кривой линии. Объясняется эта *характеристика* следующим образом.

При высоких температурах металлы обладают свойством испускать из себя отрицательное электричество, т. е. электроны, причем количество испускаемых электронов с единицы поверхности в единицу времени очень сильно возрастает с температурой. На этом основании в катодных лампах и употребляются катодные проволочки из тугоплавкого металла — вольфрама, который, не плавясь и не испаряясь заметным образом, допускает нагревание до 2 500° и выше. Электроны вылетают из вольфрамовой проволочки с некоторою скоростью, благодаря которой они достигают анодной пластинки, входят в нее и образуют в цепи *MAK* электрический ток даже без батареи. Это обстоятельство отражается и на нашей

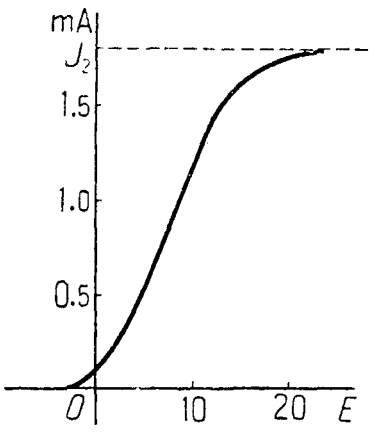


Рис. 630.

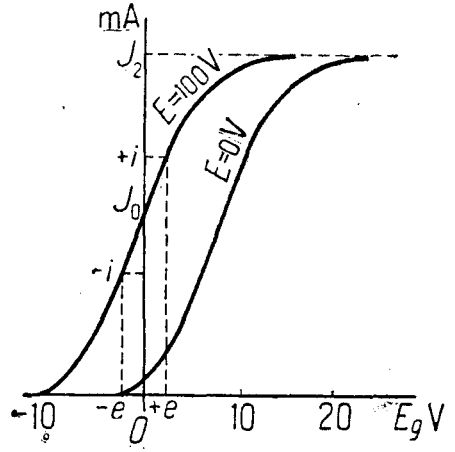


Рис. 631.

Характеристика катодных ламп.

характеристике тем, что при $E=0$ сила тока не равна нулю, а имеет небольшую величину Oi. Впрочем энергия вылетающих из раскаленной проволочки электронов настолько незначительна, что достаточно сообщить пластинке A небольшой отрицательный заряд, чтобы остановить движение большинства электронов и погнать их назад к проволочке. Это мы видим и по характеристике (рис. 630). Уже при $E=-1$ вольту электрический ток в лампочке уменьшается в 150 раз, а при $E=-2$ вольтам он уменьшается даже в 2 000 раз. Поэтому мы можем при этих условиях считать его равным нулю.

При возрастании потенциала пластинки A сила тока быстро растет, приблизительно пропорционально $E^{3/2}$, но затем, достигнув некоторого максимума J_s, она перестает увеличиваться и остается почти постоянной, несмотря на увеличение электродвижущей силы батареи E. Этот максимальный ток называется *током насыщения.*

Явление насыщения объясняется тем, что проволочка при данной температуре может испускать в единицу времени только вполне опреде-

ленное количество электронов, которое зависит от температуры ее каления и вовсе не зависит от разности потенциалов между анодом и катодом. Поэтому когда электродвижущая сила делается настолько сильною, что успевает вогнать все электроны, испускаемые проволочкой, в пластинку анода, то дальнейшее увеличение тока, за неимением необходимых для этого электронов в грубке, уже делается невозможным.

Величина тока насыщения, т. е. количество электронов, даваемых катодом, зависит от материала катода: она пропорциональна его поверхности S и очень сильно возрастает с температурой ϑ. По Ричардсону ток насыщения можно представить формулой:

$$J = A \cdot S \cdot \vartheta^2 e^{-\frac{B}{\vartheta}},$$

где $A = 60{,}2$, а B зависит от материала проволочки.

Для получения сильных токов выгодно повышать температуру каления проволочки как можно сильнее. Однако вместе с повышением температуры проволочка быстрее приходит в негодность, поэтому обыкновенно ограничиваются температурой около 2 260°, как и в лампочках накаливания, служащих для освещения; при этом продолжительность службы лампы оказывается около 1 000 часов. При 2 260° с каждого квадратного миллиметра поверхности вольфрамовой проволочки испускается электронов приблизительно на один миллиампер, т. е. одна тысячная кулона в секунду.

Выбирая соответственным образом размеры проволочки, можно получить в лампе токи насыщения, доходящие до одного ампера. Для еще более сильных токов приходится соединять несколько ламп параллельно.

Из формы характеристики катодной лампы прямо видно, что она может служить *выпрямителем* тока, а следовательно может служить и *детектором* электромагнитных волн. Применение катодных ламп как детекторов в беспроволочной телеграфии было предложено впервые Флемингом (Fleming, 1905).

607. Катодная лампа с тремя электродами. — Де-Форест (Lee de Forest, 1907) в Америке и Либен (R. v. Lieben, 1911) в Германии прибавили к только что описанной лампе еще один электрод в виде сетки (рис. 632). Оказалось, что эта лампа с тремя электродами, в особенности после усовершенствований, сделанных Лэнгмюром (J. Langmuir) для выкачивания из подобных ламп воздуха и для освобождения металлических электродов от растворенных в них газов, получила самые разнообразные применения как в радиотехнике, так и в научных лабораториях.

Рассмотрим действие этой лампы по схеме рис. 632. Этот рисунок отличается от рис. 629 только тем, что между анодом и катодом помещена сетка G. При таком расположении движение электронов, испускаемых раскаленным катодом K, будет происходить под влиянием *двух* анодов: G и A. Сетку и анод A обыкновенно делают цилиндрической формы, причем оба цилиндра концентричны, а на их оси расположен катод.

Так как сетка G ближе к катоду K и даже немного закрывает собою анод A, то влияние этого последнего будет, вообще говоря,

слабее, чем влияние сетки. В первом приближении мы можем действие обоих электродов G и A заменить одною эквивалентною разностью потенциалов относительно катода, равною

$$E_s = E_g + DE_a.$$

Здесь E_g — потенциал сетки G, E_a — потенциал пластинки A, а D — некоторый коэфициент, *меньший единицы*, который зависит от формы сетки и от относительного расположения электродов G и A.

Сила тока, проходящего через катод, будет теперь такою же функцией разности потенциалов E_s, какою она была в двухэлектродной лампе для разности потенциалов E, и мы можем для этого тока нарисовать опять ту же характеристику (рис. 630):

$$J = f(E_s).$$

Электроны, выходящие из катодной проволочки K и образующие ток J_s, частью идут на сетку G, частью проходят сквозь нее и попадают на пластинку A; поэтому и ток J будет состоять тоже из двух частей — из тока сетки и тока пластинки:

$$J_s = J_g + J_a.$$

В дальнейшем нас будет интересовать главным образом зависимость силы тока J_a от потенциала сетки E_g, потому что потенциал пластинки можно считать постоянным. Далее, сила тока сетки J_g в большинстве случаев бывает настолько мала, что мы можем ею пренебречь по сравнению с силою тока пластинки J_a и, положив $J = J_a$, написать:

$$J_a = f(E_g + DE_a).$$

Из этой формулы мы видим, что если пластинка имеет тот же потенциал, что и катод, т. е. $E_a = 0$, то для силы тока J_a в зависимости от потенциала сетки мы получаем прежнюю характеристику лампы с *двумя* электродами, только теперь сетка G приняла на себя роль пластинки A, как это и следовало ожидать. Если же мы повысим потенциал пластинки на величину E_a, то, как это видно из нашей формулы, для величины силы тока J_a это равносильно повышению потенциала сетки на величину DE_a. Если эта величина DE_a остается постоянной, то мы можем для зависимости J_a от E_g пользоваться тою же характеристикою рис. 631, перенеся нулевую точку потенциалов E_g на величину DE_a вправо. Но мы можем, если желаем, поступить и иначе, а именно перенести всю характеристику влево на ту же величину DE_a, оставив нулевую точку потенциалов E_g на месте.

Таким образом, если мы имеем дело с какой-нибудь лампой с тремя электродами и уже определили форму ее характеристики при одном каком-либо потенциале пластинки, то мы можем пользоваться тою же характеристикою и при других потенциалах пластинки, только для каждого случая необходимо принимать нулевую точку потенциала сетки

в различных точках оси OE, или, что то же самое, представлять себе всю характеристику сдвинутою влево на величину DE_a.

Впрочем при более точных измерениях оказывается, что форма характеристики или коэфициент D в нашей формуле не совсем постоянны, а зависят от величины потенциала пластинки E_a; характеристика лампы при изменении величины E_a не только сдвигается, но и немного *деформируется*. Однако в первом приближении практики в большинстве случаев этим обстоятельством можно пренебречь.

608. Лампа как усилитель. — Соединим трехэлектродную лампу, как показано на рис. 632. Здесь L представляет собою источник весьма слабой электродвижущей силы; это может быть например вторичная катушка трансформатора, установленного в какой-либо телефонной сети. Батарею B мы подбираем так, чтобы нулевой потенциал сетки приходился посредине крутого подъема характеристики, где она почти прямая. Включим в цепь пластинки телефон T или непосредственно или при помощи трансформатора, для того чтобы постоянный ток батареи не попадал в телефон. Если теперь под влиянием источника L потенциал сетки будет колебаться в пределах $\pm e$, то сила тока в цепи пластинки тоже будет колебаться в пределах $\pm i$ (рис. 631), и мы услышим в телефоне звук. Эти колебания тока $\pm i$ могут быть сделаны гораздо более сильными, чем колебания тока в телефонной линии, потому что энергия токов i берется не из линии, а из местной батареи приемной станции. Прибор этот называется *усилителем*. Если он служит для усиления телефонных токов, то его иногда называют усилителем низкой частоты. Степень усиления зависит от того, каково отношение

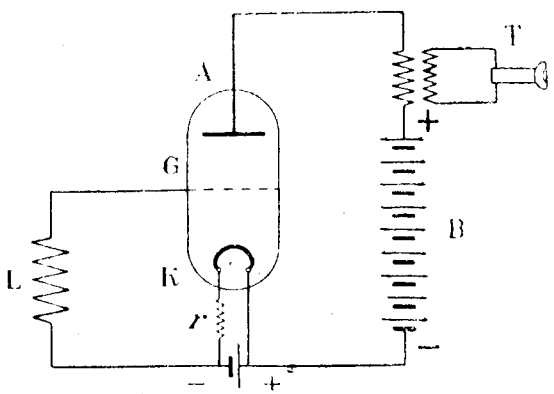


Рис. 632. Схема усилителя низкой частоты.

$$S = \frac{i}{e}$$

для данной лампы. Величина S называется *крутизной* характеристики лампы. Из этого описания мы видим, что действие катодного усилителя вполне аналогично действию телефонного реле (263, 277). Однако катодный усилитель имеет то преимущество, что соответственным подбором электродвижущей силы батареи E мы всегда можем передвинуть характеристику так, чтобы усилитель работал на почти *прямолинейной* ее части, вследствие чего все колебания линейного тока будут увеличены в цепи пластинки в одинаковом масштабе, и тембр звуков не будет искажаться в телефоне. В микрофонном реле этого достичь почти невоз-

можно, потому что изменение сопротивления угольного порошка не пропорционально давлению звука на микрофонную пластинку.

Если катушку L связать с приемной антенной беспроволочного телеграфа, то цепь сетки будет играть роль *выпрямителя* тока и *детектора* электромагнитных волн; но в то же самое время в цепи пластинки возникнут пульсации тока, гораздо более сильные. Таким образом трехэлектродная лампа может служить одновременно и *детектором* и *усилителем*.

Если нам необходимо усилить колебания *высокой частоты*, полученные с антенны, и притом только *одной определенной частоты*, то у катушки связи необходимо поместить резонатор (рис. 633), подобрав его емкость C и самоиндукцию L так, чтобы он резонировал с теми колебаниями, которые мы хотим принять. Колебания резонатора будут вызывать в цепи пластинки усиленные колебания тока.

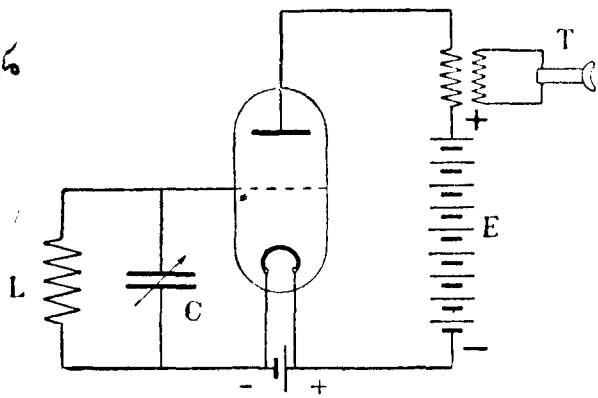


Рис. 633. Схема усилителя высокой частоты.

Для получения еще большего усиления можно установить несколько катодных ламп последовательно, связав индуктивно или емкостью анодную цепь каждой предыдущей лампы с цепью сетки последующей лампы. Однако на практике таким образом больше трех ламп не соединяют. Если каждая из ламп усиливает в 10 раз, то три лампы, соединенные последовательно, уже дают усиление в 1 000 раз.

При очень больших усилениях получается заметное искажение *формы кривой* усиливаемого переменного тока, потому что для больших изменений потенциала сетки $\pm e$ характеристику уже нельзя считать прямою (рис. 631). При беспроволочном телефоне искажение формы колебаний влечет за собою искажение речи и искажение *тембра* музыкальной передачи. Кроме того не нужно забывать, что, усиливая прием тех звуков, которые мы желаем слышать, мы в то же время усиливаем и нежелательные нам звуки, которые могут попасть в аппарат случайно из других источников или даже могут, как увидим ниже, возникнуть в самом аппарате.

Баркгаузену (H. Barkhausen) удавалось в лаборатории достигать увеличения токов даже в 10 000 раз. Однако подобные приборы, вследствие своей сложности, требуют особого навыка, и обращение с ними так же трудно, как с сильно увеличивающими микроскопами.

609. Цепь сетки. — *Мы уже указывали выше, что для уничтожения* тока через сетку достаточно сообщить ей потенциал в -1 вольт относительно катода. Но катод в лампе состоит из проволочки, по которой течет ток, и следовательно различные его точки имеют раз-

личные потенциалы, причем падение потенциала вдоль проволочки может достигать трех вольт. Поэтому если мы хотим совершенно уничтожить ток сетки, то должны держать ее потенциал на один вольт ниже *отрицательного* конца проволочки. Этого можно достичь например присоединением сетки к отрицательному полюсу нагревательной батареи, включив в сеть проволочки такое сопротивление r, чтобы падение потенциала в нем ri было равно одному вольту (рис. 632).

Иногда вместо этого отделяют сетку конденсатором C_1 (рис. 634); через этот конденсатор переменные потенциалы системы LC все же действуют на сетку. Сетка G, будучи изолирована конденсатором C_1, сама заряжается попадающими на нее электронами до потенциала около одного-двух вольт, после чего электроны уже более на нее попадать не могут. Однако когда сетке сообщается через конденсатор

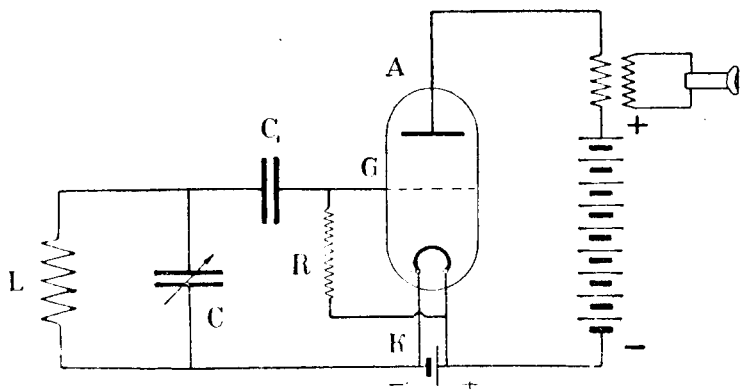


Рис. 634. Схема усилителя с изолированной сеткой.

переменный потенциал, то вследствие выпрямляющего действия катода и сетки электрический ток через нее делается односторонним, и она заряжается еще более отрицательно. Чем больше амплитуда колебаний потенциала сетки, тем сильнее будет ее отрицательный заряд и это обеспечивает сетку от обратного тока при положительных полупериодах колебаний. Но для того чтобы во время покоя снова освободить сетку от излишнего отрицательного электричества, соединяют ее с положительным полюсом нагревательной батареи при помощи большого сопротивления R (рис. 634) величиною около 10 миллионов омов. Это сопротивление настолько велико, что не мешает работе сетки, которая остается достаточно изолированной.

610. Усилитель с обратной связью. — Можно еще увеличить действие катодного усилителя, если связать анодную цепь с цепью сетки, как это например показано на рис. 635. При таком расположении часть энергии анодной цепи передается в цепь сетки, а затем при помощи трехэлектродной лампы снова является в усиленном виде в анодной цепи. Таким образом при той же лампе мы можем достичь значительно большего усиления, чем без обратной связи. Само собою разумеется, что соединение полюсов трансформатора M с анодною цепью должно быть сделано так, чтобы связь M *усиливала*, а не ослабляла колебания

системы LC. В случае усилителя высокой частоты, в котором установлен резонатор (как на рис. 635), обратная связь имеет еще и другое значение. Мы знаем, что кривая резонанса получается тем круче, чем потеря энергии в резонаторе меньше (502, **515** и 517, **524**). Но обратная связь может быть устроена именно такой силы, чтобы убыль энергии в резонаторе, происходящая от различных неизбежных сопротивлений составляющих его проводников и от потери энергии вследствие утечки, как раз пополнялась из анодной цепи. При этом резонатор будет работать так, как будто в нем никаких потерь не происходит, и кривая его резонанса получится чрезвычайно острая; одновременно с этим выделение одной какой-либо электромагнитной волны из массы всевозможных волн, попадающих на антенну, может быть сделано более совершенно.

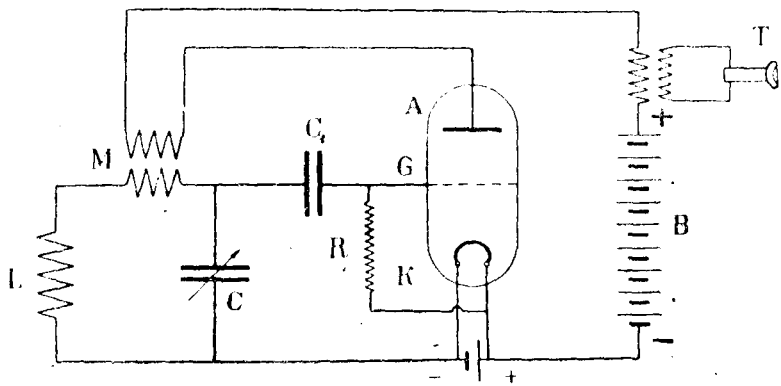


Рис. 635. Схема усилителя с обратной связью и генератора электрических колебаний.

611. Лампа как генератор электрических колебаний. — Если обратную связь в катодной лампе делать все сильнее и сильнее, то наступит наконец такой момент, когда из анодной цепи будет доставляться энергии столько же или даже немного более того, сколько ее тратится в резонаторе и цепи сетки. Тогда, раз начав колебаться от какого-либо толчка, например при замыкании цепи анода, электричество в цепи сетки будет продолжать свои колебания не переставая, пока действует анодная батарея. Мы получаем таким образом *генератор* незатухающих электрических колебаний.

В последнее время подобные генераторы большой частоты технически настолько усовершенствованы, что входят во всеобщее употребление и понемногу даже вытесняют другие генераторы большой частоты. Правда, мощность, получаемая в каждой катодной лампе, еще не особенно велика — всего несколько килоуатт, но на больших станциях уже оказалось возможным соединять несколько десятков таких ламп параллельно, и достигать мощности электрических колебаний в несколько сот килоуатт, т. е. той же мощности, что и в альтернаторах большой частоты.

Иногда возникновение собственных колебаний лампы нежелательно, например когда лампа служит усилителем с обратной связью. При этом собственные колебания часто служат причиной различных шумов и пис-

ков в приемном телефоне. Для устранения этого нужно очевидно прежде всего уменьшить обратную связь. Однако иногда и это не помогает, потому что при высоких частотах емкость пластинки A относительно сетки уже служит значительной электрической связью анодной цепи с цепью сетки и эта связь может быть достаточна для возникновения колебаний. При нескольких усилителях и вообще при более сложных цепях могут возникнуть несколько собственных колебаний большой частоты, которые хотя сами по себе и не могут быть слышны в телефоне, но, действуя совместно, дают разностные колебания, которые становятся слышными в телефоне. Нахождение источников этих колебаний и устранение причин их возникновения требуют иногда большой опытности.

Но с увеличением частоты a кажущееся сопротивление емкости будет падать, а так как у нас емкость включена параллельно с самоиндукцией, то сила тока в цепи окажется больше, чем мы рассчитывали, имея в виду одну только самоиндукцию.

Влияние емкости проводов постоянно надо иметь в виду при измерениях с токами большой частоты радиотелеграфии.

612. Способ Баркгаузена. Баркгаузен (H. Barkhausen, 1920) и Курц при своих опытах с катодными генераторами заметили, что при положительном заряде сетки вольт на 200 выше раскаленного катода и при отрицательном заряде анодной пластинки в проволоках, соединенных с сеткой или анодной пластинкой, возникают электрические колебания. Они объяснили это явление следующим образом. Электроны раскаленной проволочки направляются к сетке и благодаря своему разбегу частью пролетают сквозь отверстия сетки к анодной пластинке; но так как анодная пластинка заряжена отрицательно, то движение электронов тормозится, и они летят обратно к сетке, пролетают сквозь нее и снова оказываются вблизи раскаленной проволочки, отрицательный заряд которой опять отталкивает их к сетке. Таким образом электроны пролетают сквозь сетку то в одну, то в другую сторону и образуют таким образом электрические колебания, которые и обнаруживаются в проволоках, соединенных с электродами трубки. Если длина пути электронов (туда и обратно) равна $2l$, а средняя скорость их движения равна v, то время одного полного колебания электронов будет равно:

$$T = \frac{2l}{v},$$

а длина волны получающихся электрических колебаний равна:

$$\lambda = T \cdot c = \frac{2l}{v} c.$$

Таким образом Баркгаузену удалось получить *незатухающие* электрические колебания очень большой частоты с длиною волны около одного метра, а позднейшим экспериментаторам удалось получить волны всего в несколько сантиметров.

Впрочем явление Баркгаузена не так просто, как это мы схематически здесь описали. Дело в том, что для получения заметных электри-

ческих колебаний необходимо, чтобы все или большинство электронов колебались около сетки, *одновременно* пролетая к анодной пластинке и обратно (совершая колебания *одинаковой фазы*); одного распределения электрических сил в трубке Баркгаузена для этого очевидно недостаточно. Эта регулировка фазы колебаний электронов производится теми электрическими колебаниями, которые образуются в присоединенных проволоках и которые периодически изменяют заряды электронов трубки. Таким образом электроны в трубке и электричество внешней цепи представляют собою *связанные системы* (599, **601**), и период получающихся колебаний будет зависеть не только от пробега l и скорости v электронов в трубке, но и от состава и способа присоединения внешней цепи; это подтверждается и дальнейшими экспериментальными исследованиями.

II. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ ВДОЛЬ ПРОВОЛОК

613. Проходящие электрические волны. — Представим себе, что к какому-нибудь вибратору Герца вместо резонатора мы приблизили очень длинный проводник, например две медных проволоки (рис. 636). Начало проволок будет под влиянием вибратора периодически заряжаться то положительным, то отрицательным электричеством, и заряды эти будут распространяться вдоль по проволокам с некоторою скоростью c, которая, как показали опыты, очень близка к скорости света.

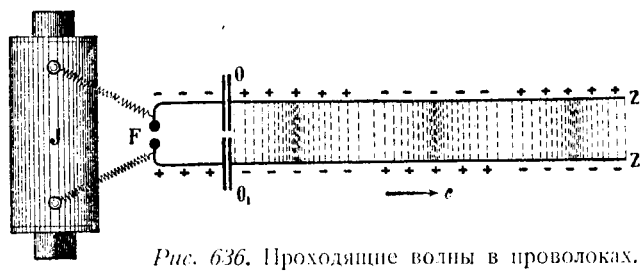


Рис. 636. Проходящие волны в проволоках.

Этот случай движения электричества существенно отличается от тех случаев, которые были рассмотрены нами до сих пор, ибо мы всегда предполагали, что сила тока вдоль всей цепи одинакова; это было необходимым условием для постоянного тока (122, **129**), но это лежало также в основе всех наших расчетов при переменном токе и при быстрых электрических колебаниях. На только-что приведенном примере очень длинного проводника мы видим, что наше предположение не всегда имеет место в действительности; это видно уже из того, что проволоки наши в разных местах будут заряжены *различным* количеством электричества, соответственно с меняющимся зарядом вибратора, и все эти разные заряды, двигаясь с одною и тою же скоростью c, образуют токи различной силы.

Таким образом колебание электричества в вибраторе служит причиною *волнообразного* распространения электричества вдоль по проволоке.

В этом случае общая картина явления будет вполне аналогична той, которая наблюдается при распространении механических колебаний, например вдоль струны; при этом, как известно, образуются волны;

волны эти движутся с некоторою скоростью и называются *проходящими волнами*, в отличие от *стоячих волн*, о которых будет речь ниже.

Рассмотрим поле, образуемое проходящими электрическими волнами (рис. 636).

Электрические линии сил здесь перекинуты от одной проволоки к другой вроде мостиков и направлены в разных местах в противоположные стороны. Магнитные линии перпендикулярны к электрическим и следовательно перпендикулярны к чертежу; но выйдя из плоскости чертежа, магнитные линии будут обходить каждую из проволок по правилу буравчика (стр. 326, рис. 368).

Магнитное поле будет сильнее всего там, где сильнее всего сила тока; а так как все заряды движутся с одинаковой скоростью и в одну и ту же сторону, то очевидно сила тока будет больше всего там, где будет больше всего электричества; отсюда следует, что *магнитное поле в проходящей волне сильнее всего там, где сильнее всего электрическое поле.*

614. Формула волны. — Мы только-что выяснили, что в проходящей волне количество электричества, находящееся в каком-либо месте проволоки, сила тока, электрическое и магнитное поле, — все эти величины пропорциональны друг другу. Поэтому, если мы будем графически изображать распределение этих величин по длине проволоки, откладывая длину z по горизонтальному направлению, а соответствующую величину x по вертикальному направлению, то получим для всех величин одну и ту же кривую (рис. 459, сплошная кривая), с тою лишь разницей, что высота этой кривой будет иметь различные единицы масштаба для различных рассматриваемых величин.

Положим, что под влиянием вибратора количество электричества в начальной точке нашей проволоки (при $z = 0$) изменяется по закону:

$$x_0 = A \sin \frac{2\pi}{T} t.$$

Это электричество сейчас же будет действовать на соседнюю точку проволоки (113, **117**), от соседней точки действие передается следующей и т. д. Пусть через некоторое время t_1 электрический заряд оказался в некоторой точке нашей проволоки, отдаленной от вибратора на расстояние z. Заряд этой точки z тоже не будет постоянным, а будет изменяться по тому же закону, что и в точке $z = 0$, только изменения эти будут запаздывать относительно начальной точки на время t_1. Следовательно для точки z можно написать:

$$x = A \sin \frac{2\pi}{T} (t - t_1).$$

Если скорость распространения волн вдоль проволок обозначить через c, то очевидно время запаздывания колебаний в точке z будет:

$$t_1 = \frac{z}{c},$$

и тогда

$$x = A \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{z}{c} \right).$$

Это и есть *формула волны.*

По этой формуле можно вычислять величину x для любой точки z и для любого времени t, если даны период T и амплитуда A колебания начальной точки ($z = 0$), а также скорость c распространения волн.

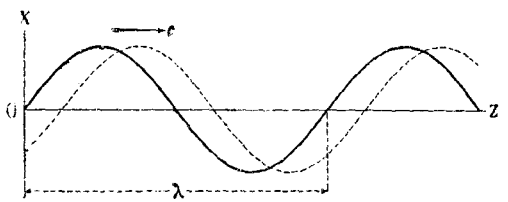


Рис. 637. Проходящая волна.

Из вида этой формулы непосредственно следует, во-первых, что в любой точке z величины x, — а именно количество электричества, сила тока, электрическое и магнитное поле, — совершают синусообразные гармонические колебания и, во-вторых, что в любой момент времени величины x распределены вдоль проволоки тоже по закону синусоиды. С течением времени эта синусоида передвигается по направлению Oz со скоростью c (рис. 637, пунктирная кривая).

Если бы волны шли в противоположную сторону, то вместо c мы должны были бы подставить $(-c)$, и тогда получили бы:

$$x_1 = A \sin \frac{2\pi}{T}\left(t + \frac{z}{c}\right).$$

615. Длина волны. — Длиною волны называется расстояние λ, пройденное волною в течение одного периода T.

Если скорость распространения волн c, то

$$\lambda = cT.$$

Подставляя это в формулу волны, получаем:

$$x = A \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda}\right).$$

Легко видеть, что точки, отстоящие друг от друга на длину волны, имеют одинаковые фазы колебаний; для точек, отстоящих друг от друга на полволны, фазы противоположны. Предлагаем читателю убедиться в этом по формуле волны и по рис. 637.

616. Стоячие волны. — Когда две волны одинаковой амплитуды и одинакового периода идут навстречу друг другу, то в результате получается так называемая *стоячая волна.*

Понятие о стоячей волне можно получить, если сложить графически две синусоиды в различных положениях друг относительно друга, постепенно передвигая

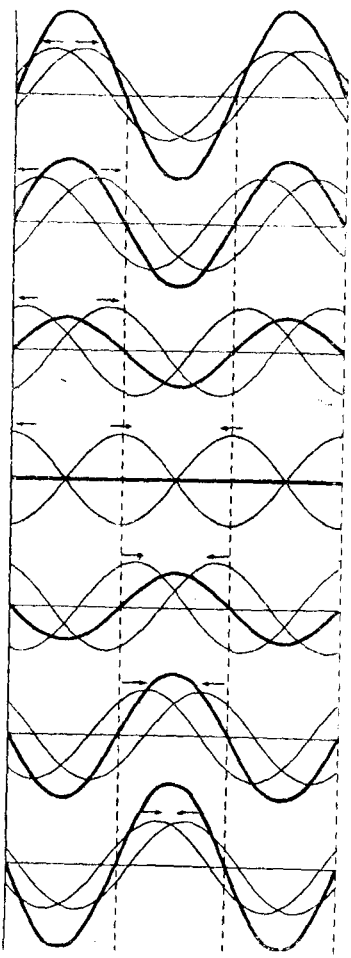


Рис. 638. Образование стоячих волн.

их в противоположные стороны. Это исполнено на рис. 638, где тонкие линии представляют две волны, идущие в противоположные стороны; жирная линия представляет их сумму. В результате всех таких сложений мы получим точки (соединенные на рисунках пунктиром), для которых амплитуда постоянно остается равною нулю; эти точки называются *узлами*. С другой стороны, точки, находящиеся посредине между узлами, колеблются сильнее всего, они называются *пучностями*. Расстояния между узлами и расстояния между пучностями равны длине полуволны, тогда как от узла до соседней пучности мы имеем четверть волны.

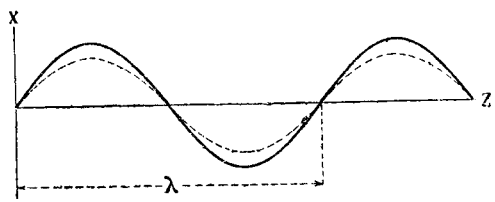


Рис. 639. Стоячая волна.

К тому же результату мы можем притти аналитически, если сложим две формулы волн, идущих друг против друга, причем, если мы желаем в точке $z=0$ получить узел, то необходимо складывать обе волны с противоположными фазами, а именно:

$$x = A\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{z}{\lambda}\right) - A\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}+\frac{z}{\lambda}\right) =$$

$$= 2A\sin 2\pi\frac{z}{\lambda}\cdot\cos 2\pi\frac{t}{T}.$$

Предоставляем читателю сравнить друг с другом формулы проходящей и стоячей волн, а также рис. 637 и 639.

617. Отражение электрических волн. — Стоячие электрические волны мы можем реализовать на опыте следующими двумя способами.

Во-первых, проволоки OZ и O_1Z_1 (рис. 636) могут кончаться, оставаясь изолированными и не соединяясь друг с другом. Тогда электричество, дойдя до конца проволоки, не будет больше двигаться дальше, и на конце у нас получится накопление электричества, которое должно будет по прошествии половины периода потечь обратно. Образующиеся таким образом два противоположных движения электричества дадут в результате стоячую волну по той именно схеме, которую мы разобрали выше. При этом для электричества и для электрического поля конец проволоки будет представлять собою пучность; наоборот, для силы тока, а следовательно и для магнитного поля, конец проволоки будет узлом, ибо электрический ток здесь по необходимости равен нулю.

До некоторой степени противоположный случай мы получим, если соединим оба конца Z и Z_1 медной проволокой, или, как ее называют, *мостиком*. Так как проволоки Z и Z_1 заряжены противоположными электричествами и образуют между собою электрическое поле, то по соединительному мостику пойдет электрический ток; электрические волны с OZ перейдут на другую проволоку и пойдут по Z_1O_1; точно так же волны с O_1Z_1 пойдут через мостик Z_1Z и далее по ZO.

В результате мы опять получим в каждой проволоке две волны, идущие друг против друга и образующие стоячие волны; только теперь

в Z и Z_1 уже не будет накопляться электричество, разность потенциалов и электрическое поле между Z и Z_1 будут почти равны нулю. Середину мостика ZZ_1 мы можем считать узлом электрического поля, в то же время это будет пучностью для электрического тока и для магнитного поля.

Сравнивая эти стоячие волны с проходящими, мы видим, что кроме отличия в самом виде их — ибо одна волна движется (рис. 637), тогда как другая стоит на месте (рис. 639), — у них есть еще и другое существенное отличие.

В проходящей волне, в любой момент времени, места с наибольшими зарядами и с наиболее сильным электрическим полем совпадали с местами сильнейшего тока и сильнейшего магнитного поля. В стоячих же волнах имеет место обратное явление: *здесь пучности электрического поля совпадают с узлами магнитного поля, а узлы электрического поля — с пучностями поля магнитного.*

618. Открытый вибратор. — Мы уже указали выше, что вибратором может служить прямой проводник (стр. 592, рис. 603 *с*). Период электрических колебаний в прямом проводнике тоже может быть вычислен по формуле Томсона-Кельвина:

$$T = 2\pi \sqrt{CL};$$

только теперь величины C и L будут иметь несколько иное значение, чем то, которое дано было в электростатике и в электромагнетизме, и вычисление их несколько сложнее. Эта сложность происходит оттого, что при заряде до наивысшего потенциала, когда сила тока равна нулю, электричество не располагается равномерно по всей длине проводника, а сгущается больше у концов его (рис. 640, пунктирная линия). Точно так же и сила тока при разряде оказывается наибольшею на середине длины проводника; у концов проводника сила тока по необходимости всегда равна нулю (рис. 640, штрихпунктирная линия). Мы можем однако избежать всех этих осложнений, произведя следующий простой расчет. Так как за время одного периода T электричеству приходится, совершая колебания, проходить длину проводника l два раза, а именно туда и обратно, то, называя через c скорость движения электричества, получим:

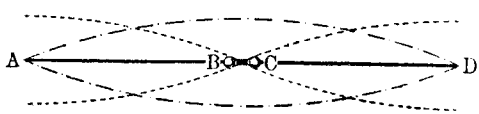


Рис. 640. Распределение электричества и электрического тока в прямом вибраторе.

$$cT = \lambda = 2l;$$

сопоставляя обе формулы, получаем:

$$c\pi \sqrt{LC} = l,$$

формулу, в которой дается соотношение между произведением LC и длиною проводника l.

Приведенные нами только что соображения означают следующее. В тех случаях, когда вибратор имеет сосредоточенные электрическое

и магнитное поля, мы рассматриваем его как колеблющуюся систему; если же вибратор представляет собою проволоку, то на него можно смотреть как на проводник, по которому распространяются электрические волны. От концов вибратора эти волны будут отражаться и дадут в результате *стоячую волну*, причем у концов образуются пучности электрического поля и узлы поля магнитного, на середине же будет пучность магнитного поля и узел поля электрического.

Само собою разумеется, что в указанных случаях мы можем рассматривать как стоячую волну не только колебания вибратора, но также и резонатора.

Распределение зарядов на прямом резонаторе во время электрических колебаний очень легко демонстрировать, привесив в различных местах его гейслеровы трубки (рис. 641). Те трубки, которые повешены на концах, будут светиться сильнее всего, ибо на концах мы имеем пучности электрического поля; посредине же трубка останется темною.

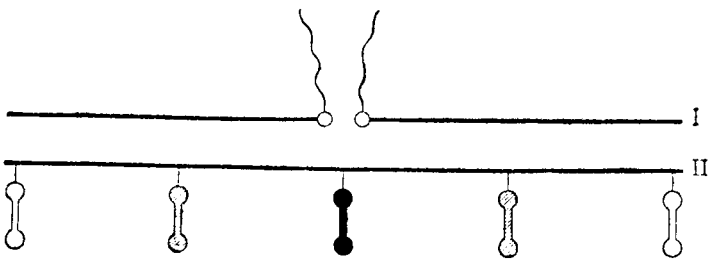


Рис. 641. Распределение электрического поля у резонатора.

619. Аналогия с колебанием воздуха в трубке. — Электрические колебания, происходящие в какой-либо системе из емкости и самоиндукции; мы сравнивали (589, **590**) с колебаниями маятника, в котором масса сосредоточена в одной точке. Теперь рассматриваемые нами колебания в прямой проволоке мы можем сравнить с колебаниями струны или с колебаниями воздуха в акустической трубе, т. е. с такими случаями механических колебаний, где колеблющаяся масса равномерно распределена по длине струны или трубы. И здесь мы найдем полную аналогию.

Воздух в трубе приходит в движение вследствие разности давлений в двух точках трубы, как электричество от разности потенциалов. Если воздух колеблется в трубе, закрытой с обоих концов, то в трубе образуются стоячие волны, и у концов получается наибольшая амплитуда давления, в середине же давление не меняется; в прямом вибраторе на его концах мы имеем наибольшую амплитуду потенциалов, тогда как в средине потенциал остается неизменным. С другой стороны, в середине трубы мы имеем наибольшую скорость движения воздуха — на середине проводника самые сильные электрические токи.

Удвоенная длина трубы равна длине волны издаваемого ею звука; мы получили для прямого вибратора такую же формулу:

$$\lambda = 2l.$$

Данное нами соотношение между длиною вибратора и длиною волны только приблизительно, но то же самое нужно сказать и про длину органной трубы, которая лишь приблизительно равна половине волны. Впрочем ошибка как для того, так и для другого случая сравнительно невелика.

Наконец, что касается скорости распространения волн, то в узких трубах вследствие трения скорость будет меньше, чем в широких; точно так же электрическое сопротивление проволоки уменьшает скорость распространения электрических волн. Скорость же c, равная $3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$, соответствует удельному сопротивлению, равному нулю.

На том же приборе (рис. 641) можно показать еще следующий поучительный опыт. Если приблизить к резонатору какой-нибудь проводник, соединенный с землею, то емкость резонатора должна увеличиться, и резонанс должен нарушиться. Но так как электрическое поле расположено неравномерно по длине резонатора и главным образом у концов его, то приближение проводника к концам резонатора действительно нарушает резонанс, и все гейслеровы трубки при этом тухнут. Наоборот, приближение проводника к средней части резонатора почти не оказывает никакого влияния; мы можем даже непосредственно соединить середину резонатора с землею, и тем не менее все трубки будут продолжать светиться.

620. Способ Лехера-Блондло. — Стоячие электрические волны в проволоках были впервые получены Гертцем, но их удобнее наблюдать на расположении, которое было предложено Лехером и в котором вместо одной взяты две параллельных проволоки, как это и изображено у нас на рис. 636, стр. 616. Расположение с двумя проволоками имеет то преимущество, что электрическое и магнитное поля электрических волн сосредоточены здесь главным образом в пространстве между проволоками и окружающие предметы не оказывают такого влияния на распространение волн, как это имеет место при одной проволоке.

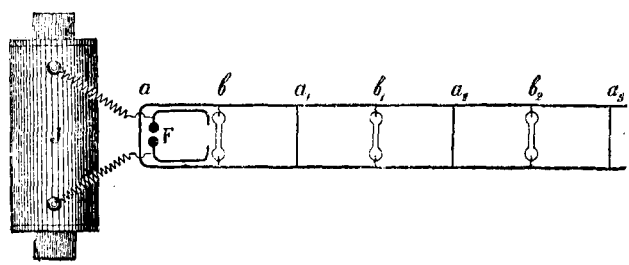


Рис. 642. Опыты Лехера-Блондло.

Далее, для передачи электрических колебаний обеим проволокам мы можем вместо электрической индукции воспользоваться индукцией магнитной, как это было предложено Блондло, и тогда получим расположение опыта, показанное на рис. 642.

От индуктора J ведут две тонких проволоки к искровому промежутку F вибратора, состоящего из двух толстых согнутых проволок. Про

тив вибратора расположен резонатор ab, который продолжается далее в виде двух параллельных проволок, отстоящих друг от друга на расстоянии нескольких сантиметров. В точке a_1 на обе проволоки накладывается поперечная короткая проволока — так называемый *мостик*. Передвигая мостик по проволокам вправо или влево, мы можем добиться того, что система aba_1 будет в резонансе с вибратором, что мы можем заметить по яркому свечению гейслеровой трубки b.

Заметим, что резонатор aba_1 несколько отличается от тех резонаторов, которые были разобраны нами выше, ибо он представляет собою замкнутую цепь. Однако это отличие несущественно. Действительно в системе aa_1 тоже образуются стоячие волны, причем в a мы имеем пучность электрического тока, ибо здесь именно вибратор действует на нашу систему путем электромагнитной индукции; в a_1 мы получаем отражение волн от мостика, и, как это выяснено выше (619, **617**), на середине мостика получается пучность электрического тока; наконец в b мы будем иметь пучность электрического поля. Таким образом длины ab и ba_1 (измеряемые от середины мостиков) будут равны по четверти волны, а вся длина aa_1 равна половине волны данного вибратора.

Достигнув самого яркого свечения гейслеровой трубки b, мы оставляем мостик на месте и на некотором расстоянии от него кладем вторую гейслерову трубку b_1 и второй мостик a_2. Часть токов с резонатора aba_1 переходит теперь и в систему $a_1b_1a_2$; передвигая соответственным образом мостик a_2, мы и здесь можем добиться резонанса. Так как расстояния a_1b_1 и b_1a_2 равны по одной четверти длины волны, то легко видеть, что расстояние между мостиками a_1 и a_2 равно длине полуволны. Продолжая раскладывать на проволоках все новые мостики, мы можем получить целую цепь соединенных друг с другом резонаторов.

Но можно поступить несколько иначе. Оставив гейслерову трубку b на месте и сняв все мостики кроме a_1, будем передвигать мостик a_1 вдоль по проволокам все далее и далее от a. Тогда мы заметим, что свечение трубки то усиливается, то ослабевает. Каждый раз, когда расстояние aa_1 будет равно целому числу полуволн, мы заметим усиление свечения трубки, т. е. резонанс; в противном случае происходит ослабление свечения. Этот опыт вполне аналогичен опыту со стоячими волнами в трубках или струнах. Струна тоже может резонировать не только на тот звук, длина полуволны коего равна длине струны, но также и на те звуки, полуволны которых укладываются на длине струны целое число раз; это — так называемые обертоны струны. Подобным же образом наша система aa_1 способна издавать электрические обертоны.

621. Измерение длины волны и скорости ее распространения. — Мы только-что видели, каким образом, измеряя расстояния между соответственными положениями мостика, можно измерить длину волны данного колебания. Определив период колебания расчетом, Герц мог из соотношения $\lambda = cT$ определить и скорость распространения волн c. Она действительно оказалась равною около $3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$.

Впрочем можно избежать и расчета, который весь основан на теории электрических волн, и определить T непосредственно из опыта. Для этого можно воспользоваться вращающимся зеркалом, как это указано на

стр. 441, рис. 598. Правда, для быстрых колебаний такие наблюдения сопряжены с большими трудностями, тем не менее подобные опыты были сделаны Троубриджем и Дуаном. В их опытах оказалось $T = 2 \cdot 10^{-7}$ сек, а $\lambda = 4\,700$ *см*, откуда:

$$c = \frac{5\,700}{2 \cdot 10^{-7}} = \text{около } 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}.$$

622. Проволоки, погруженные в диэлектрик. — Если проволоку, в которой происходят электрические колебания, погрузить в какую-нибудь среду с диэлектрической постоянной ε и с проницаемостью μ, то емкость и самоиндукция обратятся в εC и в μL, вследствие чего период колебаний должен увеличиться в $\sqrt{\varepsilon\mu}$ раз.

Это заключение справедливо конечно и для прямых вибраторов. Поэтому, если вибратор данной длины l мы наблюдаем один раз в воздухе, а другой раз в какой-нибудь другой среде, то период колебания во втором случае будет в $\sqrt{\varepsilon\mu}$ раз больше, чем в первом.

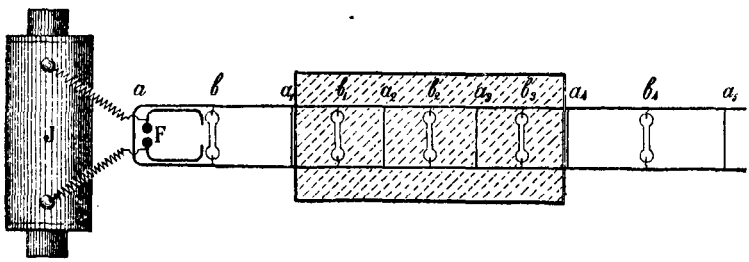


Рис. 643. Стоячие волны в диэлектрике.

Далее, так как период колебания прямого вибратора длиною l есть не что иное как время, в которое электрические волны проходят расстояние $2l$, то *увеличение* этого времени в $\sqrt{\varepsilon\mu}$ раз означает, что *скорость* распространения электрических волн вдоль вибратора после погружения его в другую среду *уменьшилась* в $\sqrt{\varepsilon\mu}$ раз.

Таким образом скорость распространения электрических волн c_1 вдоль проволок, погруженных в среду с постоянными ε и μ, будет равна:

$$c_1 = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \frac{см}{сек}.$$

Это известный закон Максвелла, выведенный нами раньше (338, **359**) из совершенно других соображений.

Наконец, имея в виду соотношение между скоростью распространения c_1, длиною волны λ и периодом колебания T

$$\lambda = c_1 T,$$

легко сообразить, что при данном периоде T длина электрических волн будет тем меньше, чем меньше скорость c_1.

Для проверки этого закона мы можем воспользоваться методом Лехера и, погрузивши наши проволоки в какой-нибудь диэлектрик

(рис. 643), например в керосин, измерить длину волны. Для керосина $\varepsilon = 2$, $\mu = 1$, а потому скорость волн и длина их в керосине будет в 1,4 раза меньше, чем в воздухе.

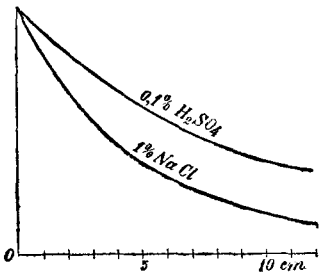


Рис. 641.

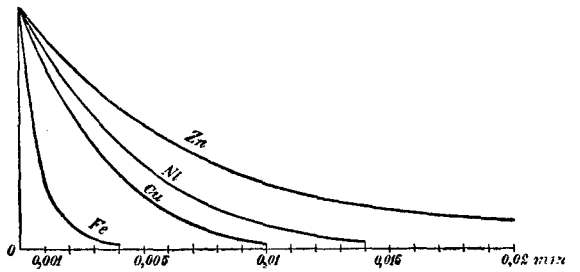


Рис. 645.

Поглощение электрических волн.

Кони Аронс делали подобные измерения для воды и нашли в ней скорость в 9 раз меньшую, чем в воздухе, что вполне соответствует диэлектрической постоянной воды $\varepsilon = 81$, $\mu = 1$.

623. Проволоки, погруженные в полупроводник. — Если проволоки лехеровской системы мы погрузим в полупроводник, например в соляной раствор, то кроме электрических токов в проволоках мы получим еще ток в разделяющем их проводнике; этот проводник будет играть роль непрерывного мостика, положенного между проволоками. Конечно образующиеся в проводнике токи будут поглощать энергию, превращая ее в джоулево тепло, и чем электропроводность проводника будет больше, тем сильнее будут в нем электрические токи и тем сильнее будет поглощение электрических волн.

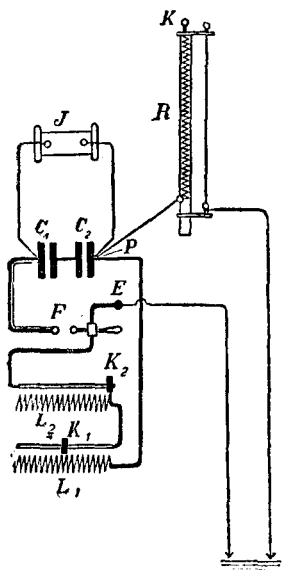


Рис. 646. Схема опытов Зейбта.

Амплитуда электрических волн по мере их вхождения в проводник будет убывать, и мы получим явление, аналогичное затуханию электрически колебаний (595, 596) с тою лишь разницейх что процесс затухания колебаний происходит , во *времени* по закону e^{-kt}, процесс же *поглощения*, или *абсорбции*, волн наблюдается в различных точках *пространства*, пройденного волною. Таким образом, если через z обозначить расстояние от места входа электрических волн в проводник, то убывание амплитуды будет происходить по закону e^{-pz}, где величина p пропорциональна электропроводности того проводника, в который погружены наши проволоки.

Для изоляторов $p = 0$ никакого поглощения волн и не наблюдается.

Вышеприведенный закон убывания амплитуды электрических волн был подтвержден на опыте Эйхенвальдом.

С этой целью проволоки лехеровской системы проводились сквозь сосуд (рис. 643), в котором надо представить себе все мостики a_2, a_3 и т. д. снятыми, заполненный слабым раствором какой-нибудь соли или кислоты, т. е. проводником, электропроводность коего сравнительно невелика. Если поместить в этот сосуд гейслерову трубку b_2 и двигать ее вдоль проволок, то по мере того как мы будем удаляться от начала сосуда a_1 по направлению к a_4, мы заметим, что трубка b_2 светится все слабее и слабее. Если вместо трубки воспользоваться для наблюдения болометром или термоэлементом, то мы получим в результате кривые, показанные на рис. 644; эти кривые получены для 0,1 % раствора серной кислоты и для 1 % раствора поваренной соли.

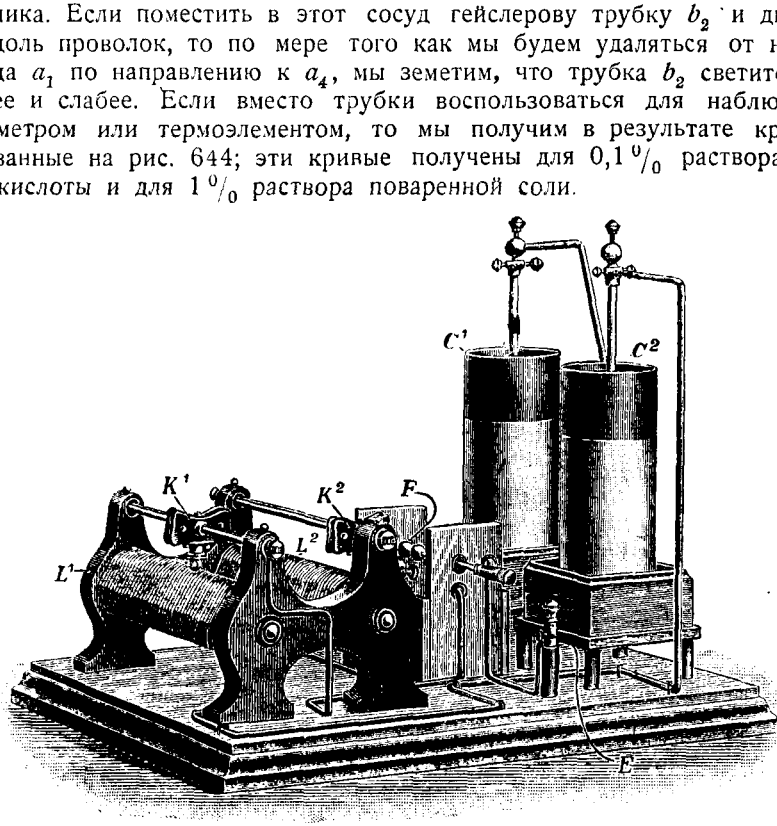


Рис. 647. Прибор Зейбта-Эрнеке.

Необходимо заметить, что проследить этим способом убывание амплитуды электрических волн внутри проводника удалось пока только для слабых растворов солей и кислот с удельным сопротивлением около одного омо-сантиметра. Для металлов же p настолько велико, что уже на глубине сотых долей миллиметра электрические волны бывают едва заметны. Но в металлах мы можем изучать поглощение волн другим способом.

Мы уже указывали выше, что затухание электрических колебаний обусловливается поглощением энергии и превращением ее в джоулево тепло теми проводниками, из которых состоят вибраторы или резонаторы; мы выяснили также, что электрические колебания прямых резонаторов суть не что иное как стоячие электрические волны (620, **618**); отсюда ясно, что затухание электрических колебаний в прямом резонаторе обусловлено поглощением электрических волн в материале самого резонатора.

Бьеркнес (Bjerknes, 1893) производил следующие опыты. Он делал резонаторы из железных проволок и покрывал их на поверхности гальванопластическим путем чрезвычайно тонким слоем меди. По мере того как слой меди делался все толще и толще, затухание резонатора уменьшалось; но уменьшение это росло все медленнее и медленнее, и наконец, когда слой меди достигал 0,01 *мм*, то дальнейшее его утолщение уже не оказывало никакого влияния на затухание: резонатор вел себя так, как будто он весь состоял из меди. Подобные же опыты Бьеркнес делал и с другими металлами, и на основании этих опытов он составил кривые поглощения электрических волн в металлах, показанные на рис. 645.

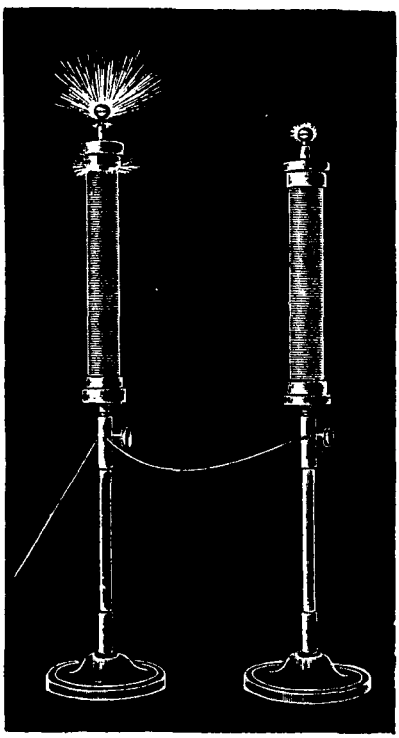


Рис. 648. Электрический резонанс.

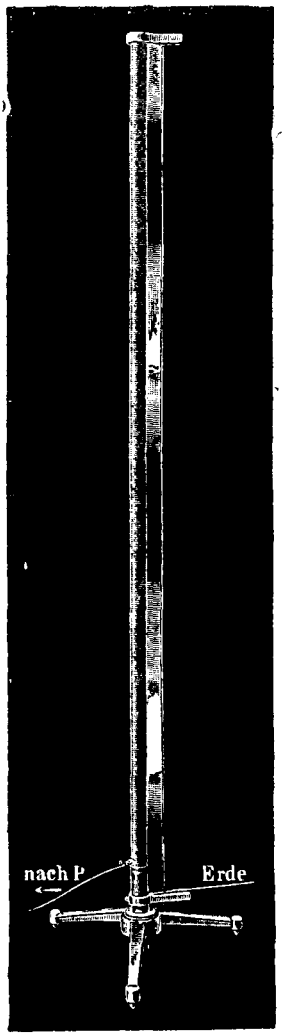


Рис. 649. Электрические обертоны.

Обратим внимание на то обстоятельство, что с целью сделать рисунки более ясными расстояния на рис. 644 взяты втрое меньше натуральной величины, тогда как на рис. 645 они увеличены в 3 300 раз. Но это сделается сейчас же понятным, если принять во внимание, что электропроводность металлов почти в миллион раз больше электропроводности растворов.

Необходимо еще добавить, что согласно теории Максвелла поглощение волн обусловливается не только электропроводностью, но и магнитною проницаемостью и гистерезисом среды, чем и объясняется то обстоятельство, что кривая для железа круче кривой для меди.

624. Опыты Зейбта. — Для демонстрации стоячих волн в большом виде выгодно пользоваться большими периодами колебаний, потому что их энергия может быть сделана гораздо большей. Но большие периоды соответствуют длинным волнам, и лехеровская система может не поместиться в пределах аудитории. В таком случае можно пользоваться не прямыми проволоками, а целыми катушками.

На рис. 646 показана схема расположения, предложенная Зейбтом, а на рис. 647 изображен общий вид его прибора, как он изготовляется фирмою Эрнеке в Берлине. Здесь J — индуктор, F — искровой промежуток, помещенный в закрытом деревянном ящике, чтобы свет искры не мешал наблюдениям, C_1 и C_2 — две лейденских банки, которые можно соединять последовательно или параллельно, L_1 и L_2 — две катушки самоиндукции; посредством скользящих контактов K_1 и K_2 можно включить в цепь колебаний большее или меньшее число оборотов этих катушек.

К этой системе LFC, представляющей собою вибратор, можно в точке P присоединять различные резонаторы, тоже в виде катушек (рис. 648), с бо́льшим или меньшим числом оборотов проволоки. Меняя самоиндукцию, можно настраивать систему LC то под одну, то под другую катушку. Колебания в этих катушках получаются настолько сильными, что из верхних их концов выходят целые снопы длинных искр (рис. 648).

Если взять длинную катушку (рис. 649) и параллельно с ней поместить проволоку, соединенную с землей, то между катушкой и проволокой получаются сияния. Уменьшая период колебания первичной системы LC выключением самоиндукции и емкости, можно на длинной катушке получить несколько полуволн, которые и обнаруживаются соответственными темными прослойками в сияниях, образовавшихся между катушкой и проволокой.

III. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

625. Электромагнитные волны вдоль проволок и в пространстве. — Мы только что видели, каким образом электромагнитные волны распространяются вдоль проволок; но из гипотезы Максвелла (338, **360**) непосредственно следует, что электрические волны в изоляторах могут распространяться даже и без проволок. И действительно, если внимательно вникнуть в процесс распространения волн по проволокам, то увидим, что проволоки эти окружены изолятором, в котором образуется переменное электрическое и магнитное поле. В этом изоляторе при ничтожном сопротивлении проволок (что мы и предполагали) и сосредоточена вся рассматриваемая нами электромагнитная энергия, она-то и движется вдоль проволок со скоростью c_1. Мы даже можем представить себе, что обе проволоки лехеровской системы настолько удалены друг от друга, что в рассматриваемой нами части пространства имеется только одно электромагнитное поле.

А в таком случае приведенная выше скорость c_1 (623, **621**) и есть собственно скорость распространения электромагнитного поля, о ко-

тором мы говорили раньше. Проволоки же в наших опытах, при малом их сопротивлении, не мешают распространению волн и не изменяют их скорости заметным образом, но они направляют эти волны по желаемому нам пути, подобно тому как рупор направляет акустические волны; без этого направляющего действия волны распространялись бы во все стороны, и плотность энергии их уменьшалась бы вместе с увеличением расстояния от источника.

626. Распространение электромагнитных волн. — Проследим однако более подробно, каким образом распространяются электромагнитные волны в изоляторах.

Пусть A (рис. 650) представляет собою часть прямого вибратора, в котором происходят электрические колебания. Если параллельно с вибратором мы поместим *проводник* B, то благодаря переменному магнитному полю M_1 в проводнике B по известным законам индукции (270, **283**) тоже возникнут переменные электрические токи. Однако по воззрениям Максвелла (334, **355**), электрические токи в проводниках представляют собою лишь следствие образования в них электрического поля. Поэтому индукционные действия вибратора A на проволоку B будут иметь место не только в том случае, когда B есть проводник, но и в том случае, когда проволока B сделана из *изолирующего* материала. Разница лишь в том, что в случае проводника B в нем возникнут путем индукции и электрическое поле и индукционный ток, тогда как, если B — изолятор, в нем возникнет только электрическое поле.

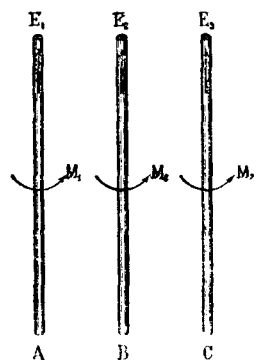


Рис. 650. Передача колебаний от одного вибратора к другому.

Итак благодаря электрическим колебаниям вибратора A в соседнем изоляторе B возникает переменное электрическое поле F_2, которое по гипотезе Максвелла образует вокруг себя свое магнитное поле M_2. Магнитное поле M_2 будет индуцировать в соседнем изоляторе C новое электрическое поле и т. д. Таким образом индукционные действия вибратора A будут передаваться от одного изолятора к другому, сколько бы мы их не поместили.

При нашем рассуждении мы говорили об отдельных проволоках B и C и т. д., сделанных из изолирующего материала; но мы это делали только ради наглядности, потому что к индукционным действиям в проволоках мы более привыкли. На самом же деле вместо этих проволок можно представить себе отдельные слои одного сплошного изолятора, например воздуха или мирового эфира, и тогда получим представление о том, каким образом, по теории Максвелла, электромагнитные волны распространяются в изолирующей среде.

Само собою разумеется, что чем дальше мы возьмем слой C от вибратора A, тем больше колебания электрического поля E_3 будут отставать от колебаний поля E_1. Здесь применимы те же рассуждения, что и для волн вдоль проволок (616, **613**).

627. Поле гертцевского вибратора. — На рисунках 651—655, полученных Герцем на основании теории Максвелла, показано постепен-

ное распространение электромагнитных волн от небольшого прямолинейного вибратора. По мере того как концы вибратора все сильнее и сильнее заряжаются (рис. 651 и 652), электрические линии сил уходят все дальше и дальше; затем, когда вибратор начинает разряжаться, концы линий сил сходятся. Однако удаленные части этих линий (рис. 653) не могут *мгновенно* следовать за уничтожением поля у вибратора, а потому, когда по истечении первой половины периода колебания вибратор уже разрядился совершенно (рис. 654), электрическое поле вдали от вибратора тем не менее продолжает еще существовать, образуя *замкнутые* линии сил.

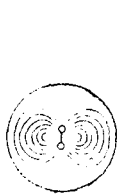


Рис. 651.

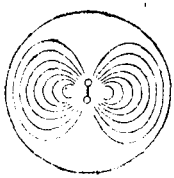


Рис. 652.

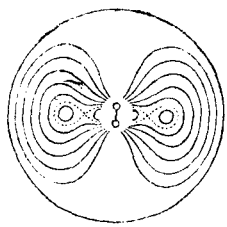


Рис. 653.

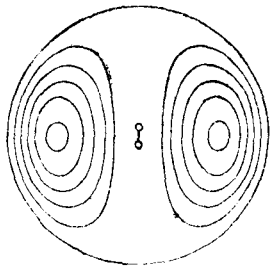


Рис. 654.

Электрическое поле вибратора в течение первой половины периода колебания.

На следующем рисунке 655 изображено начало второй половины колебания, когда все рассмотренные процессы повторяются вновь, только с обратным знаком.

Перпендикулярно к этим электрическим линиям сил располагаются и магнитные линии; это будут круги, перпендикулярные к оси вибратора, с центром на этой оси.

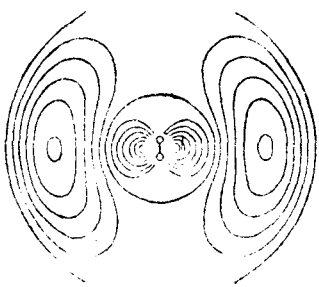


Рис. 655. Начало второй половины периода.

Сопоставляя только что сказанное здесь с тем, что говорилось в главе V, мы легко придем к следующим важным выводам.

Если действительно электрическое поле не может мгновенно следовать за движением образовавшего его электричества, то, как мы видели, при быстрых электрических колебаниях должны образоваться *замкнутые* электрические линии сил, т. е. должно образоваться электрическое поле, не связанное непосредственно с электрическими зарядами. В электростатике, где мы изучали равновесие электричества, замкнутых линий сил мы не наблюдали, — там все линии начинались у положительных зарядов и кончались у отрицательных (37, 39). В этом отношении изучаемое нами теперь поле вибратора существенно отличается от поля заряженного проводника, рассмотренного в электростатике.

Эти замкнутые электрические линии сил уже потому не могли рассматриваться в электростатике, что они не могут оставаться в равновесии. Действительно, если мы взглянем на рис. 653 и 654 с точки зрения гипотезы Фарадея (322, 342) о давлениях и натяжениях линий сил,

то легко увидим, что замкнутые электрические линии сил не могут оставаться в покое, а должны притти в движение. Вопрос же о том, каково это движение и какими явлениями оно сопровождается, решается теорией Максвелла (338, 360).

По этой теории, при движении электрических линий возникает перпендикулярное к ним магнитное поле, которое тоже приходит в движение, и общая скорость движения образовавшегося таким образом *электромагнитного поля* равна:

$$c_1 = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \frac{см}{сек}.$$

В рассматриваемом нами частном случае, а именно в поле гертцевского вибратора (рис. 651—655), магнитное поле будет иметь вид, показанный на рис. 383, стр. 340. Это будут круги постепенно увеличивающихся радиусов.

628. Электрические лучи. — Вместе с распространением электромагнитного поля от гертцевского вибратора будет распространяться и электромагнитная энергия. Поэтому в *раскрытом* вибраторе Гертца электрические колебания должны ежесекундно больше терять энергии и следовательно иметь большее затухание, чем в вибраторах *закрытых* (стр. 592, рис. 601, 602), составленных из сосредоточенных электрических и магнитных полей.

Явление распространения электромагнитного поля от вибратора носит название *лучеиспускания*, а то направление, по которому происходит лучеиспускание, или движение электромагнитной энергии, называется *электрическим лучом*. Напомним, что величина и направление потока электромагнитной энергии определяются теоремой Пойнтинга (341, 363). Электромагнитная энергия движется всегда перпендикулярно к электрическому и магнитному полю.

Легко также видеть, что раскрытый вибратор будет действовать своим полем на более далекие расстояния, чем закрытый.

Правда, вблизи вибратора электрическое поле (рис. 652) аналогично полю прямого магнита (стр. 183, рис. 196), и следовательно вблизи самого вибратора напряжение электрического поля изменяется *обратно пропорционально кубу радиуса* (184, 203). Но на значительном расстоянии от вибратора электрические линии сил будут все дальше и дальше отходить друг от друга и принимать сферическую форму. Между тем из элементарной теории волн известно, что *энергия* сферических волн всегда изменяется *обратно пропорционально квадрату радиуса* сферы; то же нужно сказать и про энергию сферических электромагнитных волн. Отсюда следует, что *напряжение* электрического и магнитного поля гертцевского вибратора на далеком от него расстоянии будет изменяться обратно пропорционально *первой степени* расстояния, т. е. будет уменьшаться гораздо медленнее, чем поле электриостатическое.

629. Принцип Гейгенса. — В теории распространения волн большую роль играет так называемый принцип Гейгенса. Основная мысль этого принципа заключается в следующем. Если нам дан источник волн A (рис. 656) и мы желали бы выяснить, каковы будут колебания некоторой точки C, находящейся на некотором расстоянии AC от источника, то,

пользуясь принципом Гейгенса, мы имеем право рассматривать распространение волн не непосредственно от A к C, а постепенно, по всем промежуточным между A и C волнам, и каждую такую промежуточную волну B можем считать как бы *новым источником*, вполне заменяющим по своим действиям на точку C действие источника A. Каждая точка волны B дает свою частичную сферическую волну, а интересующая нас волна C будет представлять собою *огибающую* (касательную) поверхность ко всем этим частичным волнам.

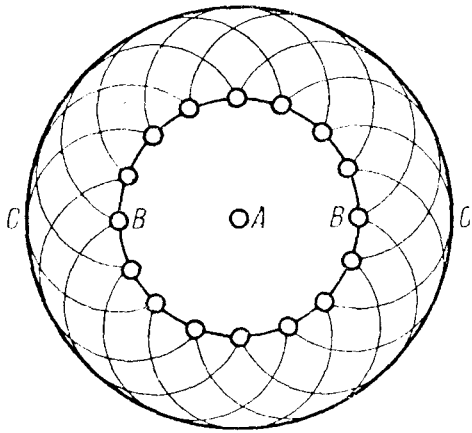


Рис. 656. Распространение волн.

Чтобы применить этот принцип к электромагнитным волнам, нам нужно только представить себе в A (рис. 656) вибратор, перпендикулярный к чертежу; тогда B и C будут его магнитные линии сил. Для определения волны C мы можем заменить вибратор A целой системой вибраторов B.

Эти рассуждения мы сейчас же применим при рассмотрении явления отражения и преломления электромагнитных волн.

630. Отражение. — Положим, что электромагнитные волны встречают на своем пути *проводник*, например медную проволоку; тогда на поверхности этой проволоки будут индуцироваться электрические токи, и проводник, поставленный на пути электромагнитных волн, явится новым вибратором, и от проводника пойдут во все стороны электрические волны.

Теперь представим себе целую плоскость или поверхность, составленную из таких проволок. Очевидно, что электрическая волна, падающая на такую проводящую поверхность, должна возбудить в ней целый ряд электрических токов, которые дадут начало новой электрической волне, исходящей из этой поверхности наружу.

Что же касается внутренних точек проводящей поверхности, то, как это мы уже выяснили (625, **623**), там будет происходить поглощение волн. Чем больше электропроводность данной поверхности, тем на меньшую глубину будут входить в нее волны, и тем бо́льшая часть их будет исходить из поверхности наружу.

Из этого мы видим, что проводящая плоскость должна действовать подобно зеркалу, отражая электрические волны, как зеркало отражает волны звука или света. Законы отражения электромагнитных волн будут такие же, как и законы для звуковых или световых волн, потому что все вышеприведенные соображения вполне аналогичны тем, которые приводятся в акустике и в оптике и вообще при объяснениях явлений распространения и отражения волн.

Предположим действительно, что Aa (рис. 657) представляет собою направление электрических лучей какого-либо вибратора A, находящегося на очень далеком расстоянии.

В таком случае мы можем считать волну abc за плоскую. В плоскости волны abc перпендикулярно к лучу Aa должны располагаться, по Максвеллу, электрическое и магнитное поле луча. Положим, что электрическое поле перпендикулярно к нашему чертежу, тогда магнитное поле будет в плоскости чертежа. Плоскость MN мы представим себе составленною из целого ряда проволок a, b_1, c_1 и т. д., перпендикулярных к чертежу; под действием падающей волны все эти проволоки пошлют во все стороны новые волны, магнитные поля которых обозначатся у нас на чертеже кругами. Однако колебания в a, b_1, c_1 будут происходить неодновременно, ибо раньше всего возбудятся колебания в a, затем в b_1 и наконец в c_1. Для того чтобы возбудить колебания в вибраторе c_1, волна abc, после возбуждения колебаний в a, должна будет пройти еще расстояние cc_1. За это время волна вибратора a успеет распространиться на окружность радиуса $aa_2 = cc_1$; в то же время волна вибратора b_1 образует окружность радиуса b_1b_2, который будет меньше aa_2 во столько раз, во сколько b_1c_1 меньше ac_1.

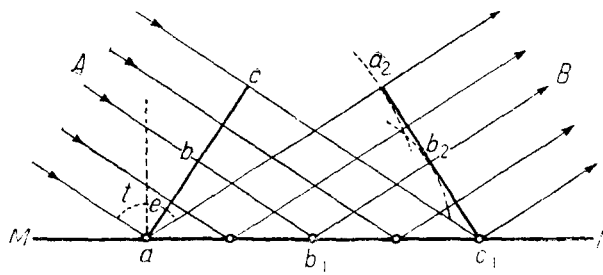


Рис. 657. Отражение волн.

Так как только что сказанное справедливо для любого вибратора b_1, находящегося между a и c_1, то легко видеть, что все проведенные нами из разных вибраторов окружности будут иметь общую касательную $a_2b_2c_1$, а потому, согласно принципу Гейгенса, $a_2b_2c_1$ и будет представлять собою плоскость отраженной волны. В то же время перпендикулярное к волне $a_2b_2c_1$ направление, а именно aB, будет направление отраженного луча.

Из равенства $cc_1 = aa_2$ следует равенство прямоугольных треугольников aa_2c_1 и acc_1, а вместе с тем и равенство угла падения луча i углу отражения e.

Подобным же образом можно рассмотреть и тот случай, когда электрическое поле находится в плоскости падения луча, а магнитное поле — перпендикулярно к этой плоскости. Мы не будем на этом останавливаться, а укажем только, что при этом электрическое и магнитное поле меняются своими ролями.

631. Преломление волн. — Если на пути электрических волн, распространяющихся в воздухе, мы поставим какой-нибудь другой изолятор, то, входя в этот изолятор, волны получат уже другую скорость распространения, а именно

$$c_1 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}.$$

Поэтому, как и в случае световых лучей, мы должны здесь наблюдать преломление, и притом по тем же самым законам, как и для света. Для

доказательства этого мы опять применим принцип Гейгенса в том виде, как мы его применили к случаю отражения.

Пусть MN (рис. 658) — плоскость, разделяющая две среды, и пусть на эту плоскость в первой среде падает электрический луч Aa. Этот луч возбудит в a, b_1, c_1 и т. д. колебания электрического поля. По Гейгенсу, мы можем a, b_1, c_1 считать за новые вибраторы, от которых пойдут новые волны во все стороны. Однако в отличие от случая проводящей плоскости MN явления поглощения, или абсорбции, электрических волн теперь не будет, потому что вторая среда тоже изолятор, и мы получим волны как и в первой, так и во второй среде. В первой среде мы опять имеем отраженную волну aB, и опять угол падения i будет равен углу отражения.

Во второй же среде скорость распространения иная, положим меньше, чем в первой среде; поэтому в то время, как падающая волна успеет

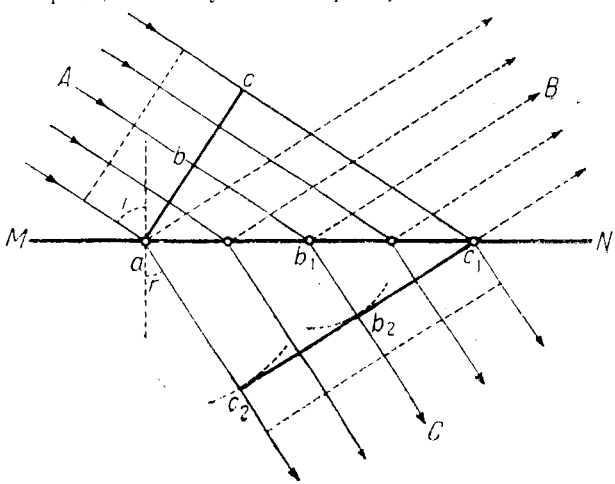


Рис. 658. Преломление волн.

пройти путь cc_1, волна вибратора a успеет пройти меньший путь ac_2, причем отношение этих путей будет равно отношению скоростей:

$$\frac{c}{c_1} = \frac{(cc_1)}{(ac_1)}.$$

Рассуждая, как и в случае отражения, мы получаем плоскость волны во второй среде $c_1b_2c_2$ и направление луча aC. Так как теперь вследствие различия скоростей распространения в первой и второй среде треугольники ac_2c_1 и acc_1 уже не равны между собою, то и углы i и r тоже не равны друг другу, и луч Aa, войдя во вторую среду, должен будет преломиться. Из чертежа легко видеть, что

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{(cc_1)}{(ac_2)} = \frac{c}{c_1} = \nu.$$

Это отношение и называется коэфициентом преломления лучей.

Сопоставляя этот результат с законом Максвелла, имеем для коэфициента преломления электрических лучей:

$$\nu = \frac{c}{c_1} = \sqrt{\varepsilon\mu}.$$

Вот к каким выводам привела Максвелла его теория.

632. Закон преломления лучей и закон преломления линий сил. — Закон преломления электромагнитных лучей мы вывели, исходя из принципа Гейгенса; но мы можем вывести его и на основании соотношений, полученных нами для напряжений и индукций электрического и магнитного поля на границе двух тел (60, **62**, 200, **218**). Мы примем для обоих тел $\mu = 1$, имея в виду *быстрые* колебания. Тогда условия на границе напишутся у нас так:

$$D_n = \varepsilon_1 E_{n_1} = \varepsilon_2 E_{n_2};$$
$$F_{t_1} = E_{t_2};$$
$$B_n = M_{n_1} = M_{n_2};$$
$$M_{t_1} = M_{t_2}.$$

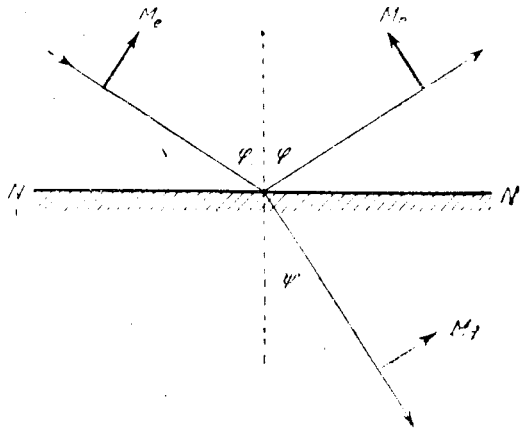


Рис. 659. Условие на границе двух диэлектриков.

Будем рассматривать, как и в предыдущем параграфе, тот случай, когда электрическое поле направлено перпендикулярно к чертежу (рис. 659); направление же магнитных полей в падающем, отраженном и преломленном лучах у нас показаны стрелками. Для тангенциальных составляющих магнитных полей мы получаем:

$$(M_e + M_r)\sin\varphi = M_d \sin\psi,$$

тогда как для электрических полей имеем:

$$E_e + E_r = E_d.$$

Кроме того мы должны принять во внимание соотношение Максвелла между электрическими и магнитными полями в каждой из двух соединений (338, **359**):

$$\sqrt{\varepsilon}E = \sqrt{\mu}M.$$

Подставляя это в первое уравнение и разделяя его на второе, получаем:

$$\sqrt{\varepsilon_1}\sin\varphi = \sqrt{\varepsilon_2}\sin\psi,$$

$$\frac{\sin\varphi}{\sin\psi} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} = \frac{c_1}{c_2} = \nu,$$

известный закон преломления лучей (ν — показатель преломления).

Другой случай, когда магнитное поле перпендикулярно к чертежу, мы предоставляем разобрать самому читателю.

Мы видим, что один и тот же закон, установленный нами для электрических и магнитных полей (условия на границе двух тел), приводит нас и к преломлению линий сил и к преломлению лучей.

633. Полное внутреннее отражение. — Если второй изолятор имеет *меньшую* диэлектрическую постоянную, чем первый ($\varepsilon_2 < \varepsilon_1$; $\nu < 1$), то может случиться, что величина

$$\sin\psi = \frac{\sin\varphi}{\nu}$$

окажется больше единицы, что невозможно. Отсюда обыкновенно выводят заключение, что в таком случае преломленного луча совсем не будет, и мы получим *полное* отражение, как от металлического зеркала. Этот вывод подтверждается на опытах, например в призмах с полным внутренним отражением световых лучей.

Для нас однако является вопрос, каким образом происходит полное отражение электромагнитных лучей, когда для электрического и магнитного поля, из которого состоят эти лучи, полного отражения в диэлектриках не бывает (62, **64**). Но дело в том, что в нашем выводе мы предполагали, что углы φ и ψ не меняются со временем; это и привело нас к абсурдному выводу, что при полном внутреннем отражении $\sin\psi$ делается больше единицы, а самый угол ψ делается мнимым; на самом же деле этот угол остается действительным, но его величина постоянно меняется со временем, в соответствии с фазами колебаний электромагнитных волн. Поэтому не только в первом, но и во втором теле вблизи границы образуются переменные электромагнитные поля, и несмотря на полное отражение, электромагнитные волны проходят сквозь границу и входят во второе тело, но лишь на небольшую глубину; затем они возвращаются опять назад в первое тело, и притом с *полной энергией*, образуя полное отражение. Мы увидим ниже, что присутствие электромагнитных волн во второй среде при полном внутреннем отражении можно даже обнаружить на опыте.

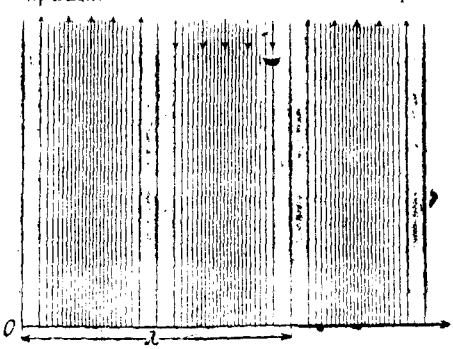


Рис. 660. Плоская волна.

634. Линии сил электромагнитных лучей при отражении и преломлении. — Все указанные явления делаются чрезвычайно наглядными, если применить к лучам способ Фарадея изображения полей линиями сил. Не входя в подробности, мы приведем здесь несколько чертежей, составленных А. Эйхенвальдом.

На рис. 660 изображена плоская волна, распространяющаяся по направлению OX с электрическими (или магнитными) линиями сил, густота которых в различных точках поля различна, сообразно с синусообразной формой волны. Все линии сил (рис. 660) нужно себе представлять движущимися со скоростью света по направлению OX.

На рис. 661 и 662 *линии сил* представлены *пунктиром*, а перпендикулярные к ним линии *потоков энергии* (по теореме Пойнтинга 341, **363**) начерчены *сплошными* линиями. Рис. 661 представляет линии сил при отражении, сопровождаемом преломлением. Здесь в первом теле, где

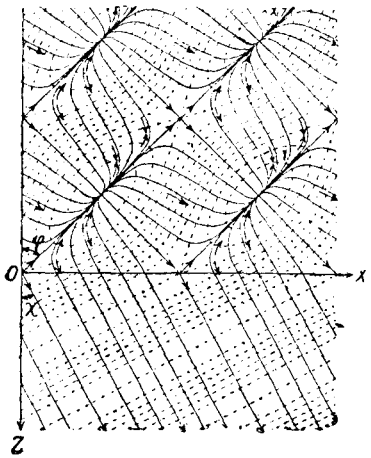


Рис. 661. Отражение и преломление.

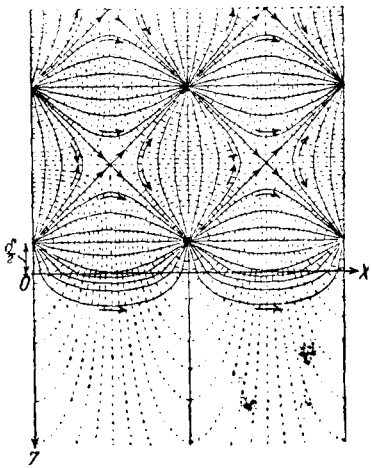


Рис. 662. Полное внутреннее отражение.

одновременно проходят и падающий и отраженный лучи, мы получаем результирующее поле с линиями сил довольно сложной формы, между тем как во втором теле получается один преломленный луч, поле которого одинаково с полем плоской волны (рис. 660). На границе обоих тел мы получаем одновременно и преломление линий сил и преломление лучей. Но первые преломляются по закону:

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2},$$

тогда как вторые преломляются по закону:

$$\frac{\sin\varphi}{\sin\psi} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}.$$

На рис. 662 представлено полное внутреннее отражение. В этом случае благодаря тому, что падающий и отраженный лучи одинаковой силы, результирующее поле их оказывается вполне симметричным, в отличие от рис. 661, где отраженный луч слабее падающего. Во втором теле мы тоже имеем электромагнитное поле, но оно с удалением от границы обоих тел очень быстро ослабевает. Лучи, входящие во второе тело, не прямые, а образуют гирляндообразные кривые. Если мы представим себе все линии сил движущимися, не изменяя своей формы, по направлению OX, то легко увидим, что в каждой *неподвижной* точке угол, образуемый лучами на границе обоих тел, не остается постоянным, как в предыдущем случае, а *постоянно меняется*. В некоторых местах преломленный

луч направлен *внутрь* второго тела, а в других местах этот луч выходит обратно в первое тело. Энергия падающего луча входит во второе тело на небольшую глубину, а через полпериода выходит опять назад в первое тело. Таким путем и образуется полное внутреннее отражение.

635. Опыты Гертца. — Все выводы Максвелла были подтверждены на опыте Гертцем (H. Hertz, 1888).

Гертц в своих опытах пользовался вибратором, показанным на стр. 593, рис. 604. Для того чтобы волны вибратора не слишком расходились во все стороны, Гертц помещал его в фокусе металлического зеркала. У Гертца вибратор давал волны в 60 *см* длины, и его зеркало было в 2 *м* высоты. Такие большие зеркала пришлось взять потому, что из общей теории волн известно, что если отражающая поверхность по своим размерам слишком мала и близко подходит к длине волны, то явление отражения еще осложняется явлением дифракции.

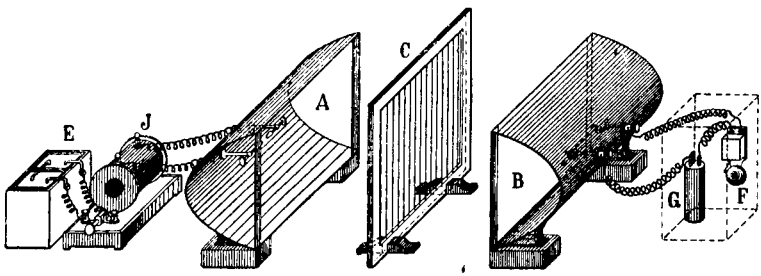


Рис. 663. Опыты Гертца.

На рис. 663 представлено расположение приборов, которые часто применяются для демонстрации опытов Гертца. От индуктора *J*, питаемого током элементов (аккумуляторов) *E*, проведены две проволочки к вибратору, помещенному в фокусе параболического зеркала *A*; зеркало это сделано из железного листа, согнутого по параболе и набитого на деревянную раму.

В фокусе другого такого же зеркала *B* помещен резонатор, у которого вместо искрового промежутка имеется когерер, включенный в цепь с элементом *G* и со звонком *F*. Элемент, звонок и провода их заключены в общую металлическую коробку, для того чтобы электрические волны не могли действовать с этой стороны на резонатор и когерер и чтобы можно было наблюдать действие только тех волн, которые сходятся внутри зеркала *B*. Здесь размеры зеркал при длине волны в 20 *см* взяты в 50 *см*.

Установив зеркала на некотором расстоянии параллельно друг другу, возбуждают колебания вибратора, замыкая ключ первичной катушки индуктора, и убеждаются по звонку, что резонатор тоже приходит в колебания.

Если между зеркалами на пути электрических волн поместить какой-нибудь экран *C* из изолирующего материала, например деревянную доску, то увидим, что лучи проходят сквозь нее свободно; если же деревянную доску заменить листом металла, то сквозь проводник эти лучи не проходят.

Расположив зеркала, как показано на рис. 664, можно показать, что металлический лист отражает электромагнитные волны по законам отражения лучей света, причем угол падения равен углу отражения.

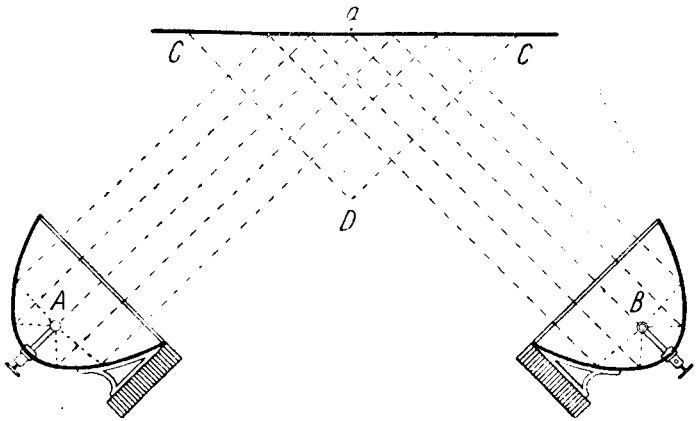


Рис. 664. Отражение электрических волн.

Поместив между зеркалами призму (рис. 665) из парафина, мы увидим, что оси зеркал придется наклонить друг к другу, для того чтобы волны, выходящие из вибратора, попадали в резонатор. Зная преломляющий угол призмы и угол между падающими и преломленными лучами, мы можем определить показатель преломления электрических лучей в парафине, совершенно так же, как мы определяем показатель преломления световых лучей в стеклянной призме. Для парафина оказывается показатель преломления $\nu = 1{,}4$, что соответствует квадратному корню из диэлектрической постоянной $\varepsilon = 2$, причем $\mu = 1$.

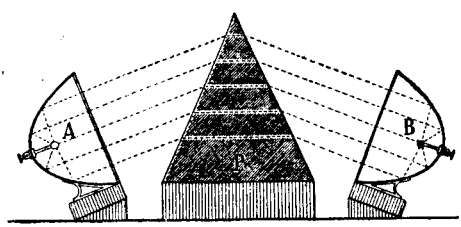


Рис. 665. Преломление электрических волн.

Полное внутреннее отражение можно показать с той же парафиновой призмой; но нагляднее будет применить прямоугольную призму из эбонита, поставив ее в положение *CDC*, обозначенное на рис. 664 пунктиром. Диэлектрическая постоянная эбонита равна $\varepsilon = 3$, и для угла падения в 45° мы имеем:

$$\sin\phi = \sin 45^\circ \cdot \sqrt{3} = 1{,}2.$$

Синус больше единицы и означает, что имеет место полное внутреннее отражение.

Если за гипотенузной плоскостью *CC* в точке *a* поместить приемник электромагнитных волн (антенну), то можно показать, что электромагнитное поле проникает и за призму, но только на очень небольшую глубину

636. Поляризация электромагнитных волн. — Далее Герц показал, что электрические лучи его вибратора соответствуют поляризованному

свету, т. е. лучу, в котором поперечные колебания происходят в одной плоскости. Мы уже видели, что плоскость электрических колебаний вибратора проходит через ось вибратора, магнитные же колебания направлены перпендикулярно к этой плоскости.

Для того чтобы демонстрировать поляризацию электрических лучей, сделаем следующие опыты.

Поставим опять оба зеркала друг против друга (рис. 663), а между ними поместим деревянную рамку C с натянутыми на ней параллельными проволоками, это — так называемая „решетка Герца". Если поставить раму так, что проволоки решетки будут параллельны оси выбратора, т. е. параллельны электрическому полю лучей, тогда в них возбудятся индукционные токи, и решетка не будет пропускать электромагнитных волн, а будет их отражать совершенно так же, как сплошной лист металла. Если повернуть решетку на 90°, оставляя ее перпендикулярной к лучу (как на рис. 663), то в проволоках, которые теперь параллельны магнитному полю, уже не будут индуцироваться токи, и решетка пропустит сквозь себя электромагнитные волны от вибраторов к резонатору.

Поставим теперь вибратор вертикально, резонатор горизонтально. В таком положении они друг на друга действовать не могут. И если между ними ставить решетку Герца вертикально или горизонтально, то это нисколько не поможет делу. Но стоит только поместить решетку Герца так, чтобы проволоки ее были под углом 45° к вибратору и к резонатору, как тотчас же электрический звонок обнаруживает колебания резонатора.

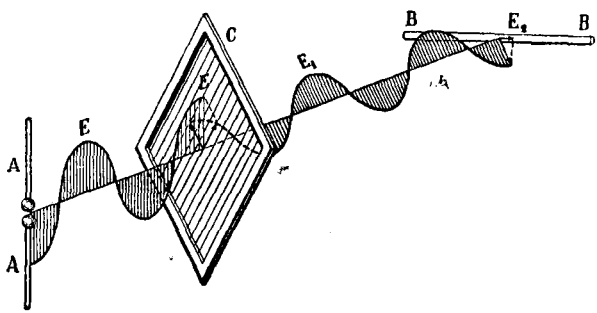


Рис. 666. Поляризация электрических волн.

Это объясняется следующим образом (рис. 666). Электрическое поле E вибратора A, дойдя до решетки, разлагается на два поля: одно из них направлено вдоль проволок, а другое — перпендикулярно к ним; первое поле отражается от решетки, второе же E_1 проходит насквозь. Прошедшее насквозь поле E_1, будучи под углом 45° к резонатору B, снова разложится на две части, из которых долевая составляющая E_2 и приведет резонатор в колебания.

Опыт с решеткой Герца напоминает собой опыт с турмалиновой пластинкой в оптике.

637. Интерференция волн. — Для демонстрации интерференции электрических лучей располагают опыт, как показано на рис. 667.

Лучи вибратора A, отразившись от зеркала C, попадают на резонатор B, и когерер приводит звонок в действие. Но зеркало C состоит из двух частей, и если часть C_1 постепенно отодвигать далее, то часть лучей, выходящих из A и отражающихся от C_1, будет проходить более длинный путь, чем та часть лучей вибратора, которая отражается от C.

Если мы отодвинем одно зеркало далее другого на четверть волны, то один луч опоздает относительно другого на полволны; оба луча придут в B с противоположными фазами, и следовательно действия их на

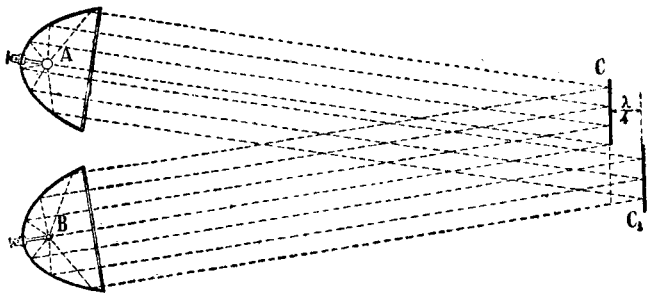


Рис. 667. Интерференция электрических лучей.

резонатор взаимно уничтожатся. Опыт действительно показывает, что при этих условиях когерер и звонок бездействуют.

Этим способом можно воспользоваться для определения длины волн данного вибратора.

638. Стоячие волны. — Наконец Гертцу удалось получить стоячие электромагнитные волны при отражении от плоского металлического зеркала, поставленного перпендикулярно к электрическому лучу. Помещая резонатор на различных расстояниях от зеркала, Гертц показал, что через известные, равные расстояния можно наблюдать узлы и пучности электрического поля, причем у самого зеркала электрическое поле образует узел. Что касается магнитного поля, то оно тоже образует узлы и пучности, с тою однако разницею, что там, где мы имеем узел электрического поля, образуется пучность поля магнитного, и наоборот.

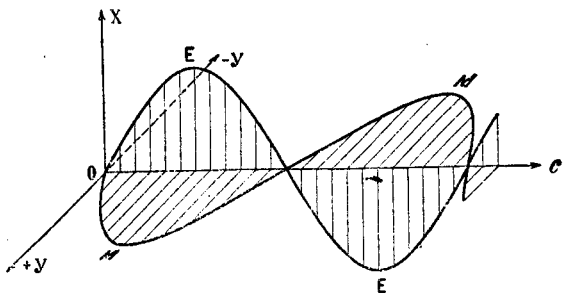


Рис. 668. Электромагнитная волна, движущаяся вправо.

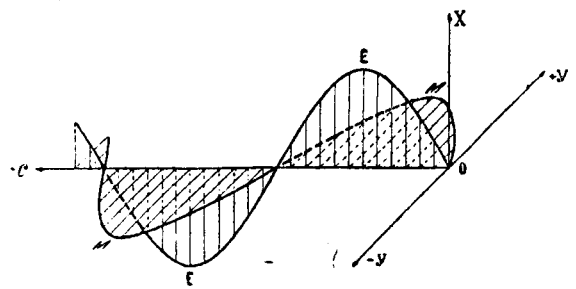


Рис. 669. Электромагнитная волна, движущаяся влево.

Совершенно то же самое мы получили при изучении стоячих волн в проволоках, и там мы уже выяснили, почему происходит такая разница в расположении электрического и магнитного полей. Тем не менее полезно

выяснить себе это обстоятельство и на электромагнитных волнах, распространяющихся без проволок.

На рис. 668 показано взаимное расположение электрического и магнитного полей в электромагнитных волнах в предположении, что колебания вибратора синусообразные. Весь этот чертеж нужно себе представить передвигающимся со скоростью c по направлению, указанному стрелкою; тогда мы получим представление о *проходящей* электромагнитной волне.

Дойдя до металлического зеркала, эта волна должна будет отразиться, и мы получим новую волну, идущую в обратную сторону (рис. 669). О взаимном расположении величин E, M и c см. рис. 385, стр. 342, **363.**

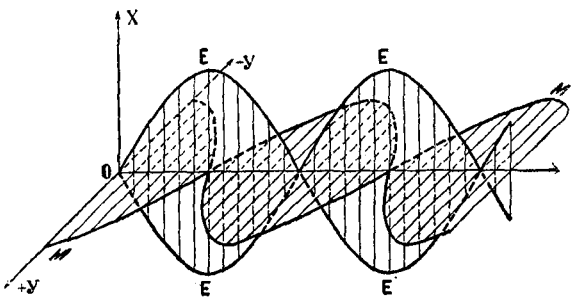


Рис. 670. Стоячая электромагнитная волна.

Сравнивая обе эти волны друг с другом, мы легко заметим, что там, где электрические поля этих двух волн направлены одинаково, их магнитные поля имеют противоположное направление, и наоборот. Отсюда ясно, что при сложении обеих волн в одну *стоячую волну* по схеме рис. 638, стр. 618, мы получим сложение электрических полей (пучность) в тех местах, где магнитные поля взаимно уничтожатся (узел); наоборот: узел электрического поля совпадет с пучностью поля магнитного (рис. 670).

Заметим, что уже после того как Герц получил стоячие электромагнитные волны, Винеру удалось сделать аналогичный опыт в оптике и наблюдать стоячие световые волны, которые затем послужили основою для цветной фотографии по способу Липмана.

639. Двойное преломление электрических лучей. — *Как известно*, лучи света претерпевают в некоторых кристаллах двойное преломление: одному и тому же падающему соответствуют два преломленных луча, плоскости колебаний которых перпендикулярны друг к другу. По Гейгенсу и Френелю это явление объясняется различною упругостью среды по различным направлениям. Принимая во внимание, что роль коэфициента упругости в электромагнитной теории играет диэлектрическая постоянная, Максвелл пришел к заключению, что в кристаллических телах, в которых диэлектрическая постоянная зависит от направления, должно происходить двойное преломление электрических лучей.

Этот вывод Максвелла был подтвержден на опыте П. Лебедевым в Москве. Для опытов прежде всего было необходимо получит электрические лучи *короткой* длины волны, потому что размеры кристаллов обыкновенно не превышают нескольких сантиметров. Лебедеву удалось выработать способы получения и наблюдения электрических лучей с длиною волны *0,6 см*, т. е. *в 100 раз короче длины волны* в опытах Герца. На основании измерений Болтцмана было уже известно, что ромбические кристаллы серы имеют по различным направлениям различные диэлектрические постоянные (109, **113**). Направив в кристалл серы электри-

ческий луч, Лебедев действительно нашел двойное преломление и мог проделать все опыты, которые обыкновенно проделываются с двойным преломлением световых лучей в прозрачных кристаллах. Между прочим Лебедев составил из кристалла серы с эбонитовой прокладкой прибор, вполне аналогичный известной призме Николя, употребляемой при световых лучах, и воспроизвел явления круговой и эллиптической поляризации.

К этому необходимо однако добавить, что двойное преломление можно получить и в дереве, как это показали Риги и Мак. Однако двойное преломление в дереве обусловлено различной его *электропроводностью* вдоль и поперек волокон, а электропроводность влечет за собою поглощение лучей и изменение их скорости распространения. Двойное преломление в дереве аналогично следовательно преломлению света в поглощающих свет кристаллах (явление *дихроизма*). Между тем кристаллы серы не проводят тока, и двойное преломление в них не может быть обусловлено электропроводностью, а исключительно зависимостью диэлектрической постоянной от направления. Опыт Лебедева аналогичен оптическим опытам с *прозрачными* кристаллами.

Из всего вышеизложенного мы видим, что электрические лучи имеют совершенно такие же свойства, как и лучи видимого света.

IV. РАДИОТЕХНИКА

640. Изобретение Маркони. — Первый, кому удалось применить электромагнитные волны для телеграфирования, был итальянский инженер Маркони (G. Marconi, 1895). Схема его аппаратов вполне аналогична той, которой мы пользовались для демонстрирования опытов Герца, с тою однако разницей, что Маркони для получения возможно большей энергии волн применял для телеграфирования большие вибраторы, дающие электромагнитные волны длиною в несколько километров. При таких длинных волнах и длина прямых вибраторов, которая, как мы знаем, равна длине полуволны, была бы тоже громадною (рис. 671, *a*), и их неудобно было бы устанавливать; но, с другой стороны, закрытая форма вибратора слишком мало лучеиспускает и потому непригодна для телеграфирования на большие расстояния. Маркони обошел эти затруднения следующим образом: он делал только *концы* вибраторов в виде прямых проволок, разветвляя их для образования емкости, а в середине включал катушку самоиндукции (рис. 671, *b*). Кроме того оказалось возможным половину вибратора заменить соединением с землей, как это показано на рис. 671, *c*. Верхняя, вертикальная часть вибратора устанавливалась при помощи особых мачт и служила собственно для испускания волн. Она получила название антенны.

Заметим однако, что еще раньше Маркони аналогичное расположение приборов уже применял проф. А. Попов в Кронштадте (1895) для приема и автоматического записывания атмосферных разрядов; ему уже удавалось передавать и телеграфные знаки на расстояние до четырех километров.

Благодаря целому ряду других чисто технических усовершенствований Маркони удалось сравнительно быстро устраивать беспроволоч-

ные телеграфные сообщения на все бóльшие и бóльшие расстояния; а в настоящее время телеграфирование электромагнитными волнами уже развилось в обширную отрасль электротехники. Вначале эта отрасль называлась беспроволочным, или искровым, телеграфом, но теперь все больше и больше укореняются названия: *радиотелеграфия, радиотелефония, радиосвязь* или общее — *радиотехника.*

Слово *радио* означает луч, и следовательно *радиотехника* означает: техника электромагнитных лучей или волн.

Для того чтобы основные принципы беспроволочного телеграфирования выступили как можно яснее, мы считаем полезным дать сперва краткое описание *первоначального* устройства Маркони и усовершен-

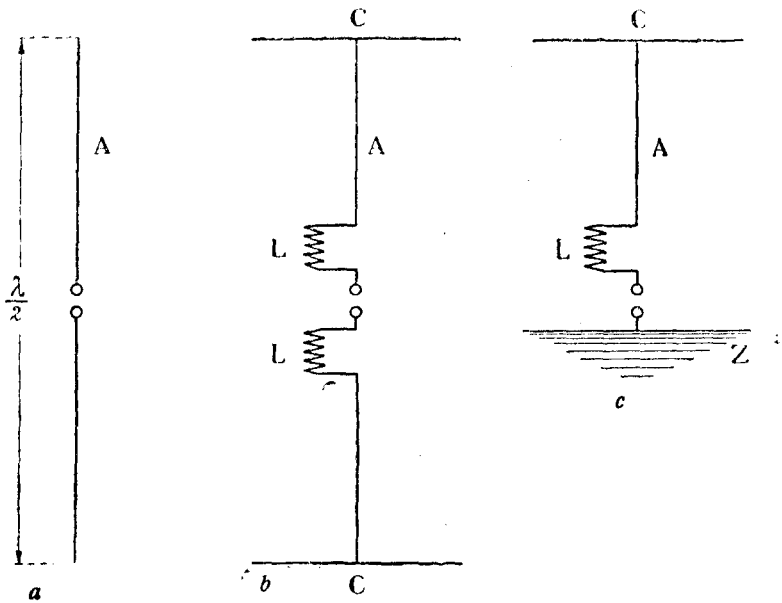


Рис. 671. Антенна Маркони.

ствований Брауна, Вина и Поульсена, чтобы затем перейти к описанию новейших приборов радиотехники.

На рис. 672 показана схема приборов Маркони.

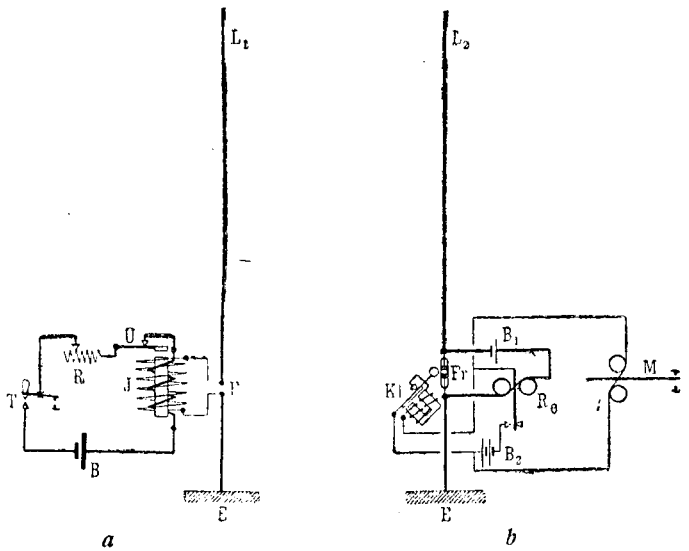
На станции отправления депеш (рис. 672, *а*) при замыкании ключа T батарея B посылает электрический ток в первичную катушку индуктора J; этот ток идет через прерыватель U. Вторичная катушка индуктора J соединена с искровым промежутком F вибратора или антенны L_1, нижняя половина которой соединена с землей.

Приемная станция (рис. 672, *b*) состоит из приемной антенны L_2 с когерером Бранли Fr, включенным в цепь батареи B_1, и реле R_e.

Когда в антенне L_2 возбуждаются электрические колебания, когерер приводит в действие реле R_e; реле замыкает цепь батареи B_2, в которую включен телеграфный аппарат Морзе M и клопфер Kl (597, 599, рис. 615). При каждом возбуждении резонатора, и следовательно при

каждом увеличении электропроводности когерера, клопфер ударяет по нему и снова приводит его в прежнее состояние.

Самое телеграфирование электромагнитными волнами происходит следующим образом. Нажимая на короткое время ключ первичной катушки индуктора станции отправления, мы посылаем вибратором серию волн, которые распространяются от антенны L_1 *во все стороны*. Часть этих волн попадает на антенну L_2 станции получения и, возбуждая в ней колебания, приводит в действие когерер, реле, клопфер и пишущий аппарат Морзе. Одновременно с этим на ленте Морзе получается небольшая черточка. При более длительном нажимании ключа на станции отправления на ленте отпечатывается более длинная черточка. Из комбинации этих черточек составлен алфавит, и телеграфирование происходит затем так же, как и в обыкновенном *проволочном* телеграфе.



a *b*

Рис. 672. Расположение приборов беспроволочного телеграфа Маркони.

Мы уже сказали, что волны от антенн распространяются *во все стороны*, а не так, как мы привыкли в обыкновенном телеграфе, — по заранее определенному направлению, т. е. по проволоке, протянутой до станции назначения депеши. Это обстоятельство представляет собой целый ряд неудобств; но с этим приходится мириться. При тех длинных волнах, которые употребляются в телеграфе Маркони, применение зеркал для направления волн в одну сторону, как мы это делали при демонстрации опытов Герца, делается невозможным, потому что для правильного отражения волн по законам оптики зеркала должны иметь размеры никак не менее длины самих волн. Впрочем, как увидим ниже, в настоящее время уже имеется целый ряд средств, для того чтобы устранить или, во всяком случае, ослабить вышеуказанное неудобство.

641. Системы Брауна, Вина и Поульсена. — Только что описанный беспроволочный телеграф Маркони обладал следующими двумя принципиальными недостатками: во-первых, в его вибраторе, при сравнительно

небольшой его емкости, не могло быть накоплено много энергии, и, во-вторых, колебания вибратора, вследствие поглощения части энергии в искре, очень быстро затухали.

Между тем желательно иметь колебания с возможно меньшим затуханием, для того чтобы при приеме депеш можно было воспользоваться явлением *резонанса*. Дело в том, что чем меньше затухание колебаний, тем резче выражен резонанс (517, **524**). Поэтому приемная станция при слабо затухающих колебаниях получает возможность настроить свою антенну именно на ту станцию отправления, которую она хочет слышать, в то время как остальные станции почти совсем не будут слышны. При сильно затухающих колебаниях и слабо выраженном резонансе такое *выделение* одних волн из всей массы других разнообразных волн, посылаемых одновременно множеством раскинутых по всему земному шару станций, было бы совершенно невозможно.

Идеальный резонанс был бы достигнут при совсем не затухающих колебаниях. Отсюда становится понятным стремление изобретателей устроить такой вибратор, который давал бы незатухающие колебания.

Один из первых шагов в этом направлении был сделан Брауном (F. Braun, 1898). Браун применил для резонаторов и вибраторов так называемые связанные системы (599, **601**). На станции отправления электрические колебания возбуждаются в первичной системе CL. Эта система имела большую емкость C и потому могла вместить в себе большой *запас* электрической энергии; но эта система была закрытая (631, **628**) и потому не давала лучеиспускания. С первичной системой CL связана или непосредственно, или при посредстве магнитного поля вторичная система A, роль которой состоит только в том, чтобы постепенно *лучеиспускать* энергию в пространство. Поэтому вторичная система сделана открытой (антенна) и представляет собою почти прямую проволоку без искрового промежутка. Получая постепенно энергию, накопленную в первичной системе, вторичная система посылает волны с сравнительно слабым затуханием.

Совершенно аналогичным образом Браун расположил приборы и на станции получения. Электрические волны, принимаемые антенной A_1, передаются в виде электрических колебаний системе C_1L_1 и затем приводят в действие когерер и аппарат Морзе, как и у Маркони.

Благодаря расположению Брауна оказалось возможным телеграфировать с большею точностью и при сравнительно небольших антеннах.

Следующий затем шаг вперед был сделан Вином (M. Wien). У Вина общее расположение такое же, как у Брауна, но Вин устраивал вибратор так, чтобы он по возможности быстро, в течение одного полупериода, передавал *всю* свою энергию антенне, а затем предоставил бы систему антенны самой себе. Так как в антенне нет искрового промежутка, то колебания в ней получаются слабо затухающие. Такой способ возбуждения колебаний носит название возбуждения *толчком* и происходит по схеме, уже рассмотренной нами на колебаниях маятников (602, рис. 622). Для реализации такого толчка, т. е. для быстрого прекращения колебаний в первичном вибраторе, когда уже вся энергия передана в антенну, Вин помещал искровой промежуток в ртутных парах или применял вместо одной несколько последовательно соеди-

ненных искр и заставлял перескакивать искры между плоскими электродами. Вообще при этом подбирались такие условия, при которых искра обладала бы свойством возникать при большой разности потенциалов, чтобы накапливалось много энергии, а затем быстро тухнуть при понижении этой разности потенциалов.

В остальном устройство телеграфа у Вина то же, что и у Брауна.

Достаточно интенсивные колебания совершенно без затухания удалось получить Поульсену (v. Poulsen, 1902). Поульсен воспользовался для этого способом Дудделя (606, **605**), в котором колебания получаются при помощи вольтовой дуги. Впрочем при обыкновенных угольных электродах колебания эти не могут быть сделаны достаточно быстрыми и достаточно интенсивными, потому что образование и исчезновение вольтовой дуги связано с нагреванием и охлаждением углей. Но Поульсену удалось обойти это препятствие следующим образом: во-первых, он применил для анода вместо угля медный полый стержень, охлаждаемый внутри проточною водою; во-вторых, он поместил дугу в сильное магнитное поле и заключил ее в сосуд с водородом (или углеводородом, например в пары ацетона), т. е. в газовую атмосферу, обладающую большой теплопроводностью. Все эти средства сделали дугу более подвижною и способною давать достаточно быстрые и в то же время интенсивные электрические колебания.

642. Катодные генераторы электромагнитных волн. — Одно время для получения электромагнитных волн в беспроволочной телеграфии пользовались машинами переменного тока большой частоты, увеличивая эту частоту при помощи трансформаторов (549, **552**). Но в последнее время все способы получения волн вытесняются катодными генераторами (614, **611**). Этот последний способ имеет много преимуществ: в нем нет никаких быстро движущихся механизмов, длина волны может быть изменена очень просто, изменением емкости или самоиндукции, и раз установленная длина волны остается неизменною и притом с большою точностью, что очень важно для выделения различных волн при приеме путем резонанса. Техника выработала катодные лампы, способные выдерживать значительную нагрузку, и соединение нескольких ламп параллельно дозволяет получать мощности волн до 100 килоуатт; для станций отправления средней мощности достаточно 10 килоуатт.

Переменный ток, получаемый при помощи катодных ламп, не строго гармонический, но из него можно выделить строго гармоническую волну путем так называемых резонансных фильтров, пропускающих колебания одной определенной частоты. Коэфициент полезного действия катодных генераторов бывает около 50 % и почти не зависит от частоты колебаний.

Наконец катодные лампы позволяют производить очень быстрые и достаточно сильные колебания с длиною волны всего в 25 *м*, а это дает возможность вместо обычных антенн Маркони применять зеркала, как в оригинальных опытах Герца. Посредством зеркал луч получает вполне определенное направление, и кроме того энергия луча не так быстро ослабляется с расстоянием.

В последнее время оказалось, что короткие волны, несмотря на их сравнительно слабую амплитуду, могут быть восприняты на очень больших расстояниях гораздо лучше, чем длинные волны,

643. Антенна Маркони. — Электрические колебания, полученные тем или иным генератором, передаются большею частью при помощи магнитной связи (трансформатор) на антенну, предназначенную для лучеиспускания. Сама антенна настраивается при помощи добавочных емкостей и самоиндукций в унисон с электрическими колебаниями станции. Из всех разнообразных испробованных на практике форм антенн в настоящее время наиболее употребительны антенны в виде буквы Т или Г. Горизонтальная часть подобных антенн состоит из целой системы проволок, которые вешаются между высокими деревянными или металлическими мачтами; к этой горизонтальной части примыкает вертикальная часть, соединяющая антенну с источником колебаний (рис. 673).

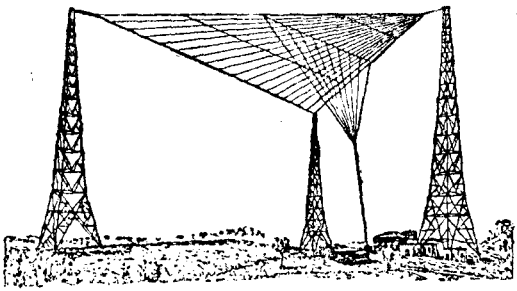


Рис. 673. Антенна.

Высота современных антенн больших станций бывает около 150 *м*. Эйфелева башня в Париже высотою 300 *м* тоже служит мачтою для антенны.

Замена нижней половины вибратора соединением с землей, как это у нас показано на рис. 671, *с*, достигает своей цели только в том случае, если грунт под антенной хорошо проводит электричество и следовательно электрические линии сил остаются *нормальными* к поверхности земли. Для антенн на кораблях соединение с морскою водою вполне удовлетворяет этому условию. Но на суше часто приходится делать искусственную электропроводность, укладывая в земле под антенною целую сеть медных проволок. Если этого недостаточно, то приходится устраивать целиком и нижнюю часть антенны, т. е. так называемый *противовес*.

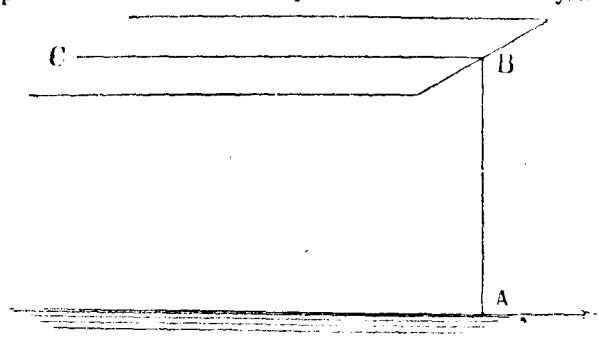


Рис. 674. Направленная антенна Маркони.

На аэропланах и воздушных кораблях противовес необходим.

Если вертикальные проволоки присоединены не посредине, а к одному концу горизонтальной части, то получается несимметричной формы антенна, изобретенная Маркони. Оказывается, что такая несимметричная антенна обладает свойством испускать волны главным образом по направлению горизонтальных проволок и притом в ту сторону, где примыкает вертикальная часть антенны, как показано стрелкой на рис. 674.

Впрочем теоретические исследования Зоммерфельда пока-

зали, что направляющее действие такой антенны в значительной степени зависит от электропроводности того грунта, над которым она установлена; при слишком большой или при слишком малой электропроводности грунта направляющее действие антенны пропадает. Так как электропроводность грунта вообще может изменяться, например после сильного дождя, то способ Маркони не всегда надежен.

Были попытки достигать направляющего действия при помощи нескольких антенн с различными фазами колебаний (получается интерференция волн, подобно тому как в опытах Френеля со световыми источниками); однако все эти способы до сих пор не имели большого практического значения, и в настоящее время наиболее распространена антенна Маркони. В самое последнее время однако, когда чувствительность приемных аппаратов достигла значительной степени совершенства, получилась возможность переходить к волнам все меньшей и меньшей длины, несмотря на их малую энергию. Вместе с этим получилась возможность опять применить зеркала Герца. При этом способе малая энергия испускания отчасти компенсируется концентрацией лучей при помощи зеркал. Маркони первый применил подобную установку для береговой морской службы.

Роль подобных антенн с зеркалами совершенно та же, что и световых прожекторов на маяках.

644. Антенна Брауна. — Приемные антенны в общем устраиваются совершенно так же, как и антенны станций отправления. Однако для приема оказывается возможным применить *рамную* антенну Брауна, которую мы сейчас опишем. Для станции отправления эта антенна непригодна, потому что имеет слишком малую лучеиспускательную способность (закрытая система).

Антенна Брауна представляет собой легкую раму (рис. 675), на которой навивается несколько оборотов проволоки, образующих большую плоскую катушку. Под действием переменного магнитного поля приходящих волн в катушке возбуждаются индукционные токи, которые затем передаются в приемный аппарат станции получения.

Антенна Брауна имеет то преимущество перед прямыми разомкнутыми антеннами, что она дает возможность не только принимать депеши, но кроме того еще и определять направление волн.

Представим себе, что волна идет по направлению OC (рис. 676) и ее электрическое поле нормально к чертежу; тогда ее магнитное поле будет направлено по MM. Если рамка антенны Брауна образует с направлением волн угол α, то такой же угол α будет образовывать и магнитное поле MM с нормалью n к плоскости рамки. Поэтому поток магнитной индукции сквозь площадь S рамки будет равен:

$$N = SM\cos\alpha,$$

а электродвижущая сила в проволоках рамки при n витках будет:

$$\mathcal{E} = -n\dot{N} = -nS\dot{M}\cos\alpha.$$

Эта электродвижущая сила очевидно будет наибольшая, когда $\alpha = 0$ и $\cos\alpha = 1$; она будет равна нулю, когда $\alpha = 90°$ и $\cos\alpha = 0$.

Если медленно вращать рамку при приеме депеши вокруг вертикальной оси, то можно наблюдать усиление и ослабление приема согласно вышенаписанной формуле. Для определения направления волн выгоднее устанавливать на минимум приема; в этом случае нормаль рамки будет указывать направление волн.

Рамная антенна Брауна получила целый ряд применений. Так например, если источник волн не слишком далеко от приемной станции, то при помощи двух антенн Брауна, установленных на некотором определенном расстоянии друг от друга, можно даже определить положение источника волн.

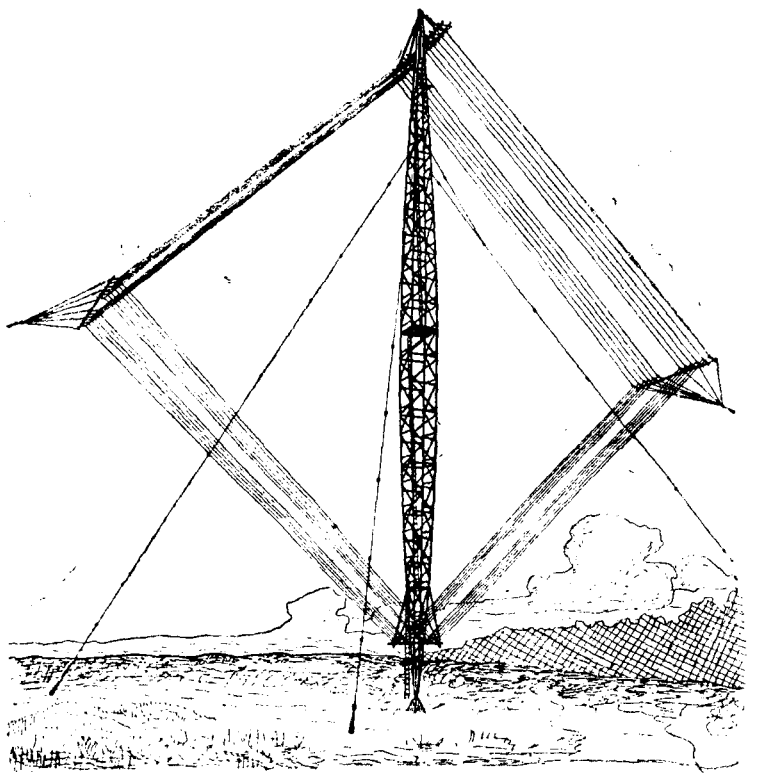


Рис. 675. Рамная антенна Брауна.

Действительно из рис. 677 видно, что при известном расстоянии между антеннами AB и при установке обеих антенн на минимум мы можем по двум углам α и β, которые нормали рамок образуют с выбранной нами базой AB, построить весь треугольник ABO и следовательно определить положение источника волн O.

Это совершенно тот же способ, который употребляется в геодезии для определения положения точки при помощи двух теодолитов или *гониометров* (приборы для измерения углов).

Антенна Брауна может следовательно служить электромагнитным гониометром.

В настоящее время подобные *электромагнитные гониометры* уже применяются для определения положения станции отправления, находящейся на корабле или на аэроплане. Конечно точность электромагнитных гониометров далеко не доходит до точности теодолитов, но зато электромагнитные гониометры можно применять даже в тех случаях, когда оптические гониометры совсем неприменимы, например когда точки *O* совсем не видно при тумане или ночью и т. д.

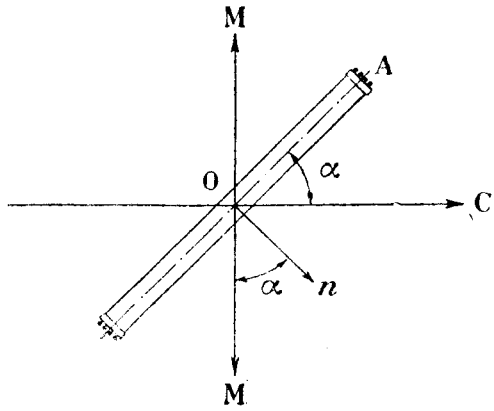


Рис. 676. Действие рамной антенны.

Другое преимущество антенны Брауна заключается в том, что она позволяет устраивать приемную станцию в непосредственной близости от станции отправления. Для того чтобы отправление не мешало приему, достаточно направить нормаль рамной антенны на вертикальную часть антенны отправления, т. е. установить на минимум действия нежелательных волн.

Так например в Гелтове (Geltow), всего в 30 *км* расстояния от Науэна, установлена антенна Брауна в виде квадратной рамы, имеющей в стороне 28 *м* длины (рис. 675). Несмотря на то, что Науэн почти без перерыва посылает электромагнитные волны мощностью до 400 килоуатт, браунова антенна в Гелтове не слышит их и может принимать депеши даже малой энергии, например из Америки.

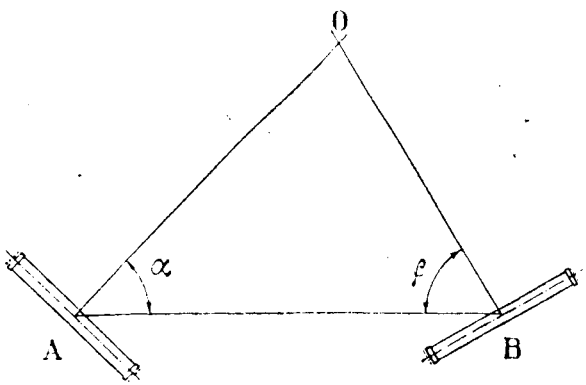


Рис. 677. Электромагнитный гониометр.

В том же Гелтове установлены ключи телеграфных аппаратов, соединенные проводом с Науэном. Таким образом и подача и прием депеш сосредоточены здесь в одном и том же здании, что представляет значительное удобство. В заключение заметим, что антенна Брауна гораздо менее подвержена атмосферным электрическим влияниям, чем антенны Маркони, и это тоже облегчает прием.

Очень часто при хороших усилителях (см. ниже) для приема бывает достаточно рамки в один квадратный метр, и в таком случае вся станция приема значительно упрощается.

645. Действие детекторов. — Для обнаружения электрических колебаний, уловленных антенной, употребляются, как мы знаем, различные

детекторы. Описанный нами раньше (597, 599) и употреблявшийся в прежнее время в телеграфе Маркони когерер в настоящее время уже вышел из употребления, и из всех других типов детекторов наиболее удобным и дешевым является *кристалловый детектор*. Действие этого детектора основано на односторонней электропроводности *контакта* некоторых кристаллов с металлами. Это явление было впервые открыто Брауном еще в 1874 г.

Если взять кусочек кристалла свинцового блеска (PbS), или пирита (FeS), или карборунда (SiC) и т. п. и прижать нормально к поверхности кристалла острый конец металлической проволочки, то оказывается, что такой *контакт* проводит электрический ток несравненно лучше от кристалла к проволочке, чем по обратному направлению. На рис. 678 изображена характеристика, т. е. зависимость силы тока от электродвижущей силы для подобного контакта. Из этой характеристики мы видим, что проводимость такого контакта односторонняя и что следовательно он может служит выпрямителем (стр. 543, 548).

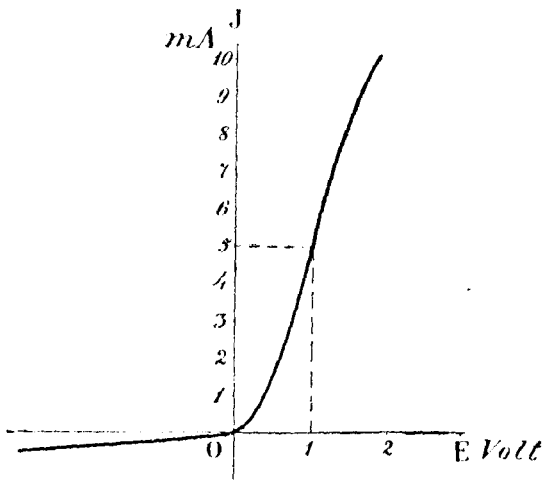


Рис. 678. Характеристика кристалл-детектора.

Представим себе, что подобный детектор включен в цепь переменного тока или в цепь быстрых электрических колебаний беспроволочного телеграфа; включенный в ту же цепь гальванометр постоянного тока, подвижная часть которого не может следовать за быстрыми переменами тока, покажет некоторое среднее отклонение и притом в ту сторону, которая соответствует движению положительного электричества от кристалла к проволочке.

Если вместо гальванометра мы включим в цепь телефон и если электрические колебания настолько быстры, что человеческое ухо их не может слышать (более 10 000 колебаний в секунду), то без детектора и в телефон тоже ничего не будет слышно. Но при детекторе мы можем услыхать моменты включения и моменты выключения тока, потому что в эти моменты средняя сила тока будет меняться, а следовательно и среднее положение мембраны телефона тоже будет меняться. Неподвижное положение мембраны мы, правда, не можем наблюдать, как стрелку гальванометра, но всякое *изменение* положения мембраны даст толчок воздуху, который можно уловить ухом.

Предположим теперь, что на станции отправления интенсивность электромагнитных волн постоянно меняется, например при помощи переменного сопротивления микрофона, в который говорят или который находится под действием вообще каких-либо звуков. Форма такой волны будет иметь вид вроде того, как показано на рис. 679, *а*. Сила тока

в детекторной цепи и в телефоне будет тогда иметь вид, как на рис. 679, *b*, а мембрана будет совершать колебания, изображенные на рис. 679, *c*.

В результате мы услышим те же звуки, которые колебали мембрану микрофона на станции отправления.

Таким именно образом и действует беспроволочный телефон.

Если мы имеем дело с беспроволочным телеграфом и на станции отправления установлен ключ, то форма электромагнитной волны для точек и черточек телеграфных знаков будет, как на рис. 680, *a*. Соответ-

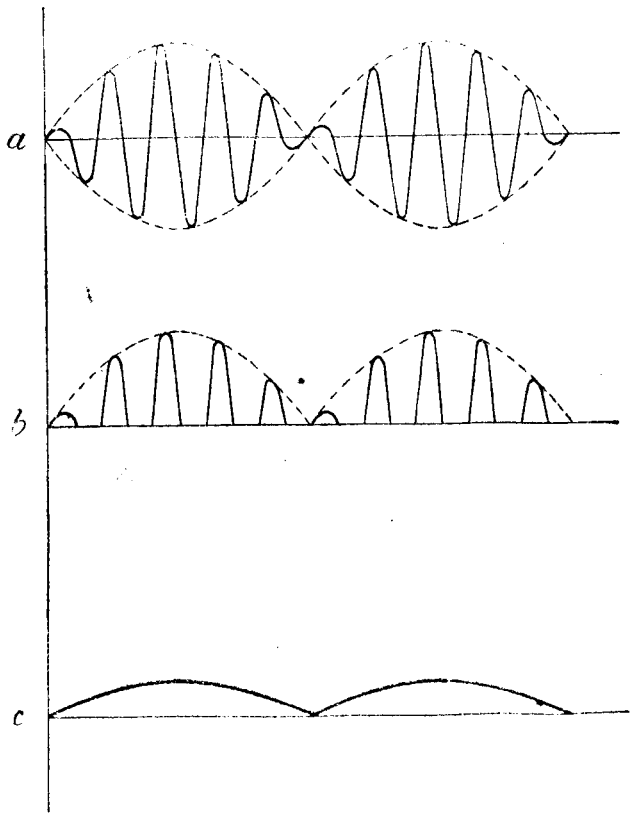


Рис. 679. Действие детектора.

ствующая ей форма кривой *средней* силы тока в детекторе показана жирной чертой на рис. 680, *b*. Подобную кривую, даже при очень быстром телеграфировании — до 1 000 букв в минуту, — может записать струнный гальванометр Эйнтговена (556, **560**), и аналогичные приспособления употребляются в настоящее время в самопишущих беспроволочных телеграфах.

Но на практике в большинстве случаев принимают депешу *на-слух*, т. е. при помощи телефона, который отличается своей чувствительностью и простотою в обращении. В таком случае применение детектора еще не решает задачи. Мы, правда, услышим в телефоне стуки в виде

отдельных кратких ударов, соответствующих изменениям средней силы тока (рис. 680, *b* в точках *m*, *n*, *p*, *q*), но мы не будем в состоянии отличить черточки от точки. Для того чтобы устранить это затруднение, приходится искусственно менять амплитуду получаемых электрических колебаний при помощи *добавочного прерывателя* так, чтобы средняя сила тока в детекторе колебалась и давала в телефон звук, слышимый ухом. Кривая силы тока в детекторной цепи, как изображено на рис. 680, *c*, даст нам в телефоне не отдельные удары, а звуки, длящиеся некоторое время; длительность этих звуков для точки и для черточки будет разная, а потому прием депеш становится возможным.

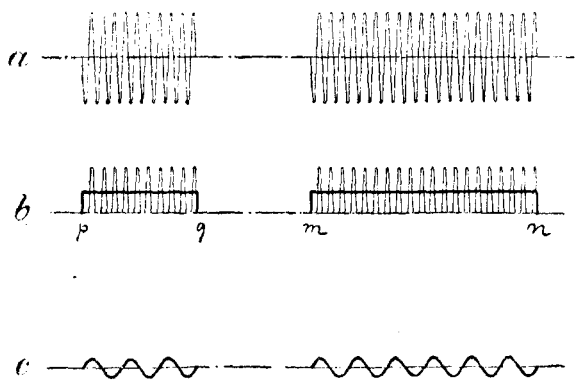


Рис. 680. Прием через детектор телеграфной точки и черточки.

В прежнее время, когда еще не умели получать незатухающие волны постоянной амплитуды и телеграфировали затухающими волнами, можно было обходиться и без прерывателя, потому что сами волны были прерывисты (стр. 596, 597, рис. 609) и перерывы следовали друг за другом тоже приблизительно через одну тысячную долю секунды и давали соответственный звук в телефоне. По характеру этого звука можно было даже узнавать, какая именно станция телеграфирует. При незатухающих волнах это уже невозможно, зато при них достигается настройка приемной станции в унисон со станцией отправления, а это гораздо важнее.

На рис. 681 изображена общая схема приемной детекторной станции самого простого устройства.

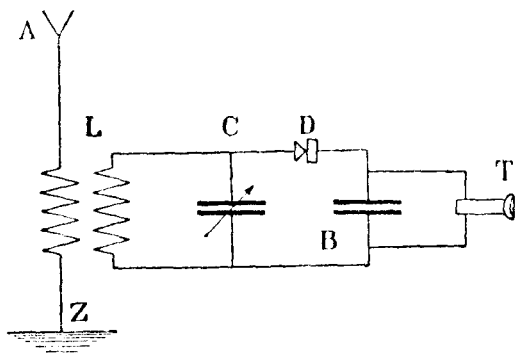


Рис. 681. Схема приемной детекторной станции.

С антенной *A* связан резонатор *CL*, который можно настраивать при помощи переменного конденсатора *C*. От конденсатора ответвлена цепь детектора *D* с телефоном *T*. Параллельно с телефоном установлен еще так называемый блокировочный конденсатор *B*. Его назначение состоит в том, чтобы проводить быстрые колебания детекторной цепи помимо телефона. Действительно, большая самоиндукция телефона своим большим кажущимся сопротивлением служила бы для быстрых электрических

колебаний препятствием, между тем как параллельно с телефоном включенная емкость B имеет тем меньшее кажущееся сопротивление, чем больше частота колебаний (517, 524). Таким образом быстрые колебания не пойдут через обмотку телефона, а пройдут через блокировочный конденсатор, между тем как более медленные колебания, соответствующие звуковым, пойдут преимущественно в телефон. Это именно нам и требуется.

646. Гетеродинный прием депеш. — Другой более употребительный в настоящее время способ получения *звука* при приеме депеш незатухающими волнами и притом без прерывателя был предложен Фессенденом (R. A. Fessenden). Для этого на станции приема устанавливается небольшой генератор незатухающих волн, который настраивается не совсем в унисон с колебаниями станции отправления. На приемный аппарат заставляют действовать оба колебания: и с принимаемой станции и местного генератора. В результате в приемном аппарате получается то, что в акустике называется *биениями*, т. е. получаются *колебания амплитуды* с частотой, равной разности обеих частот (как на рис. 679, *а*). Если подобрать местные колебания так, чтобы эта разность соответствовала хорошо слышимым звуковым колебаниям (например 1 000 колебаний в секунду), то в детекторной цепи мы услышим звук и можем принимать депешу.

Заметим, что без детектора в этом случае мы бы ничего не услыхали. Действительно ведь биение есть только иное выражение для результата *суммирования* двух колебаний, и если каждое из этих колебаний настолько часто, что недоступно нашему уху, то и сумма их тоже для нашего уха будет недоступна. Действие же детектора заключается в том, что он деформирует эту сумму двух колебаний своей *односторонней* электропроводностью и превращает биения, которые мы слышать не можем, в переменную амплитуду отклонения мембраны телефона. А так как эта перемена происходит с частотою, равною *разности* частот обоих электромагнитных колебаний, то в телефоне мы услышим звук.

Так например пусть необходимо принять волну в 3 000 *м*, соответствующую 100 000 колебаний в секунду. Тогда мы можем на приемной станции наложить на эти колебания другие колебания в 101 000 или 99 000 колебаний; после выпрямления полученной силы тока детектором мы услышим в телефоне 1 000 колебаний в секунду (высокое до сопрано).

Гетеродинный прием имеет еще следующее достоинство. Предположим, что на наш приемник действует одновременно несколько станций, так мало отличающихся друг от друга, что путем резонанса их не удается достаточно выделить. Пусть например на наш приемник действуют три волны с 99 000, 100 000 и 101 000 колебаний в секунду, почти одинаковой амплитуды, и мы поставили местный генератор на колебания в 101 000. Тогда получим следующее: последнюю волну мы совсем не услышим, вторая волна даст звук в 1 000 колебаний, а первая — в 2 000 колебаний, т. е. на целую октаву выше. Такая разница в высоте звука легко различима, и при некотором навыке можно записывать депешу одной волны, не обращая внимания на другую. Таким образом гетеродинный прием дозволяет выделять даже то, чего не мог выделить резонанс.

647. Телефония. — Мы уже говорили о том, что для телефонной передачи пригодны только незатухающие колебания, потому что затухающие колебания своими перерывами мешали бы образованию телефонных звуков и производили бы нежелательные при разговорах шумы. Отличие в устройстве телеграфа и телефона при незатухающих колебаниях заключается лишь в том, что вместо телеграфного ключа Морзе, который замыкает и выключает ток, на станции отправления устанавливается микрофон. Звуковые колебания, попадая на микрофонную пластинку, изменяют сопротивление микрофона, а вместе с тем и амплитуду электрических колебаний, проходящих через него. Попадая затем в антенну приемного аппарата, эти колебания высокой частоты и *переменной амплитуды,* вроде тех, которые изображены у нас на рис. 507,*а*, превращаются когерером или катодной лампой в переменные токи *малой* частоты, которые слышны в телефон (*аудион*).

Как ни прост только что описанный принцип действия беспроволочного телефона, однако на практике для получения достаточно громкой и в то же время ясной передачи речи и для сохранения *тембра* при передаче музыки приходится прибегать к целому ряду добавочных приспособлений.

Так например обыкновенный микрофон с его сравнительно большим сопротивлением невыгодно включать непосредственно в то место, где ставится ключ беспроволочной телеграфии; приходится пользоваться более сложными схемами соединений, с ответвлениями. Кроме того один микрофон не выдерживает сильных токов, и приходится устанавливать их несколько соединенных параллельно, но при этом необходимо обеспечить равномерную их нагрузку и т. п.

В последнее время были изобретены микрофонные схемы следующего остроумного устройства. В цепи электрических колебаний устанавливают катушку самоиндукции (дроссель) с добавочной обмоткой для постоянного тока (548, **551**), в которую и включают микрофон. Звуковые колебания, попадая на пластинку микрофона, изменяют сопротивление и силу тока в добавочной обмотке и тем самым изменяют самоиндукцию и кажущееся сопротивление дросселя; одновременно с этим изменяется амплитуда электрических колебаний в цепи антенны.

Если генератором служит катодная лампа, то обыкновенно цепь микрофона связывают индуктивно с цепью решотки генераторной лампы. Иногда при этом употребляют лампы с несколькими решотками.

При приеме большею частью употребляются усилители, в особенности, если желают слушать разговор или музыку не обыкновенным ушным телефоном, а громкоговорящим телефоном, снабженным еще и рупором. Впрочем при больших усилениях искажения тембра бывают неизбежны.

В заключение мы должны еще упомянуть о применении быстро-переменных токов к устройству междугородного телефонного сообщения *по проволокам.* Опыт показал, что волны большой частоты можно пускать по существующим уже телеграфным и телефонным проводам без того, чтобы они мешали обыкновенному проволочному сообщению. При этом для телефонии волнами большой частоты достигается та выгода, что волна получает вполне определенное направление, а именно вдоль соединительной проволоки. Но этого мало: по одной и той же проволоке

можно пустить одновременно несколько *различных* волн от различных генераторов, а затем у конца провода опять рассортировать эти колебания посредством резонанса. Таким путем оказывается возможным одновременно разговаривать нескольким парам абонентов по одному и тому же междугородному проводу без взаимной помехи. Этот способ применения телефонии высокой частоты входит все больше и больше в употребление.

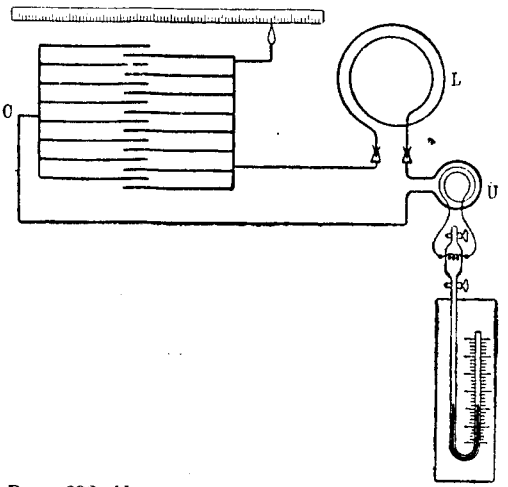


Рис. 682. Измерение периода электрических колебаний.

648. Измерения. — Кроме обычных измерений, которые мы уже рассматривали в главе о переменных токах в электрических колебаниях, в радиотелеграфии и радиотелефонии играют большую роль измерения длины волны. Приборы, служащие для этой цели, носят название *волномеров.*

В принципе всякий волномер представляет собою не что иное как электрический *резонатор* с переменною емкостью и самоиндукцией, которые заранее проградуированы. На рис. 682 показана схема подобного волномера. Здесь C — переменная емкость, а L — катушка самоиндукции. Катушка L может служить также для связи с источником колебаний (например с антенной); катушка U связана с каким-либо прибором для

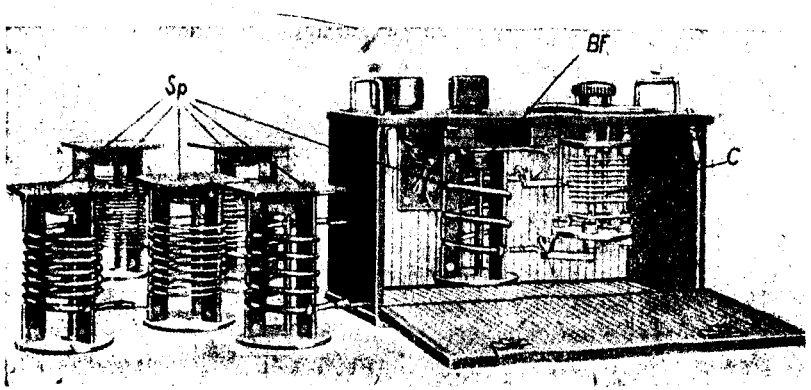


Рис. 683. Волномер.

измерения силы переменного тока. У нас на рис. 682 катушка U соединена с тонкой проволочкой, заключенной в закрытый конец манометрической трубки. При возбуждении колебаний проволочка нагревается, воздух в трубке расширяется, и манометр показывает увеличение его давления (термометр Риса). В технике такой прибор употреблять не

всегда удобно, и вместо манометра устанавливают какой-либо из гальванометров переменного тока, которые теперь приспособлены и для быстрых электрических колебаний, или, если наблюдение состоит только в определении максимума или минимума амплитуды колебаний, то можно ограничиться применением телефона с каким-нибудь детектором. Обыкновенно в приборах устанавливают только переменную емкость (302, **323**), проградуированную на длины волн при применении какой-нибудь одной неизменной катушки самоиндукции; но кроме того к прибору прилагается несколько катушек различной самоиндукции (рис. 683), которые могут быть тоже включены в волномер. Так как период колебаний и длина волны зависят от *произведения* из емкости и самоиндукции, то градуировка конденсатора, сделанная для контура с одной катушкой, остается в силе и при замене этой катушки другой, только все показания длин волн на шкале переменного конденсатора придется умножить на квадратный корень из отношения самоиндукций этих катушек. Действительно:

$$\lambda_1 = cT_1 = c2\pi\sqrt{L_1C}; \quad \lambda_2 = cT_2 = c2\pi\sqrt{L_2C};$$

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \sqrt{\frac{L_2}{L_1}}.$$

Связав волномер с источником волн и установив конденсатор на *максимум* приема данных колебаний, т. е. на *резонанс*, мы можем по его шкале — непосредственно или после соответствующего пересчета — определить длину волны принимаемых колебаний.

В том случае, если исследуемые волны обладают затуханием, бывает важно, кроме длины волны, определить также и затухание (декремент). В таком случае применение детектора бывает недостаточно, а необходимы *измерительные* приборы, как например гальванометр с термоэлементом и т. п. Наблюдая показания гальванометра при различном периоде собственных колебаний измерителя, вычерчивают всю кривую резонанса (502, **515**). Наибольшая высота этой кривой будет соответствовать искомому периоду колебаний, а бо́льшая или меньшая пологость кривой даст возможность судить о большем или меньшем затухании этих колебаний. При этом необходимо принять во внимание, что пологость кривой зависит также и от степени поглощения энергии в самом измерительном приборе, т. е. от степени затухания *собственных* колебаний резонатора.

Имея под рукой хорошо проградуированные емкости и самоиндукции, приспособленные для токов большой частоты, мы имеем возможность определять и другие неизвестные нам емкости и самоиндукции. Проще всего это де́лается следующим образом.

Включаем интересующую нас емкость в цепь генератора электрических колебаний, например в цепь катодной лампы, и определяем волномером длину получающейся при этом волны. Затем заменяем неизвестную емкость переменною и проградуированною емкостью и меняем ее до тех пор, пока не получим ту же длину волны, как и с неизвестной емкостью. При одной и той же самоиндукции очевидно и емкости должны быть одинаковыми. Аналогичным образом поступаем и для определения

величины неизвестной самоиндукции. Этот способ напоминает собою способ подстановки (148, **161**), который употребляется для определения сопротивления постоянным током.

При всех подобных измерениях не нужно забывать, что чем больше частота тех электрических колебаний, которыми мы пользуемся при измерениях, тем большее влияние оказывают даже *малые емкости*. Эти малые емкости вовсе не должны иметь вид настоящих конденсаторов, а они могут образоваться в катушках самоиндукции (604, **604**) или даже между соединительными проводами. Чтобы избежать могущих произойти от этого ошибок, необходимо вообще стараться располагать проводники с значительными разностями потенциалов как можно дальше друг от друга. За более детальными указаниями отсылаем читателя к специальным руководствам по измерениям.

649. Распространение радиоволн. — Уже при описании первоначального телеграфа Маркони мы указали, что электромагнитные волны распространяются от симметричной антенны во все стороны одинаково, а потому их амплитуды должны убывать с расстоянием: амплитуды волн должны быть обратно пропорциональны расстоянию от антенны (631, **628**). Однако многочисленные опыты — в особенности опыты Аустина (L. W. Austin) — показали, что амплитуда волн убывает несколько сильнее, и притом так, как будто часть энергии волн постепенно теряется в пути. Это убывание можно охарактеризовать добавочным множителем:

$$e^{-0{,}015\frac{R}{\sqrt{\lambda}}},$$

где длина волны λ и расстояние R выражены в метрах.

Потеря энергии электромагнитных волн при беспрепятственном их распространении может происходить только в среде, обладающей некоторою электропроводностью (625, **623**). Атмосферный воздух в нормальном состоянии представляет собою хороший изолятор, но под влиянием различных причин он может приобрести некоторую, хотя и чрезвычайно малую, электропроводность (485, **499**). Маркони обратил внимание на то, что в тех районах земной поверхности, где происходит переход от дня к ночи или, наоборот, от ночи к дню, правильное распространение электромагнитных волн нарушается и прием депеш через такие районы иногда затрудняется. Очевидно, что это явление находится в связи с действием света на электропроводность воздуха.

Электромагнитные волны, распространяясь по электропроводной поверхности, тоже должны терять часть своей энергии (625, **623**), но, с другой стороны, такие поверхности обладают *направляющим* действием подобно металлическим проволокам в опытах Герца (616, **613**).

Замечательно, что радиоволны распространяются вдоль поверхности земного шара, несмотря на ее кривизну. Это дает нам возможность сноситься радиотелеграфом даже с антиподами.

На станции Науэн был сделан следующий интересный опыт. Была устроена высылка и прием депеш одновременно; высылался один из знаков азбуки Морзэ, причем знаки посылаемые и получаемые автоматически регистрировались. При исследовании записи оказалось, что получение

знака отстояло от посылки на промежуток времени в 0,135 секунд. Если принять во внимание, что окружность большого круга Земли имеет длину 40 000 километров, а скорость волн равна 300 000 километров в секунду, то время, которое волна должна затратить на полный обход земного шара, определится в

$$\frac{40\,000}{300\,000} = 0{,}133 \text{ сек.},$$

что очень близко сходится с регистрированным временем. Таким образом станция Науэн приняла свою собственную электромагнитную волну, обошедшую вокруг земли.

Атмосферные разряды, в большинстве случаев даже совсем не сопровождающиеся молниями, тем не менее дают себя знать при приеме депеш: они производят шумы и трески в приемном телефоне.

Электромагнитные волны, встречая на своем пути вдоль поверхности земли скалы, горы и т. п. среды различной диэлектрической постоянной и различной электропроводности, могут образовать явления *отражения*, *преломления и дифракции*, как лучи света. Эти явления бывают иногда причиной того, что прием депеш даже на сравнительно близких расстояниях делается затруднительным, между тем как на более далеких расстояниях депеши принимаются без особых затруднений. Все эти явления ослабляются вместе с увеличением длины электромагнитной волны. Несмотря на это в самое последнее время стали применять для телеграфирования очень короткие волны — всего в несколько десятков метров, причем удается принимать депеши даже через Антлантический океан. О применении коротких волн с зеркалами Гертца при побережной морской службе мы уже говорили выше. В этих случаях электропроводность морской воды служит благоприятным фактором.

Свойство электромагнитных волн распространяться от антенны *во все стороны*, которое вначале казалось некоторым неудобством, при дальнейшем развитии, напротив, оказалось в высшей степени удобным. Благодаря этому свойству в настоящее время каждый из нас имеет возможность, установив небольшую и сравнительно дешевую приемную станцию, принимать депеши и слушать музыку из самых отдаленных городов земного шара. Из многочисленных применений этого основного свойства радиосвязи — *не иметь определенного направления* — мы упомянем только о следующем.

Эйфелева башня в Париже и радиостанция Кенигвустергаузен близ Берлина посылают ежедневно сведения о состоянии погоды в различных частях земного шара; кроме того Эйфелева башня и радиостанция Науэн посылают несколько раз в день, и притом в определенные часы, особые условные знаки, служащие для проверки часов.

ЛУЧЕИСПУСКАНИЕ АТОМОВ

I. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ТЕОРИЯ СВЕТА

650. Гипотеза Максвелла. — Ввиду того полного сходства, которое было обнаружено теорией между законами распространения, отражения и преломления электромагнитных волн с соответственными законами для световых волн, Максвелл сделал чрезвычайно смелую гипотезу, что *свет по существу своему одинаков с электромагнитными волнами*. Мы видели, как блестяще были подтверждены все теоретические выводы Максвелла на опытах Герца с *электромагнитными* волнами; теперь нам необходимо проследить, насколько теория Максвелла приложима к известным нам *оптическим* явлениям.

Первое следствие из теории Максвелла, что электромагнитные волны, а следовательно и волны света, должны распространяться в мировом эфире со скоростью $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек.}$, как известно, соответствует действительности; более того, именно это совпадение величины c, определяемой чисто электрическими измерениями (319, **337**), с величиною скорости света в эфире и послужило главным толчком к дальнейшей разработке Максвеллом его теории.

Далее, как известно, свет представляет собою *поперечные* волны, что доказывается возможностью получить поляризованный свет, т. е. такой, в котором колебания происходят параллельно некоторой одной *плоскости*, проведенной через луч; плоскость, перпендикулярная к плоскости колебаний луча и тоже проведенная через луч, называется *плоскостью поляризации*. В электромагнитных волнах мы тоже имеем *поперечные* колебания, ибо как электрическое, так и магнитное поле перпендикулярны к направлению распространения волн, т. е. к лучу (стр. 641, рис. 668). В поляризованных электромагнитных волнах, испускаемых например вибратором Герца, мы тоже имеем две взаимно перпендикулярных плоскости, проведенных через луч, причем параллельно одной из этих плоскостей направлено *электрическое* поле, параллельно другой — поле *магнитное*. Некоторые фотоэлектрические явления, а также и опыты Винера (O. Wiener, 1890) со стоячими световыми волнами, приводят нас к заключению, что та плоскость, которую мы в световом луче привыкли называть *плоскостью* световых *колебаний*, есть не что иное как плоскость *электрического поля*, тогда как *плоскость поляризации* содержит в себе *поле магнитное*.

651. Опыты Дюбуа-Рубенса и Брауна. — Один опыт Герца, а именно с проволочной решеткой (рис. 666, стр. 640, **636**) на первый взгляд имеет лишь отдаленное сходство с оптическими опытами, но и эту аналогию удалось усилить более детальными исследованиями.

Во-первых, Дюбуа и Рубенс повторили опыт Герца с тепловыми лучами, длина волны которых была 0,024 *мм*. Для опытов были

употреблены решетки, сделанные из тонкого слоя серебра или платины, осажденном на стекле; в слое были сделаны параллельные прорезы так, что между отдельными полосками металла оказались промежутки в 0,005 *мм*.

Еще более мелкую решетку удалось сделать Ф. Брауну следующим образом. Тонкие платиновые проволочки, зажатые между двумя стеклышками, подвергались сильному разряду большой лейденской банки. Во время разряда от внезапного повышения температуры проволочки распылялись и образовывали струйки металла по направлениям, перпендикулярным к проволочке: эти струйки при охлаждении и образовали решетку. Впрочем, полученные таким образом решетки были так мелки, что их нельзя было различить даже в микроскоп, но опыт показал, что они ведут себя в поляризованном свете совершенно так же, как решетка Герца в электрических лучах. Если пропустить через эту решетку поляризованный луч света, то увидим, что свет гораздо лучше проходит через нее, когда направление струек решетки перпендикулярно к плоскости колебания света, чем когда решетка параллельна этой плоскости. На рис. 684 мы имеем фотографию опыта Брауна, причем решетка помещена между двумя николями поляризатором P и анализатором A, перпендикулярными друг к другу. При таком расположении свет сквозь николя проходить не должен. Но так как решетка поставлена под углом в 45° к обоим николям, то свет проходит в тех местах, где решетка производит поляризующее действие, совершенно как в опыте Герца на рис. 666, стр. 640.

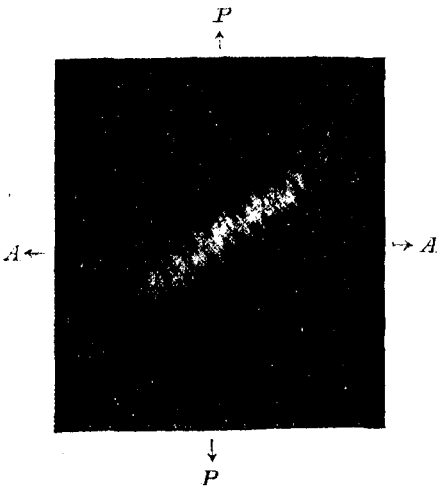


Рис. 684. Опыт Брауна.

Нечто аналогичное мы имеем в кристалле турмалина (дихроизм). Пропуская сквозь пластинку турмалина луч света (рис. 685), мы можем показать, что он поляризован. Для этого пропускаем этот луч через вторую пластинку турмалина. — Если кристаллические оси обеих пластинок будут *параллельны* (рис. 686), то луч, пройдя сквозь вторую пластинку, будет только немного ослаблен, потому что кристаллы турмалина не совсем прозрачны, а имеют желто-зеленый цвет. Но если мы повернем одну из пластинок вокруг луча на 90° так, что кристаллические оси обеих пластинок станут *перпендикулярны* друг к другу (рис. 687), то свет совсем не пройдет сквозь вторую пластинку. Это объясняется тем, что

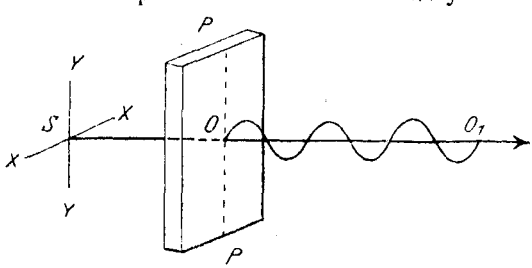


Рис. 685. Поляризация света в турмалине.

турмалин пропускает только лучи, колебания которых параллельны его оси (рис. 685). Наконец рис. 688 представляет те же турмалиновые пластинки, между которыми зажата третья тонкая пластинка. Лучи света опять могут проходить сквозь всю систему, потому что средняя пластинка образует часть колебаний, параллельных оси второй пластинки, совершенно как в опыте Герца (рис. 666, стр. 640).

Из только что описанных опытов мы заключаем, что и турмалин действует как решетка Герца.



Рис. 686.

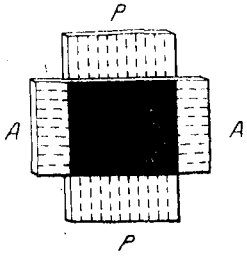


Рис. 687.

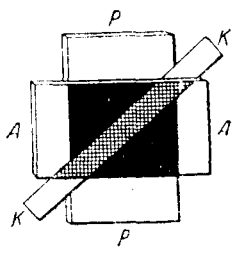


Рис. 688.

Опыт с двумя пластинками турмалина.

652. Электромагнитная энергия световых лучей. — Для того чтобы иметь понятие о величине напряжения этих полей, сделаем следующий подсчет. Солнечный луч дает нам на каждый 1 $см^2$ земной поверхности около трех малых калорий в минуту. Это составляет на каждый 1 $см^2$:

$$U=\frac{3}{60}\cdot 4{,}18\cdot 10^7=0{,}21\cdot 10^7 \text{ эрг/сек.}$$

Но в секунду свет успевает пройти $c=3\cdot 10^{10}$ $см$; следовательно ежесекундно приносимая нам лучом света энергия заключается в объеме, имеющем площадь основания 1 $см^2$ и длину $3\cdot 10^{10}$ $см$, т. е. в объеме $3\cdot 10^{10}$ $см^3$. Плотность этой энергии

$$W=\frac{0{,}21\cdot 10^7}{3\cdot 10^{10}}=0{,}7\cdot 10^{-4} \text{ эрг/}см^3.$$

Половина этой энергии электрическая, другая половина магнитная; из формулы (340, **362**)

$$\frac{\varepsilon E^2}{4\pi}=\frac{\mu M^2}{4\pi}=0{,}7\cdot 10^{-4} \text{ эрг/}см^3,$$

приняв $\varepsilon=\mu=1$, мы можем определить напряжение электрического и магнитного поля в солнечном луче. Для магнитного поля получаем около

$$M=0{,}03 \text{ гаусс.}$$

Как видим, магнитное поле света приблизительно в 15 раз слабее магнитного поля земли и в миллионы раз слабее поля наших современных электромагнитов.

Не нужно конечно забывать, что как электрическое, так и магнитное поле света суть величины, быстро меняющиеся со временем, то же самое

относится и к энергии света. Приведенная выше величина U представляет собою лишь *среднее* значение потока световой энергии. Поэтому вычисленная нами величина напряжения магнитного поля света есть не что иное как *эффективное* его значение (520, **527**); максимальное же напряжение будет в $\sqrt{2}$ раза больше.

Заметим еще, что до Максвелла на световые явления смотрели как на волнообразное движение частиц эфира, причем половина энергии этого движения обусловливалась его упругостью и называлась *потенциальной энергией*, другая же половина, — а именно живая сила частиц эфира, — называлась *кинетической энергией*. В воззрении Максвелла потенциальная и кинетическая энергии заменены энергиями электрического и магнитного поля.

653. Преломление света. — Если свет действительно электромагнитное явление, как это следует из теории Максвелла, то показатель преломления данного вещества для света должен определяться из его диэлектрической и магнитной постоянной: по формуле Максвелла

$$\nu = \sqrt{\varepsilon\mu}.$$

Этот закон в общем подтверждается на опыте, но очевидно он не может применяться во всех случаях. Дело в том, что показатель преломления какого-либо вещества не есть величина постоянная, а меняется с длиною световой волны, между тем в закон Максвелла длина электромагнитной волны совершенно не входит. Другими словами, закон Максвелла не в состоянии объяснить различную преломляемость лучей различного цвета, т. е. светорассеяние, или *дисперсию света*. Для объяснения дисперсии необходимо, как увидим ниже, усовершенствовать теорию Максвелла, введя в нее дополнение в виде теории электронов.

Тем не менее закон Максвелла для многих тел, в особенности для тел со слабою дисперсиею, как например для газов, подтверждается на опыте.

Принимая во внимание, что для большинства тел $\mu = 1$ и следовательно $\nu = \sqrt{\varepsilon}$, получим для показателя преломления *желтого света* следующую табличку:

	ν	$\sqrt{\varepsilon}$
Водород	1,000 138	1,000 132
Воздух	1,000 294	1,000 295
Углекислота	1,000 449	1,000 473
Керосин	1,39	1,4

Как видим, здесь закон Максвелла подтверждается. Напротив, для следующих тел этот простой закон осложняется явлением дисперсии:

	ν	$\sqrt{\varepsilon}$
Алкоголь	1,36	5
Вода	1,33	9

Во всяком случае для электромагнитных волн в несколько метров длиною, как это мы видели на опытах Кона и Аронса (624, **622**), закон Максвелла остается в силе.

654. Поглощение света. — Мы видели (625, **623**), что проводники поглощают электромагнитные волны; поэтому, основываясь на теории Максвелла, мы должны ожидать, что все проводники должны по-

глощать и свет, т. е. быть непрозрачными для света; наоборот, все изоляторы должны быть прозрачными.

Это следствие действительно подтверждается на металлах, которые, как известно, хорошо проводят электричество и в то же время непрозрачны для света. Наоборот, стекло, керосин суть хорошие изоляторы и прозрачны.

Но, с другой стороны, эбонит — прекрасный изолятор, но в то же время не прозрачен, а раствор серной кислоты, хотя и проводник, но хорошо пропускает свет.

Все эти разногласия теории Максвелла с опытом обусловливаются зависимостью поглощения света от длины волны: так например известно, что некоторые цветные стекла пропускают красные лучи, а поглощают лучи зеленые. Это явление зависимости поглощения от длины волны, или, как его называют, *избирательное поглощение*, так же, как и явление дисперсии, не входит в круг объяснения теории Максвелла.

В связи с поглощением находится также и отражение света непрозрачными телами. По теории Максвелла каждый проводник с удельною электропроводностью σ должен обладать коэфициентом отражения

$$r = 1 - \frac{1}{\sqrt{\sigma \cdot \tau}},$$

где τ означает период колебаний электромагнитных волн. Этот закон был подтвержден на опыте Гагеном и Рубенсом (E. Hagen, H. Rubens, 1903). Эти ученые измеряли коэфициент отражения металлов: серебра, меди, платины, железа, для ультракрасных лучей с длиною волны в 1,2 μ, и, несмотря на то, что названные металлы обладают весьма различною электропроводностью, закон Максвелла подтвердился в полной мере. Но и в этом случае мы получаем для более коротких волн отклонения от закона Максвелла; серебро, несмотря на свою большую электропроводность, пропускает голубые лучи лучше, чем железо и т. п.

655. Теория дисперсии света Гельмгольтца. Мы уже сказали, что теория Максвелла не дает объяснения явлениям частичного поглощения некоторых световых лучей определенной длины волны, а также не объясняет зависимости преломления от длины волны (дисперсия света). Гельмгольтц расширил теорию Максвелла так, что оказалось возможным объяснить и теорию дисперсии. Ввиду большого принципиального значения этой теории мы приведем здесь вкратце ее основы.

Мы уже неоднократно пользовались гипотезой, предполагающей существование электронов *внутри* атомов тел. Под действием внешнего электрического поля электроны атома должны сместиться со своего обычного положения, или изменить свое обычное движение внутри атома. Не входя в подробности движений электронов внутри атомов, нам достаточно предположить, что отклонение x электрона от его нормального положения или от нормального движения пропорционально действующей на электрон e силы электрического поля eE. Это позволяет нам написать для сил, действующих на электрон, уравнение (502, **515**):

$$m\ddot{x} + r\dot{x} + bx = eE.$$

Здесь $m\ddot{x}$ — сила инерции электрона, $r\dot{x}$ — сила сопротивления движению (трение), bx — сила, возвращающая электрон к его нормальному движению и cE — сила внешнего электрического поля.

Из этого уравнения вытекает целый ряд следствий.

Во-первых, когда внешние силы перестают действовать, то электрон, выведенный из равновесия, будет совершать гармонические колебания с затуханием:

$$x = Ae^{-kt}\cos a_0 t, \quad k = \frac{r}{2m}.$$

Если затухание мало, то период колебания электрона определится формулою:

$$a_0 = \frac{2\pi}{\tau} = \sqrt{\frac{b}{m}}.$$

Это означает, что электрон внутри молекулы способен совершать колебания определенного периода.

Так как электрон несет на себе заряд e, то колебания эти будут представлять собою *электрические* колебания; от рассматриваемой молекулы во все стороны будут распространяться электрические волны, и если период колебаний достаточно мал, то волны эти будут световыми и могут быть видимы глазом.

Определенный период колебания, свойственный данному электрону, означает определенную длину волны света или определенную полосу спектра при рассматривании в спектроскоп. Длина волны света в воздухе будет равна

$$\lambda = c\tau.$$

Конечно в каждом атоме данного тела может быть несколько электронов с различными коэфициентами b; поэтому спектр, испускаемый атомом, может состоять из многих полос с различной длиной волны; положение этих полос в спектре будет зависеть от структуры и свойств самого атома и будет характерным для данного тела.

Колебания электронов, раз возбужденные какою-либо посторонней силою, не могут продолжаться вечно; вследствие превращения их энергии в другие виды колебания будут постепенно затухать. Впрочем опыты с интерференцией света показывают, что затухание колебаний электронов очень мало.

Теперь рассмотрим случай, когда на данное тело попадает свет от постороннего источника. Электрическое поле света должно привести электроны в колебания, и, как это мы уже неоднократно выясняли на основании принципа резонанса, амплитуда этого колебания будет тем больше, чем ближе период колебания света подходит к собственному периоду колебаний рассматриваемого электрона. Одновременно с увеличением амплитуды колебания будет увеличиваться и та энергия, которую электрон отдает окружающим его молекулам. Отсюда заключаем, что световая энергия должна поглощаться тем более, чем ближе период колебания света подходит к собственному периоду колебаний электронов данного тела. Другими словами, спектр поглощения тела должен быть одинаков

со спектром испускания при прочих одинаковых условиях. Это — известный закон, открытый Кирхгофом и Бунзеном и объясненный ими тем же принципом резонанса; только теперь мы приписываем этот резонанс электронам.

Но из общей теории резонанса (502, **515**) известно, что амплитуда принужденных колебаний A может быть выражена через статическое отклонение A_s под действием постоянной силы формулой:

$$A = R \cdot A_s,$$

где R — коэфициент резонанса. Величиною статического отклонения A_s мы воспользовались при объяснении поляризации диэлектриков (467, **486**); теперь при *переменном* поле, мы должны в наши прежние формулы вместо статического отклонения электронов подставить динамическую амплитуду их принужденных колебаний RA_s. Для упрощения формул мы примем собственное затухание колебаний (а следовательно и коэфициенты r и q) ничтожным, как это в большинстве случаев соответствует действительности, и для коэфициента резонанса возьмем формулу:

$$R = \frac{1}{1 - z^2} = \frac{a_0^2}{a_0^2 - a^2}.$$

Здесь a означает частоту падающего на тело света, тогда как a_0 — частоту собственных колебаний электрона. Вводя коэфициент резонанса в формулу для диэлектрической постоянной тела, получаем

$$\varepsilon_a = 1 + 4\pi k R = 1 + 4\pi k \frac{a_0^2}{a_0^2 - a^2}.$$

По электромагнитной теории (при $\mu = 1$) квадратный корень из этой величины равняется показателю преломления рассматриваемого тела, и мы видим, что по теории Гельмгольтца этот показатель преломления зависит от частоты, а следовательно и от длины волны падающего света.

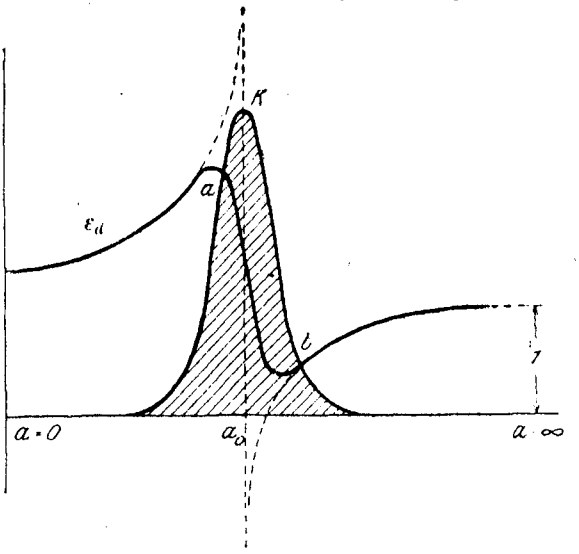


Рис. 689. Поглощение и дисперсия света.

Для того чтобы нагляднее представить себе характер этой зависимости, мы изобразим формулу Гельмгольтца графически, откладывая по горизонтальному направлению частоты a, а по вертикальному направлению — соответственные значения величины ε_a; тогда получаем кривую рис. 689.

Необходимо однако заметить, что для значения $a = a_0$ коэфициент R меняет свой знак, переходя через бесконечность. Но это у нас получилось только потому, что мы пренебрегли влиянием трени ; на самом же деле этот коэфициент переходит через максимальное значение (рис. 492, 504, **515**), а соответственно с этим и кривая ε_d также не уходит в бесконечность, а образует перегиб ab, как это показано на рисунке.

Вместе с кривою ε_d у нас нарисована и кривая поглощения света k. Дело в том, что свет, раскачивая электроны, будет терять часть своей энергии и притом тем большую часть, чем сильнее раскачается электрон. Раскачивание электрона будет происходить по законам резонанса (рис. 492, 504, **515**), а потому и кривая поглощения света будет иметь форму аналогичную кривой резонанса. Это действительно подтверждается на опыте.

Далее из рис. 689 мы видим, что при $a = 0$, что соответствует бесконечно длинному периоду колебания, иначе говоря, *постоянному* электрическому полю, мы получаем *статическую* диэлектрическую постоянную ε_s. По мере увеличения частоты падающего света a диэлектрическая постоянная ε_d растет, а с нею растет и показатель преломления вещества. Это действительно имеет место в большинстве случаев и называется *нормальной дисперсией*; фиолетовые лучи света, обладающие большей частотой колебания, преломляются сильнее, чем красные.

Однако внутри полосы абсорбции, вблизи резонанса электронов, кривая ε_d делает изгиб, и показатель преломления должен *уменьшаться* вместе с длиною волны падающего света. Это явление, носящее название *аномальной дисперсии*, было открыто Кристиансеном (Christiansen 1870), еще раньше установления теории, в фуксине и некоторых других окрашенных жидкостях.

Прекрасное подтверждение теории дисперсии дают опыты Вуда, которые можно воспроизвести и на лекции. Тонкий пучок света пропускается сквозь призму, развертывающую его в узкую горизонтальную спектральную полоску (рис. 690). Если на пути этих лучей поставить вторую призму, наполненную парами натрия (для этого призму с натрием подогревают), поставленную так, чтобы отклонения лучей происходили по вертикальному направлению, то мы увидим на экране, что горизонтальная спектральная полоска искривляется как раз в тех местах, где натрий имеет поглощение. По принципу резонанса (Кирхгоф и Бунзен) поглощение соответствует лучеиспусканию, т. е. собственным периодам колебаний электронов, а преломление лучей вблизи полос поглощения вполне соответствует теории Гельмгольтца. Дальнейшие исследования Никольса, Рубенса, Рождественского и других ученых подтвердили теорию Гельмгольтца и с количественной стороны. Кундт, производя опыты с чрезвычайно тонкими металлическими призмами, показал, что благодаря сильному поглощению света в металлах и сильной аномальной дисперсии, показатель преломления может спуститься даже *ниже единицы*.

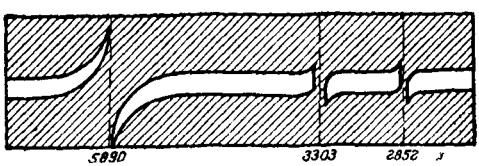


Рис. 690. Опыт Вуда.

Во всяком случае из теории Гельмгольтца непосредственно следует, что с увеличением частоты, т. е. с уменьшением длины волны света, показатель преломления всех веществ все более и более приближается к единице. Это следствие теории подтверждается между прочим тем, что лучи Рентгена, которые, как увидим ниже, имеют длину волны гораздо меньшую, чем длина волн видимого света, почти не преломляются.

В кристаллах расположение электронов в атомах неравномерно по всем направлениям и в них абсорбция и дисперсия света будут зависеть от направления электрического поля падающего на них света. Таким путем объясняется явление *плеохроизма кристаллов.*

656. Явление Зеемана.— Мы видели, как электроны катодных лучей отклоняются от своего прямолинейного пути под действием магнитного поля; нечто подобное должно происходить и при всяком движении электронов в магнитном поле. Отсюда следует, что магнитное поле должно влиять на сопротивление металлов и притом увеличивать это сопротивление. Это явление действительно наблюдается в висмуте (306, **327**); в остальных металлах оно впрочем очень слабо.

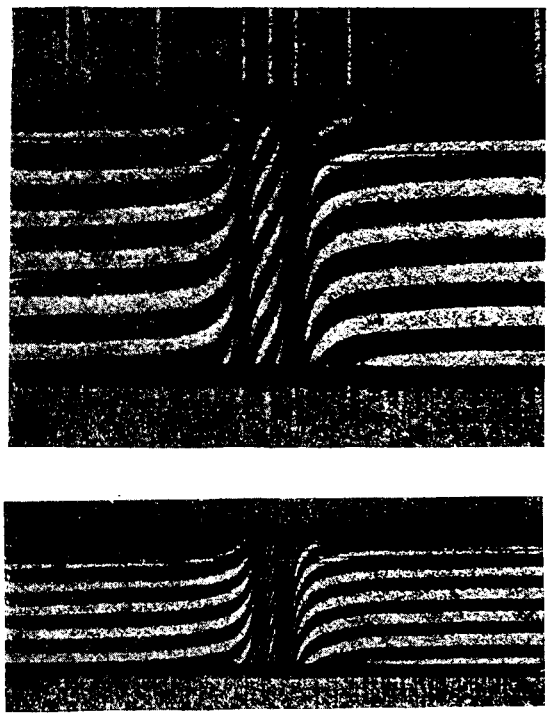


Рис. 691. Опыт Рождественского

Далее, магнитное поле влияет на целый ряд других электрических и термоэлектрических свойств металлов, но так как все эти явления очень слабо заметны и еще недостаточно исследованы, то мы на них останавливаться не будем, а перейдем к описанию влияния магнитного поля на *колебания* электронов, которое обнаруживается в так называемом явлении Зеемана.

Зееман (Zeeman, 1895) открыл, что спектр натриевого пламени изменяется, если это пламя поместить в сильное магнитное поле; вместо одной желтой натриевой линии их делается две или три, смотря по тому, наблюдаем ли мы спектр пламени вдоль по магнитному полю или перпендикулярно к нему. Явление это было объяснено Лоренцом приблизительно следующим образом.

Представим себе внутри молекулы натрия колеблющийся электрон. Если при отсутствии магнитного поля электрон колебался по линии *LL*

(рис. 692), то под действием магнитного поля электрон отклонится и, вместо того чтобы пройти путь OL, пройдет путь OaA. Дойдя до своего крайнего положения A, электрон будет возвращаться к своему положению равновесия O, но опять не по прямой линии, а по кривой AbO; затем по инерции он перейдет на другую сторону в B, затем опять возвратится в O и т. д. Мы видим таким образом, что колебания электрона под влиянием магнитного поля сильно осложняются: вместо колебания по прямой линии электрон описывает звездообразную фигуру.

Но мы можем представить себе влияние магнитного поля на движение колеблющегося электрона гораздо нагляднее, если предварительно разложим прямолинейное колебание на два круговых: одно из них возьмем с круговым движением вправо (рис. 692), а другое влево (рис. 693). Легко уяснить себе, что два таких круговых движения, происходящие с одинаковым периодом обращения, дают при суммировании одно прямолинейное гармоническое движение (ср. рис. 480, стр. 491, **501**). Если на электрон начнет действовать магнитное поле, например направленное от нас к чертежу, то в круговой орбите электрона возникнет электродвижущая сила индукции, направление которой, согласно правилу

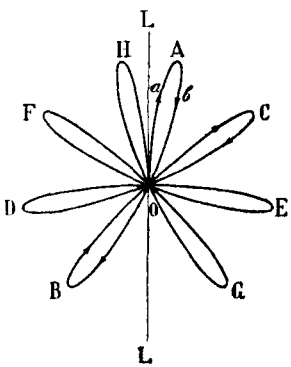
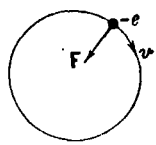
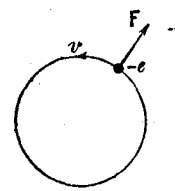


Рис. 692.



(a)



(b)

Рис. 693. Колебания электрона в магнитном поле.

Ленца, будет по левому кругу. От действия этой электродвижущей силы первый электрон (рис. 693*a*) (заметим, что электрон имеет отрицательный заряд) ускорит свое движение, а второй электрон (рис. 693*b*) замедлит его, и мы получим таким образом вместо одного гармонического колебания по прямой линии два круговых движения с различными периодами. Самый расчет этих периодов мы уже производили раньше, при изложении теории диамагнетизма (476, **493**). Следовательно теория Ланжевэна одновременно объясняет и диамагнитизм и явление Зеемана. Для изменения частоты колебаний в магнитном поле мы получили формулу:

$$a = a_0 \pm \frac{l}{2m} M.$$

Зееман нашел, что из двух спектральных линий, которые образуются при действии магнитного поля (рис. 694*b*), линия с *меньшей* длиной волны (сдвинутая к фиолетовому концу спектра) поляризована по *левому* кругу, как это и следует по теории, если движущийся заряд *отрицателен*. Но не только знак заряда, Зееман мог по величине сдвига линий определить и отношение заряда к массе, входящее в вышенаписанное уравнение, и это отношение оказалось той же величины, как и для катодных лучей (409, **431**).

Мы рассмотрели сейчас влияние магнитного поля только на те электроны, которые колеблются перпендикулярно к магнитному полю; что же касается тех электронов натриевого пламени, которые колеблются *вдоль* по магнитному полю, то они не изменят своего движения, ибо на них магнитное поле действовать не будет. Следовательно в спектре натриевого пламени, несмотря на присутствие магнитного поля, мы должны наблюдать не только смещенные спектральные линии, но и линию, соответствующую величине a_0. Однако эту линию нельзя видеть при наблюдении *вдоль* магнитного поля; это сделается сейчас же ясным, если взглянуть на колебания вибратора (628, **627**), который не дает поля вдоль линии своих колебаний. Мы можем видеть несмещенную линию a_0 только при наблюдении *перпендикулярно* к полю. Колебания света этой линии должны происходить параллельно магнитному полю.

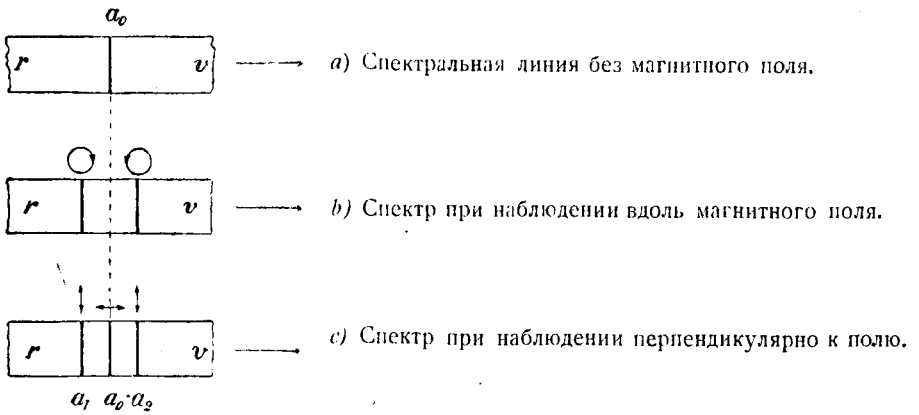


Рис. 694. Явление Зеемана.

Одновременно с этим, при наблюдении спектра перпендикулярно к магнитному полю, мы увидим и сдвинутые линии, причем их круговые движения будут здесь проектироваться в виде прямолинейных колебаний, перпендикулярных к магнитному полю. Таким образом при наблюдении перпендикулярно к магнитному полю мы увидим три линии (триплет) (рис. 694 *c*); все они будут поляризованы, но средняя линия и две крайние будут поляризованы в плоскостях, перпендикулярных друг к другу.

Все эти следствия из теории Лоренца были блестяще подтверждены на опытах Зеемана.

Впоследствии Зееманом и другими исследователями были открыты в этой области еще и другие более сложные явления.

657. Явление Фарадея. В связи с явлением Зеемана находится еще другое явление, которое было открыто гораздо ранее Фарадеем.

Некоторые тела обладают свойством повертывать плоскость поляризации проходящего сквозь них света; этим свойством обладают, как известно, сахар и кварц. Объясняется это явление особой несимметрической структурой молекул этих тел, благодаря которой лучи света, поляризованные по правому и по левому кругу, имеют *различную скорость распространения*.

Фарадей открыл, что подобное же явление можно наблюдать в некоторых сортах стекла (фарадеевское свинцовое стекло), если поместить его в сильное магнитное поле и направить поляризованный луч вдоль по линиям сил поля. Впоследствии это явление было обнаружено во многих других телах.

Если мы станем на точку зрения электронной теории явления Зеемана и примем во внимание то, что нами было выше сказано о связи между явлениями лучеиспускания, абсорбции и дисперсии, то легко объяснить себе причину явления Фарадея. Действительно, если под дей-

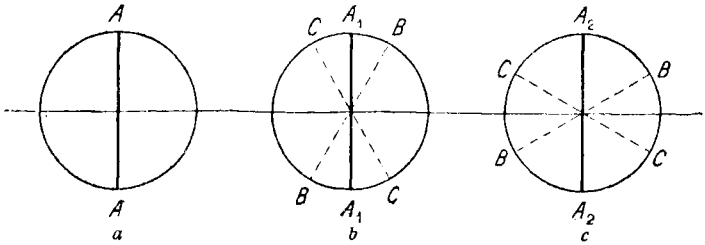


Рис. 695. Разложение плоско-поляризованного луча на два луча круговой поляризации.

ствием магнитного поля лучеиспускания вправо и влево вращающихся электронов становятся различными, то и поглощения и *скорости распространения* вправо и влево поляризованных световых лучей тоже должны быть различными; а это и означает, что плоскость поляризации луча при прохождении сквозь данное тело должна повернуться. Проще всего можно убедиться в этом следующим образом.

Как известно, всякое прямолинейное гармоническое колебание AA (рис. 695*a*) можно разложить на два вращения, одно *правое* и одно *левое*, с одинаковыми периодами, равными периоду колебания по линии AA. Положим, что в некотором сечении светового луча мы имеем

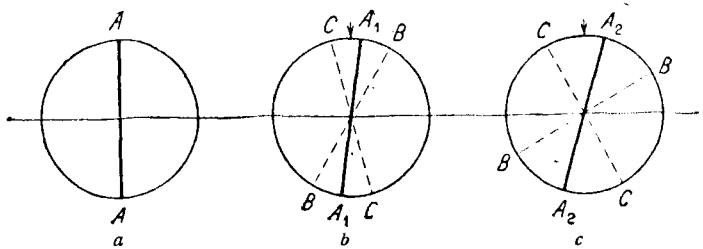


Рис. 696. Вращение плоскости поляризации как следствие различной скорости распространения лучей правой и левой круговой поляризации.

поляризованное колебание по линии AA, как изображено на рис. 695*a* и разложим это колебание на два вращения. Если сделать сечение луча в некоторой другой точке немного дальше вдоль линии распространения света, то мы найдем, что обе вращающиеся точки уже разошлись друг от друга (рис. 695*b*); но при сложении этих вращений мы получим опять гармоническое колебание по линии AA, только с некоторым запозданием в фазе. То же самое мы получим и в еще более удаленном сечении

(рис. 695, *c*). Однако во всех сечениях результирующее колебание останется того же направления AA.

Нечто иное мы получим в том случае, если правое и левое вращение имеют вдоль луча различные скорости распространения. Начнем опять с той точки, где результирующее колебание имеет направление AA, (рис. 696, *a*), и пусть *правое* вращение распространяется с тою же скоростью, как в вышерассмотренном случае (*правые* части рисунков 696 те же, что и на рис. 695), между тем как *левое* вращение распространяется быстрее. Тогда, пройдя тот же путь, что и правое вращение, но в меньший промежуток времени, левое вращение успеет повернуться влево на меньший угол, чем правое вращение вправо (рис. 696, *b*), и результирующее колебание A_1A_1 (делящее угол между BB и CC пополам) будет несколько наклонно относительно AA. В более далеком сечении (рис. 696, *c*) этот поворот линии колебания A_2A_2 будет еще сильнее. В результате мы получаем луч, плоскость колебания (и плоскость поляризации) которого по мере его распространения все больше и больше поворачивается. Как видим, это вращение (или поворот) плоскости поляризации луча обусловливается *различною* скоростью распространения лучей, поляризованных по правому кругу и поляризованных по левому кругу.

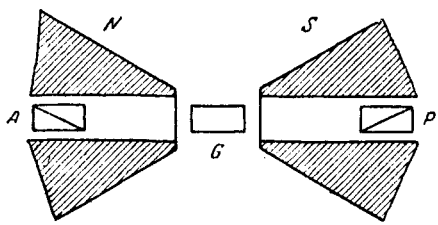


Рис. 697. Опыт Фарадея. Магнитное вращение плоскости поляризации света.

На рис. 697 схематически изображено расположение опыта Фарадея. Полюсы электромагнита просверлены для того, чтобы можно было пропускать луч света вдоль магнитных линий сил. В просверленном отверстии размещены линзы оптического прибора и два николя: поляризатор P, пропускающий плоско-поляризованные лучи, и анализатор A. Между полюсами помещают исследуемое тело C, которое конечно должно быть насколько возможно прозрачно. Поставив плоскости обоих николей перпендикулярно друг к другу, достигают полного затемнения оптического поля в окуляре прибора; затем возбуждают магнитное поле, и получившееся просветление снова уничтожают соответственным поворотом анализатора. Необходимый для этого угол поворота анализатора и дает нам исследуемое вращение плоскости поляризации. Этот угол оказывается пропорциональным напряжению магнитного поля и длине луча в исследуемом теле.

Сюда же относится и явление, открытое Керром: изменение поляризации луча при его отражении от намагниченного железа. Степень отражения лучей зависит от их скорости, а следовательно отражения двух лучей, поляризованных по правому и левому кругу, от *намагниченного* тела должны быть тоже разные; в этом и заключается явление Керра. В железе и явление Фарадея и явление Керра особенно ясно выражены.

658. Явление Штарка. — Влияние электрического поля на спектр лучеиспускания было открыто Штарком (J. Stark, 1913). Оказывается, что сильное электрическое поле изменяет спектр водорода, гелия и дру-

гих газов, причем вместо одной спектральной линии получается целая серия линий. На рис. 698 изображены линии, получившиеся из одной линии водорода H_δ (длина волны $0{,}41\frac{7}{7}\mu$) при напряжении электрического поля в 100 000 вольт на 1 *см*. Все линии поляризованы; верхний ряд представляет линии, в которых колебания параллельны электрическому полю, тогда как нижние линии имеют колебания, перпендикулярные к полю. Длина черточек на рис. 696 должна характеризовать относительную яркость спектральных линий. Расстояние между отдельными линиями очень мало; оно растет пропорционально напряжению электрического поля.

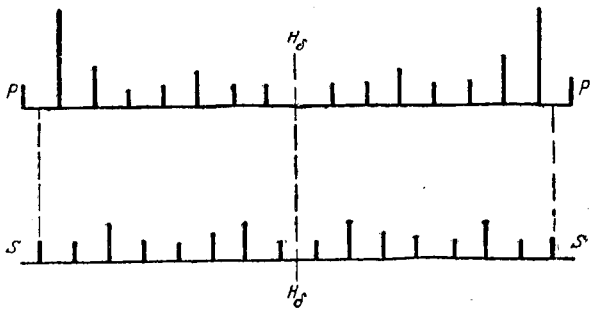


Рис. 698. Явление Штарка.

Необходимо прибавить, что наблюдение явления Штарка сопряжено с большими трудностями, чем наблюдение явления Зеемана. Дело в том, что свечение газов достигается электрическим разрядом, причем образуется значительная ионизация и электропроводность газа, не дозволяющая поддерживать значительные разности потенциалов. Штарк обошел это затруднение тем, что употреблял для опытов свечение каналовых лучей (414, **435**) и действовал на них электрическим полем около самого выходного их отверстия, где электропроводность газа меньше всего.

Теория явления Штарка, точно так же, как и теория более сложных явлений Зеемана, основана на гипотезе о так называемых *световых квантах* (см. ниже), и мы здесь не можем на ней останавливаться.

659. Электрооптическое явление Керра. — Керр обнаружил двойное преломление света, возникающее в телах под действием электрического поля (J. Kerr, 1875). Как и во всяком двойном преломлении, мы получаем здесь две различных скорости распространения света и два различных показателя преломления для лучей с различными направлениями колебаний (электрического поля). В некоторых телах тот луч, электрическое поле которого параллельно внешнему электрическому полю, имеет больший показатель преломления, чем луч с колебаниями, перпендикулярными к внешнему электрическому полю; такое двойное преломление названо *положительным;* в противном случае двойное преломление в явлении Керра называется *отрицательным.* Положительное двойное преломление мы имеем в сероуглероде, толуоле, бензоле, хлорбензоле, между тем как в хлороформе, бромоформе и др. двойное преломление отрицательно.

Общий закон преломления в явлении Керра можно выразить формулою:

$$v_e - v_0 = \lambda B E^2,$$

где v означают показатели преломления лучей с колебаниями параллельно и перпендикулярно к полю E. Двойное преломление пропорционально

квадрату напряжения электрического поля и растет вместе с длиною волны. Для сероуглерода коэфициент $B=3\cdot10^{-7}$, для хлорбензола он примерно в 3,6 раза больше; для хлороформа получается почти тот же коэфициент B, как и для сероуглерода, но противоположного знака. Явление Керра было найдено и в газах и в парах некоторых тел. В твердых телах электрическое поле производит деформацию *(электрострикция)*, следствием которой тоже появляется двойное преломление, подобное явлению Керра, и их трудно отделить друг от друга.

Теория явления Керра была дана Ланжевэном. Ланжевэн предполагает, что тела, обнаруживающие явление Керра, имеют несимметричные молекулы, которые под действием электрического поля ориентируются, подобно молекулярным магнитикам в теории парамагнетизма Ланжевэна (478, **494**). Как следствие этой ориентировки молекул и получается двойное преломление, аналогичное двойному преломлению в кристаллах. Эта теория хорошо подтверждается на опыте.

660. Давление света.— Мы уже говорили (342, **364**), каким путем Максвелл пришел к заключению, что свет должен производить давление на отражающую или преломляющую поверхность, поставленную на его пути. Это следствие вытекает непосредственно из того обстоятельства, что луч света всегда перпендикулярен (стр. 641, рис. 668, **637**) к электрическим и магнитным линиям сил, его составляющим, а мы знаем, что перпендикулярно к этим линиям должно существовать в поле определенное давление. Несколько примеров этого давления электрического и магнитного поля мы разобрали в главе V, и кроме того пример такого же давления *переменного* электромагнитного поля мы имеем в известных опытах Э. Томсона (стр. 530, рис. 512, **535**).

Мы легко можем подсчитать величину этого давления например для луча солнца. Давление это всегда равно плотности электромагнитной энергии; так как световой луч представляет собою *переменное* электрическое и магнитное поле, то плотность энергии его электромагнитного поля, а также и производимое давление, будут тоже переменными; поэтому для определения *эффективного* давления нам необходимо, как и в опытах Э. Томсона, взять среднюю его величину.

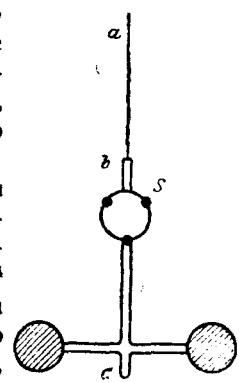


Рис. 699. Опыт Лебедева.

Среднюю плотность энергии в солнечном луче мы вычислили выше в $0{,}7\cdot10^{-4}$ эрг в 1 $см^3$. Следовательно среднее давление солнечного луча на поставленную на его пути плоскость будет равно $0{,}7\cdot10^{-4}$ дины на 1 $см^2$, что составляет около миллиграмма на квадратный метр. Существование этого давления было впервые обнаружено на опыте П. Лебедевым, а также Никольсом и Гулем. Таким образом и это предсказание Максвелла подтвердилось на опыте.

На рис. 699 изображена часть прибора П. Лебедева. На тонком стеклянном волоске *ab* подвешен стеклянный крест *bc*, горизонтальные стержни которого имеют на концах небольшие кружки исследуемого материала. Направляя лучи света на правый или левый кружок, можно

давлением света повернуть в ту или другую сторону стеклянный крест и наблюдать это отклонение при помощи зеркальца s (*способ* Поггендорфа и Гаусса) (291, **308**). Зная силу кручения нити ab, можно вычислить и силу давления света. Весь прибор помещался в безвоздушном пространстве, для того чтобы избежать влияния воздушных течений, которые могли бы возникать вследствие неравномерного нагревания воздуха вблизи кружочков. Энергия падающих лучей измерялась особым калориметром. Опыты Лебедева подтвердили теорию Максвелла с точностью около 0,5 %.

Вычисление давления световых лучей в различных частных случаях необходимо делать совершенно так же, как мы вычисляли давление в тех примерах, которые приведены нами в главе V, а именно для вычисления *действующего* на какую-либо поверхность давления необходимо брать *разность* плотностей электромагнитной энергии с одной и с другой стороны поверхности (324, **343**).

Положим например, что свет с плотностью энергии, равной U, падает нормально на зачерненную пластинку, которая поглощает все лучи, превращая их в теплоту. В этом случае с внутренней стороны поверхности электромагнитная энергия равна нулю, ибо она превратилась в тепловое движение частиц зачерненной пластинки, и давление снаружи равно U.

Если данная пластинка имеет зеркальную поверхность и целиком отражает луч света, ничего не поглощая, то внутри пластинки опять имеем давление, равное нулю, тогда как снаружи энергия падающего и отраженного луча образует давление $2U$. Как видим, на зеркальную поверхность давление света (и вообще электромагнитных волн) *вдвое* больше, чем на зачерненную (поглощающую волны) пластинку.

Очевидно в пластинке, которая частью отражает свет и частью пропускает или поглощает его, мы имеем промежуточный случай.

Наконец, если данная среда, как например газы, почти не отражает света, но поглощает его, и если в данном слое газа поглощается часть α всей падающей световой энергии, то и давление лучей на этот слой газа будет равно αU.

Это следствие теории Максвелла удалось тоже подтвердить на опыте П. Лебедеву.

Между прочим световым давлением объясняются в настоящее время формы кометных хвостов (Лебедев, Аррениус). Наконец Эддингтон указал на значение светового давления при образовании больших звезд.

661. Опыт Физо. — Мы переходим теперь к изложению некоторых оптических опытов с *движущимися* телами, которые получили большое теоретическое значение. Напомним сперва уравнения Максвелла, из которых мы вывели скорость распространения света (338, **359**):

$$vM = \varepsilon E, \qquad vE = \mu M, \qquad v = \frac{c_1}{c}.$$

В этих уравнениях v означает показатель преломления вещества. Перемножая оба уравнения, мы получаем закон Максвелла:

$$(v)^2 = \varepsilon\mu.$$

Если рассматриваемое тело находится в движении, то уравнения Максвелла изменятся, потому что электрическая поляризация, возбужденная световыми колебаниями в движущемся теле, будет сопровождаться еще магнитным полем, как это доказали Рентген и Эйхенвальд (330, **349**), точно так же и магнитная поляризация при движении образует добавочное электрическое поле, как это подтвердил на опыте Уильсон (332, **352**). Приняв это во внимание, мы должны для *движущегося* тела написать следующие уравнения (344, **367**):

$$\begin{aligned} v'M - w_c M &= \varepsilon E, \\ v'E - w_c E &= \mu M, \end{aligned} \qquad w_c = \frac{w}{c}, \qquad v' = \frac{c_1'}{c}.$$

Заметим, что мы пренебрегли здесь поправкой Лоренца:

$$k = \sqrt{1 - \left(\frac{w}{c}\right)^2},$$

потому что эта поправка для обычных скоростей тел, которые можно произвести в лаборатории, слишком ничтожна. Из написанных нами теперь уравнений следует:

$$(v' - w_c)^2 = \varepsilon\mu = v^2,$$

а отсюда, пренебрегая высшими степенями w_c:

$$c_1' = c_1 - \frac{1}{v^2} w.$$

Но если в движущемся теле скорость света равна c_1', а тело движется относительно наблюдателя со скоростью w, то результирующая скорость света относительно неподвижного наблюдателя будет:

$$c_1' + w = c_1 + \left(1 - \frac{1}{v^2}\right) w.$$

Эта формула была получена еще Френелем из прежней теории света, по которой свет рассматривался как поперечные колебания эфира. Можно толковать это уравнение следующим образом. В чистом эфире скорость распространения света равна c_1; движущееся тело увлекает с собою эфир, но только отчасти, а коэфициент $\left(1 - \frac{1}{v^2}\right)$ именно и определяет собою, какая часть эфира увлекается движущимся со скоростью w телом. Если бы эфир следовал целиком за движением того тела, в котором он находится, то вместо коэфициента Френеля $\left(1 - \frac{1}{v^2}\right)$ у нас стояла бы единица.

Необходимо однако заметить, что теория Френеля появилась уже после того, как Физо произвел опыт, из которого оказалось, что скорость света в движущемся теле меньше, чем $c_1 + w$.

Опыт Физо состоял в следующем (рис. 700).

Из источника света L лучи направляются в систему зеркал $PS_3S_2S_1P$ и после пятикратного отражения попадают в астрономическую трубу F. Но зеркало P настолько слабо посеребрено, что лучи, идущие по LP, частью отражаются по направлению PS_3, но частью проходят сквозь пластинку P к зеркалу S_1 и идут дальше по пути $S_1S_2S_3P$. Придя опять к пластинке P, лучи опять раздвояются; половина их отражается и идет к источнику L, а другая половина снова проходит сквозь пластинку P и попадает в трубу F. Таким образом мы имеем в опыте два луча, идущие между зеркалами по взаимно противоположным направлениям: один луч идет по $PS_3S_2S_1P$, а другой — по $PS_1S_2S_3P$. При самой незначительной разнице этих путей в поле зрения трубы образуются *интерференционные полосы;* а если разность путей от каких-либо причин изменится, то интерференционные полосы *сместятся*. Наблюдая это смещение полос, можно с большою точностью определить разницу в скоростях обоих лучей.

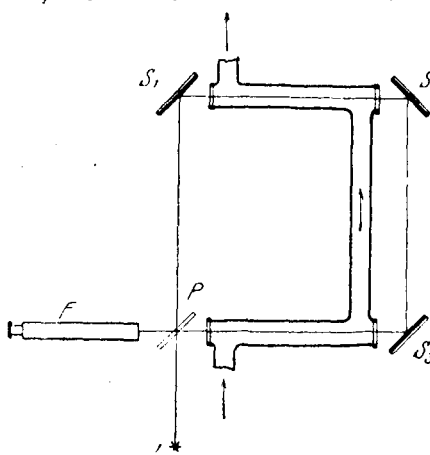


Рис. 700. Опыт Физо.

Между зеркалами уложены водопроводные трубы, имеющие в соответственных местах стеклянные окошки для пропуска лучей света, как это показано у нас на рис. 700. В трубы пускается вода с возможно большою скоростью по направлению, показанному стрелкою. Легко видеть, что один из двух лучей идет в направлении течения воды, тогда как другой луч должен итти против течения воды в трубе. Вследствие этого скорости обоих лучей в движущейся воде изменятся по-разному, и интерференционные полосы в поле зрения трубы сместятся. Смещение полос у Физо оказалось в согласии с формулою Френеля. Следовательно опыты Физо находятся также в согласии с выводом электромагнитной теории, который мы дали выше.

Позднейшие более точные опыты Майкельсона, Морлея и Зеемана подтвердили результат опытов Физо.

Обращаем внимание на то обстоятельство, что введенный Френелем коэфициент

$$1 - \frac{1}{v^2} = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon}$$

с электромагнитной точки зрения получает совсем иное толкование. Это тот же самый коэфициент, который надо было ввести при расчетах опытов Рентгена и Эйхенвальда (330, **349**) и который означал, что эфир внутри тел совсем не участвует в их движении, стоит неподвижно, а что движутся только поляризованные молекулы материального тела. Поляризация же отличается от индукции фактором $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon}$.

662. Опыт Майкельсона.—Еще Максвелл указал на возможность при помощи измерения скорости света на земле определить движение земли в пространстве без каких бы то ни было астрономических наблюдений. Однако скорость движения земли составляет только 0,0001 часть скорости света, а измерения скорости света не могут быть произведены с такою громадною точностью. Что же касается *разностей* скоростей двух лучей, то, как это мы видели в опыте Физо, она может быть определена гораздо точнее при помощи явления интерференции света.

Подобный аппарат *(интерферометр)* был изобретен Майкельсоном. Луч света источника L (рис. 701) направляется на слабо посеребренную пластинку P и здесь раздваивается на два луча (как у Физо); один луч, отразившись от P, идет к зеркалу S_2 и затем обратно, пройдя пластинку P, попадает в трубу F; другой луч, пройдя пластинку P, идет к зеркалу S_1 и, отразившись на обратном пути от пластинки P, тоже попадает в трубу F. Оба луча вместе дают в поле зрения трубы F интерференционную фигуру.

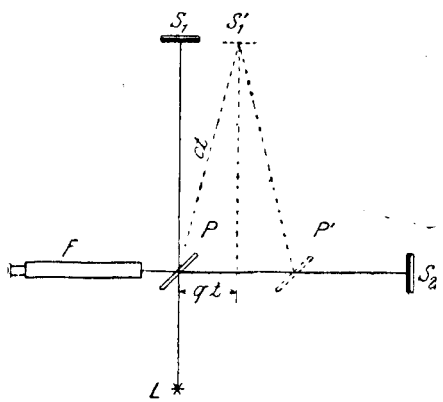


Рис. 701. Опыт Майкельсона.

Весь аппарат был монтирован у Майкельсона на каменном монолите, который плавал в ртути. Благодаря такой установке можно было давать всему аппарату различные ориентировки относительно направления движения земли, не боясь при повороте изменить расстояния между зеркалами, от которого зависит положение интерференционных полос в поле зрения трубы.

Теперь предположим, что ось PS_2 аппарата направлена по движению земли. Обозначая скорость света в неподвижном пространстве через c и скорость земли через q, получаем относительную скорость света в аппарате $c-q$, а в обратном направлении $c+q$. Следовательно луч света, идущий по пути $PS_2=l$ и обратно, придет к пластинке P через промежуток времени:

$$t_2=\frac{l}{c+q}+\frac{l}{c-q}=\frac{2lc}{c^2-q^2}=\frac{2l}{c}\cdot\frac{1}{k^2},\qquad k^2=1-\left(\frac{q}{c}\right)^2.$$

Другая половина луча, двигающаяся между зеркалами PS_1, на самом деле опишет в неподвижном пространстве ломанную линию $PS_1'P'$, потому что весь аппарат за то же время успеет переместиться на некоторую длину PP'. Если мы обозначим через t то время, которое луч употребляет на прохождение пути PS_1', то длина эта выразится через скорость света в пространстве произведением ct. За то же время зеркало P пройдет путь qt.

Из свойства прямоугольного треугольника следует, что

$$(ct)^2=(qt)^2+l^2.$$

Отсюда мы выводим для полного времени, в течение которого луч света успеет обернуться и снова придти к пластинке:

$$t_1 = 2t = \frac{2l}{\sqrt{c^2 - q^2}} = \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{k}.$$

Разница времен для первого и второго луча равна

$$t_2 - t_1 = \frac{2l}{c}\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{k}\right).$$

Если умножить эту величину на скорость света c, то получим разницу путей обоих лучей, а разделяя на длину волны света λ, получаем отношение этой разницы к длине волны употребленного для опыта света:

$$\delta = \frac{2l}{\lambda}\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{k}\right).$$

Теперь мы повертываем осторожно весь прибор вокруг вертикальной оси так, чтобы длина PS_1 стала по направлению движения земли. От этого оба луча поменяются своими ролями; тот луч, который возвращался к пластинке P раньше, при новом положении прибора будет опаздывать, и наоборот. По сравнению с первым положением пути лучей изменятся на величину

$$\delta - (-\delta) = 2\delta.$$

При вычислении мы можем высшими степенями величины $\left(\frac{q}{c}\right)^2$ пренебречь, и получаем:

$$2\delta = \frac{4l}{\lambda}\left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{k}\right) = \frac{2l}{\lambda} \cdot \left(\frac{q}{c}\right)^2.$$

В аппарате Майкельсона было установлено не два зеркала S, а несколько, и каждый из двух лучей пробегал расстояние PS несколько раз, прежде чем попасть в трубу F. Если принять весь пробег луча во внимание, то в нашу формулу надо подставить $l = 12$ *м*. Приняв для длины волны $\lambda = 6 \cdot 10^{-5}$ *см*, мы получаем для относительного сдвига интерференционных полос величину:

$$\frac{2l}{\lambda}\left(\frac{q}{c}\right)^2 = \frac{24 \cdot 10^2}{6 \cdot 10^{-7}} \cdot 10^{-8} = 0{,}4.$$

Несмотря на то, что Майкельсон мог бы заметить в своем аппарате сдвиг интерференционных полос почти в 100 раз меньший, он на самом деле не мог констатировать никакого сдвига.

Для того чтобы объяснить это разногласие теории с опытом, были предложены различные гипотезы. Фицжеральд и Лоренц предположили, что все тела имеют свойство изменять свои размеры при движении, а именно укорачиваться в направлении движения в отношении k:

$$k = \sqrt{1 - \left(\frac{q}{c}\right)^2}.$$

Действительно, если мы умножим время t_2 на k, то оба промежутка времени t_2 и t_1 делаются равными, и поворот прибора на 90° ничего не изменит. Лоренц даже пытался объяснить эти укорачивания тел, исходя из электромагнитных свойств тел; напомним читателю, что тот же самый фактор k был введен Лоренцом в уравнения электромагнитного поля для движущихся тел (344, **367**).

Другую гипотезу предложил А. Эйнштейн (теория относительности). По Эйнштейну для тел, находящихся в движении, не только долевые размеры укорачиваются, но и само время изменяется в отношении k. Умножая оба промежутка времени t_2 и t_1 еще на k, получаем для скорости луча относительно движущейся земли:

$$c = \frac{2l}{t},$$

т. е. ту же величину, что и для неподвижного тела. В этом и заключается основная гипотеза так называемого *принципа относительности* Эйнштейна. Впрочем теория Эйнштейна не входит в рамки этой книги.

II. ЛУЧИ РЕНТГЕНА

663. Открытие Рентгена. — В 1895 г. Рентген (W. C. Röntgen) сделал великое открытие, составившее новую эпоху в развитии наших знаний природы. Рентген заметил, что из круксовой трубки (стр. 404, рис. 418, **426**) исходят особые, невидимые глазом, но возбуждающие люминесценцию, лучи. При ближайшем исследовании оказалось, что лучи эти исходят из тех мест трубки, куда ударяются катодные лучи. Таким образом лучи Рентгена, или, как он их назвал, *X*-лучи, можно получить из стекла трубки и из всякого другого тела, поставленного на пути катодных лучей, но в особенности пригодными для этой цели оказались *тяжелые* металлы, как например платина, вольфрам и т. п.

Лучи Рентгена легко проходят сквозь стекло трубки, чем они существенно отличаются от катодных лучей. Кроме того они не отклоняются ни электрическим, ни магнитным полем и не несут с собою никакого заряда.

Газы под действием *X*-лучей делаются электропроводными, и если направить эти лучи на электроскоп, то он тотчас же разряжается вследствие электропроводности окружающего его воздуха.

Лучи Рентгена имеют свойство вызывать свечение, или *люминесценцию*, в различных телах подобно ультрафиолетовому свету. Картон или экран, на котором нанесен слой кристалликов двойной цианистой соли бария и платины и который раньше употреблялся для опытов люминесценции под действием ультрафиолетовых лучей, испускает из себя желтовато-зеленоватый свет и под действием лучей Рентгена. При помощи такого экрана Рентген и сделал свое открытие. Однако в отличие от ультрафиолетового света лучи Рентгена проходят сквозь картон почти без всякого поглощения. Мы можем даже при наблюдении люминесценции ставить экран картоном к трубке, а поверхностью, покрытою кристаллами соли,—к себе. Если между трубкой и экраном поместить

какое-либо тело, то оно задержит часть лучей, и в тех местах экрана, куда попадает менее лучей, люминесценция будет слабее; иными словами, мы увидим на экране более или менее сильную тень от помещенного за экраном предмета.

Наконец *X*-лучи, подобно обыкновенным световым и невидимым ультрафиолетовым лучам, действуют на фотографическую пластинку. Поэтому люминесцирующий экран можно заменить фотографической пластинкой и таким образом зафиксировать явление, наблюдаемое на экране. Мы можем при этом завернуть пластинку в бумагу или даже заключить ее в деревянную кассетку и фотографировать при дневном свете, потому что дневной свет не может проникнуть сквозь дерево или бумагу, между тем как для рентгеновых лучей они легко проницаемы.

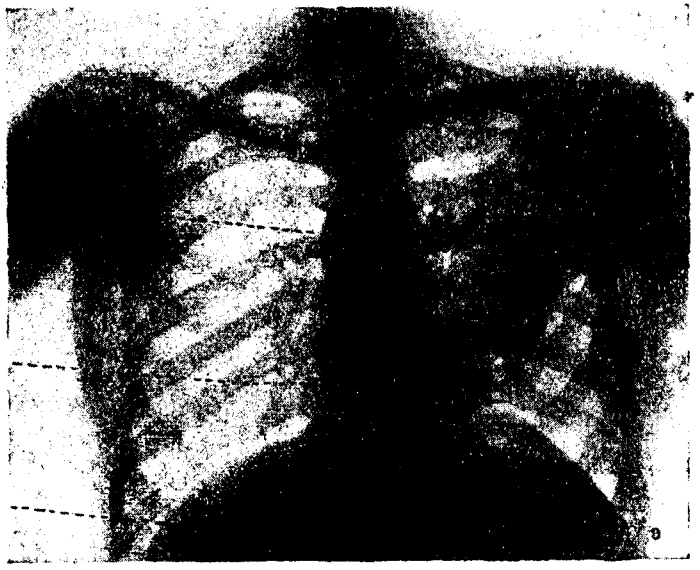


Рис. 702. Рентгенограмма грудной клетки.

Впрочем, из различных рентгеновых трубок при различных условиях выходят лучи несколько различного свойства. Те лучи, которые сравнительно сильно задерживаются или поглощаются телами, называются *мягкими* лучами; наоборот, лучи, способные глубже проникать в тело без особенно сильного поглощения, называются *жесткими* лучами.

Опыт показывает, что вообще тела тем больше задерживают *X*-лучи, чем больше их плотность. Наименее проницаемым для рентгеновых лучей телом из металлов оказывается свинец, наиболее проницаемым металлом — алюминий. Алюминий даже более проницаем, чем стекло. Если в алюминиевой пластинке сделать отверстие и закрыть его стеклом, то при обыкновенном свете мы увидим прозрачное окошечко в непрозрачной пластинке, между тем как при рентгеновых лучах мы увидим на экране обратное явление: черную тень от стеклянного окошечка на сравнительно светлом фоне.

Кости менее пропускают рентгеновы лучи, чем мускулы и кожа, и это дало Рентгену возможность впервые наблюдать скелет *живого* человека сквозь его внешний покров. Как известно, в настоящее время исследование человеческого тела рентгеновыми лучами оказывает неоценимые услуги медицине (рис. 702).

Лучи Рентгена производят сильные физиологические действия. С одной стороны, это дало возможность применить их к лечению разного рода болезней, а с другой, — это заставляет экспериментатора быть осторожным с ними. Конечно лучи могут оказать свое действие лишь там, где они поглощаются: мягкие лучи вызывают болезненные воспаления кожи, выпадение волос и т. п., жесткие лучи могут вызвать аналогичные процессы в глубине тела. Заметим, что воспалительный процесс делается ощутительным не сразу, а только по истечении некоторого времени после действия лучей. Поэтому экспериментатор должен быть при сильных лучах особенно осторожен и ограждать себя свинцовыми ширмами или на-

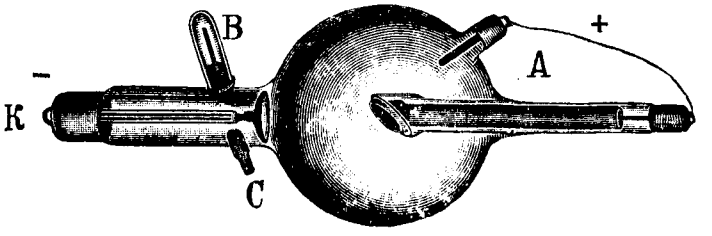


Рис. 703. Трубка Рентгена.

девать ткани, пропитанные свинцовыми солями. Для ограждения глаз при наблюдении рентгенового экрана на экран кладут толстое, содержащее свинцовые соли, стекло или надевают соответственные очки.

664. Трубки Рентгена. — Так называемые рентгеновы трубки, служащие для получения *X*-лучей, имеют обыкновенно следующий вид (рис. 703). В стеклянном сосуде шарообразной формы впаяны электроды *A* и *K*, и из сосуда выкачан воздух. При пропускании тока по направлению *AK* из вогнутого катода *K* выходят катодные лучи и концентрируются на платиновой пластинке (так называемый *антикатод*), которая поставлена против катода под некоторым углом к падающим на нее катодным лучам. Из антикатода и выходят лучи Рентгена, распространяясь во все стороны, но главным образом перпендикулярно к антикатоду. Положение анода *A* в трубке не имеет большого значения.

Антикатод рентгеновой трубки обыкновенно соединяют с анодом, для того чтобы накопляющееся на антикатоде отрицательное электричество могло свободно уходить к аноду.

Если трубка предназначена для рассматривания предметов или для получения фотографических снимков, то стараются устроить катод так, чтобы сконцентрировать катодные лучи на антикатоде по возможности в одну точку. При источнике *в виде точки* тени на экране и на фотографической пластинке очерчиваются более резко, чем в том случае, если источником служит целая поверхность; это известно и из оптики. Чтобы

увеличить резкость, можно делать снимки на более далеком расстоянии от антикатода: но тогда и действие лучей будет соответственным образом ослаблено. Если труба предназначена для лечебных целей, то концентрация катодных лучей на антикатоде большею частью бывает излишней.

Иногда при долговременной работе, а в особенности при концентрированных катодных лучах, антикатод сильно раскаляется и начинает испускать из себя поглощенные (окклюдированные) в нем газы. От этого плотность газа в трубке увеличивается, и сила тока при той же разности потенциалов делается больше. Одновременно с этим скорость катодных лучей, вследствие увеличения трения, уменьшается, и лучи Рентгена делаются менее проницающими. Трубка делается, как говорят, более *мягкою*. При мягких трубках мускулы тоже начинают давать сильную тень, и кости не так сильно выделяются.

Во избежание этого при изготовлении трубок и при выкачивании из них воздуха нагревают стекло трубки, накаливают ее электроды электрическими разрядами и вообще принимают всевозможные меры к тому, чтобы освободить их от поглощенных в них газов. Кроме того, чтобы антикатод во время работы не слишком сильно нагревался, устраивают его с охлаждением проточной водой.

При разрядах в трубке замечается еще одно явление: это так называемое *распыление катода*. Опыт показывает, что катод вместе с катодными лучами выбрасывает из себя и частички металла, которые в виде мелкой пыли оседают на стенках трубки. Менее всего распыляется алюминий, более всего платина. Вот почему обыкновенно катод в трубках Рентгена делают из алюминия. Распыление катода зависит также и от свойства оставшегося в трубке газа. Тяжелые газы, как например пары ртути, увеличивают распыление катода; при легких газах распыление оказывается меньше. На этом основании стали наполнять трубки водородом.

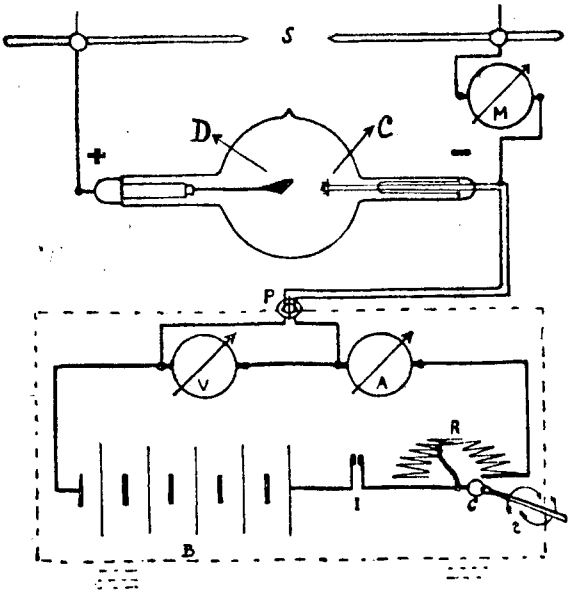
Катодные лучи, попадая на антикатод, вызывают здесь *вторичные* катодные лучи, которые обладают, правда, меньшею скоростью, но и они способны возбуждать люминесценцию; благодаря этим вторичным катодным лучам светится стекло трубки против антикатода и в свою очередь испускает из себя лучи Рентгена. Всякий такой побочный источник рентгеновых лучей будет давать на экране или на фотографической пластинке свои вторичные тени и потому нежелателен. Для того чтобы проконтролировать трубку в этом отношении, проще всего сделать с нее снимок в темноте ее же собственными лучами при помощи свинцовой камеры с небольшим отверстием и конечно без всякого объектива. Подобной камерой можно, как известно, получать снимки и обыкновенными лучами, только для этого необходима, по сравнению с объективной камерой, гораздо более продолжительная экспозиция. На рентгеновом снимке в такой камере у нас получится изображение всех мест трубки (даже ближайших к ней предметов), которые служат источниками лучей Рентгена. Для устранения действия побочных лучей на пластинку употребляют свинцовые диафрагмы, соответственным образом подобранные.

Вторичные катодные луче производят еще и другое действие; благодаря им начинает распыляться антикатод. Но антикатод мы уже не мо-

жем делать из алюминия, потому что алюминий непригоден для получения лучей Рентгена.

Итак, мы видим, что как катод, так и антикатод рентгеновой трубки понемногу распыляются; тонкая металлическая пыль оседает на стенках трубки. Эта пыль обладает свойством поглощать в себе газы и понемногу увеличивает разрежение газа в трубке. Вследствие этого электрическое сопротивление трубки увеличивается, и сила тока уменьшается; лучи Рентгена, при той же разности потенциалов, делаются слабее, и приходится повышать разность их потенциалов. Трубка, как выражаются, делается *более жесткою.*

Для регулировки жесткости трубки были придуманы различные приспособления. На рис. 703 у нас изображена трубка, в которую впаяна небольшая проволочка *B* из металла палладия. Если снять стеклянный колпачок *B* и немного нагреть эту проволочку снаружи, то она начинает испускать из себя в небольшом количестве растворенные в ней газы и таким образом пополняет убыль газа в трубке.



Рис, 704. Схема трубки Кулиджа.

Если не регулировать давление газа в трубке, а для получения сильных лучей увеличить разность потенциалов, то в жестких трубках будут получаться и лучи более жесткие, т. е. обладающие большею проницаемостью. При таких лучах как мускулы, так и кости будут давать на экране лишь слабые тени, и это затруднит рассматривание костей. Но в тех случаях, когда мы желаем наблюдать посторонние предметы внутри костей, например при отыскании пули, жесткие лучи могут оказаться более выгодными. Из этого мы видим, что для различных целей требуются трубки различной жесткости.

665. Трубка Кулиджа. — Значительное усовершенствование трубки Рентгена было сделано почти одновременно Кулиджем в Америке (W. D. Coolidge) (1913) и Лилиенфельдом в Германии (J. E. Lilienfeld). Оба они воспользовались свойством раскаленных металлов испускать из себя электроны. При наличии электронов разряд может происходить в трубке, даже совершенно лишенной газа, насколько это вообще возможно сделать при современных насосах и при современных способах выкачивания воздуха. Все затруднения, которые происходят от присутствия газа в трубке, при этом отпадают. Регулирование жесткости

и интенсивности рентгеновых лучей может быть произведено чисто электрическим путем.

На рис. 704 изображена схема трубки Кулиджа. Здесь C — катод, сделанный из вольфрамовой проволочки, свернутой в виде плоской спирали. Проволочку можно накалить при помощи батареи B с регулирующим сопротивлением R. В цепи этой батареи установлен A — амперметр, V — вольтметр и i — выключатель. Вся эта цепь помещается на изолированном от земли столике и соединена через миллиамперметр M с отрицательным полюсом источника высокого напряжения, например индуктора. Искровой промежуток s сделан на случай слишком больших напряжений, опасных для трубки: в случае перенапряжения разряд произойдет в s и не пробьет трубки.

Испускаемые проволочкой C отрицательные электроны под действием электрического поля приходят в движение, образуя катодные лучи, которые своими ударами возбуждают в антикатоде D лучи Рентгена.

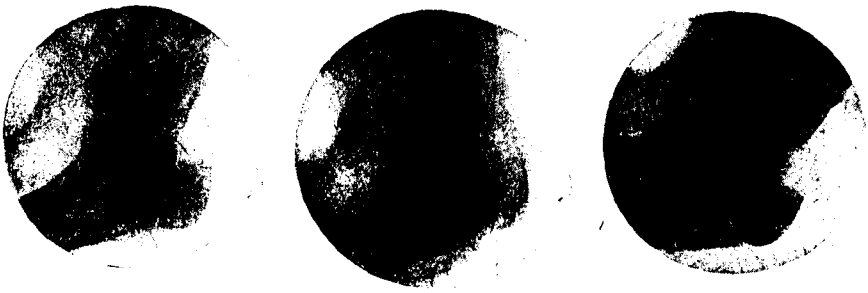


Рис. 705. Снимки колена лучами различной жесткости: *a*) 30 000 вольт, *b*) 50 000 вольт, *c*) 70 000 вольт.

Чем выше температура каления проволочки, тем больше электронов она испускает, и тем *интенсивнее* могут быть получены лучи Рентгена. Чем больше мы сделаем разность потенциалов у электродов трубки, тем больше получится скорость катодных частичек, и тем *жестче* будут лучи Рентгена. Таким образом, регулируя силу тока накаливания и разность потенциалов трубки, мы имеем возможность из одной и той же трубки получать лучи различной жесткости и интенсивности, смотря по надобности.

Так например, на рис. 705 представлены три снимка колена, сделанные одною трубкою Кулиджа лучами одной и той же интенсивности (сила тока в трубке была равна 0,004 ампера), но различной жесткости. Мы видим, что лучи в первом снимке слишком мягки, а в последнем снимке уж слишком жестки, и только средний снимок (50 000 вольт) сделан лучами, наиболее подходящими к снимаемому объекту.

666. Рентгенотехника. — Для получения рентгеновых лучей большею частью необходим ток довольно высокого напряжения, в несколько десятков тысяч вольт. Электростатические машины для этой цели не пригодны, обладая сравнительно малою мощностью. Батареи аккумуляторов для таких больших напряжений становятся неудобными, громоздкими и

требуют тщательного за собою ухода. Поэтому почти во всех рентгеновых установках употребляются индукторы или трансформаторы.

Обыкновенно для этой цели употребляются индукторы, дающие искры от 25 до 50 *см* длины. Впрочем, при выборе индуктора не надо упускать из виду, что *интенсивность* лучей обусловливается *силою тока*, а потому, кроме длины искр, т. е. разности потенциалов, необходимо обеспечить себе возможность получения из вторичной обмотки индуктора тока достаточной силы. Поэтому в последнее время индукторы для рентгеновых лучей стали строить большей мощности, придавая их сердечникам и проволокам их обмоток большое поперечное сечение.

Средняя сила тока в трубках обыкновенно бывает около 5 миллиампер, но для быстрых снимков она может доходить даже до 50 миллиампер. Дессауер производил моментальные снимки в $\frac{1}{500}$ секунды током в 400 миллиампер и более; при этом в первичную обмотку трансформатора пускался ток в 250 ампер, который тотчас же сам собою прерывался плавлением соответственно подобранного предохранителя.

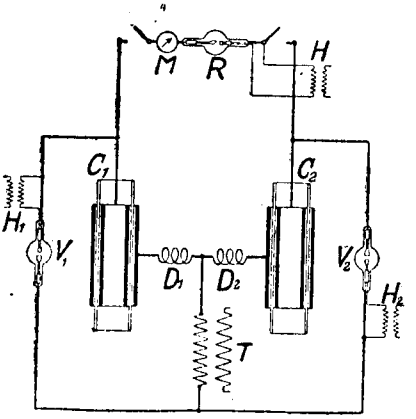


Рис. 706. Схема рентгеновской установки.

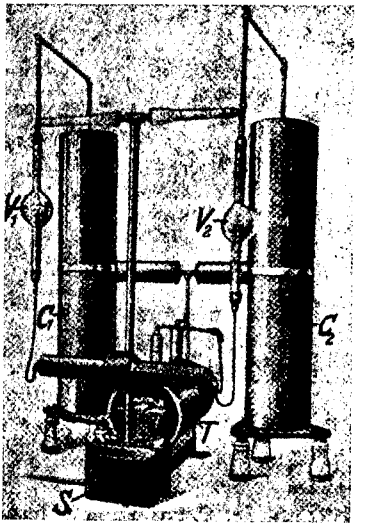


Рис. 707. Внешний вид рентгеновской установки.

Современные трубки Кулиджа устраиваются для разностей потенциалов от 50 000 до 200 000 вольт и для сил токов от 3 до 200 миллиампер.

Мы знаем, что при обыкновенных прерывателях, которые употребляются при индукторах, во вторичной их обмотке получается ток *переменного* направления (309, **330**). Между тем для рентгеновых трубок необходимо, чтобы ток шел только в *одном* направлении и чтобы лучи Рентгена образовались только в специально для этого предназначенном антикатоде. Имея это в виду, стараются использовать для рентгеновых лучей только *ток размыкания* индуктора, который обладает большею разностью потенциалов; ток же замыкания вообще не пускают в трубку,

во избежание распыления антикатода. Этого можно достичь при помощи какого-либо выпрямителя высокого напряжения (516, **550**).

Если имеется переменный ток городской сети, который обыкновенно имеет 50 периодов в секунду и напряжение в 120 или 220 вольт, то можно применять те же индукторы с прерывателями, как и при постоянном токе. Но теперь очень часто в этом случае предпочитают устанавливать *трансформаторы,* функционирование которых происходит гораздо правильнее и надежнее, чем индукторов с прерывателями. Но в трансформаторах сила тока меняется не толчками, как в индукторах, а синусообразно, и здесь опять является вопрос о выпрямлении тока. Выпрямление тока здесь достигается или механически, или при помощи катодных выпрямителей.

На рис. 706 представлена схема современной рентгеновой установки. Здесь T означает трансформатор, питаемый городским переменным током и дающий во вторичной обмотке до 200 000 вольт; V_1 и V_2 — два

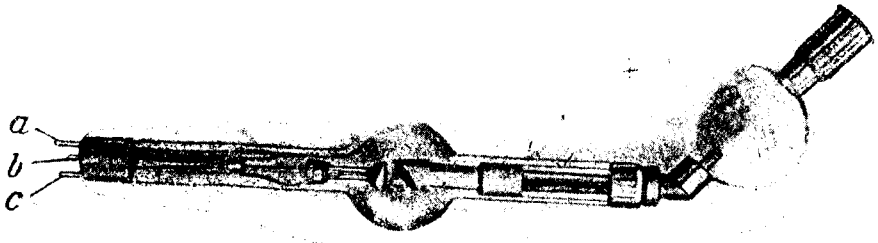


Рис. 708. Внешний вид трубки К у л и д ж а.

катодных выпрямителя, параллельно с которыми включены две емкости C_1 и C_2 и две самоиндукции D_1 и D_2. Внутренние обкладки цилиндрических конденсаторов служат источниками электрического тока для трубки К у л и д ж а R. Конденсаторы служат для того, чтобы по возможности сгладить неровности пульсирующего тока, даваемого выпрямителями (ср. **550**, рис. 537). Емкость величиною в 5 000 *см* достаточна для того, чтобы уменьшить неровности тока до 3,5 %.

Ток, необходимый для нагревания катодов трубки К у л и д ж а и выпрямителей, доставляется трансформаторами H, питаемыми также городским переменным током.

Рис. 707 представляет общий вид такой установки „стабиливольт" фирмы Сименс и Гальске). Высота цилиндрических конденсаторов C около 3 *м*. Кабель S ведет к распределительному столу, у которого стоит управляющий аппаратом.

Рис. 708 изображает трубку К у л и д ж а; справа имеется резервуар с водой для охлаждения антикатода, слева — провода для нагревания катода и для снабжения его током высокого напряжения.

Продолжительность экспозиции фотографической пластинки бывает конечно очень разнообразна: от долей секунды до нескольких минут. Это зависит от интенсивности лучей, от чувствительности пластинки, от проницаемости для данных лучей снимаемого предмета и его расстояния

от трубки. Для уменьшения времени экспозиции употребляются так называемые *усиливающие экраны*. Экраны эти представляют собою тонкую бумагу, пропитанную люминесцирующим под действием X-лучей составом (вольфрамовокислый кальций). Перед экспозицией накладывают такой экран на светочувствительный слой фотографической пластинки, и таким образом к непосредственному фотографическому действию X-лучей прибавляется еще фотографическое действие люминесценции экрана. Усиливающие экраны позволяют сокращать время экспозиции в 10 раз и даже более.

Были попытки делать рентгеновы снимки для кинематографа, для демонстрации биения сердца и т. п.

Если сделать *два* снимка, при двух немного различных положениях трубки относительно снимаемого предмета, то в стереоскопе соответственной конструкции два таких снимка дадут впечатление *рельефа*.

Стереоскоп можно сделать так, чтобы он превратился в *стереометр*, т. е. позволял делать измерения, и тогда два рентгеновых снимка дают возможность определить размеры и точное относительное расположение сфотографированных предметов.

В последнее время X-лучи стали входить в технику при испытании материалов и готовых металлических изделий, для отыскания внутренних неправильностей отливки и т. п. Но кроме всех подобных технических применений, лучи Рентгена приобрели важное научное значение при исследовании молекулярного строения тел и строения атомов.

667. Природа рентгеновых лучей. — Мы видели, что лучи Рентгена по своим свойствам существенно отличаются как от катодных, так и от анодных лучей, не неся с собой никакого заряда. Но, с другой стороны, они не похожи на обыкновенные световые лучи, потому что с ними нельзя получить ни правильного отражения от зеркал, ни преломления в призмах и оптических стеклах (линзах).

Стокс сделал гипотезу, что лучи Рентгена представляют собою очень короткие электромагнитные импульсы, которые возникают при внезапной остановке электронов у антикатода. Ведь катодный луч, или несущаяся катодная частичка, как и всякий электрический ток, образует вокруг себя магнитное поле, а остановка этой частицы равносильна уничтожению этого поля. Внезапное уничтожение магнитного поля должно возбудить в соседних местах электрическое поле, которое в свою очередь возбудит новое магнитное поле, и т. д. (628, **625**), в результате чего мы получим импульсивную волну по схеме (рис. 383, 340, **360**). Чем резче остановка катодной частицы, чем жестче рентгенова трубка, тем короче будет получаться электромагнитный импульс. Таким образом, согласно этой теории, лучи Рентгена по природе своей одинаковы с обыкновенным светом, только длина волны их очень коротка, короче, чем длина волн ультрафиолетового света.

Теория Стокса хорошо согласуется с тем обстоятельством, что лучи Рентгена, подобно ультрафиолетовым лучам, невидимы глазом, но действуют на фотографическую пластинку и вызывают люминесценцию.

Отсутствие правильного отражения от зеркал объясняется тем, что для рентгеновых лучей с их короткими волнами гладкие в обычном смысле зеркала являются, по сравнению с длиною их волны, уже шероховатыми,

и, вместо правильного отражения, мы должны получать неправильное разбрасывание лучей во все стороны, подобно *диффузному* отражению света от матовой бумаги. Правильное зеркальное отражение вместо диффузного мы можем ожидать только в том случае, если отражающие частички (молекулы или атомы) распределены параллельными плоскостями, как например в кристаллах.

Что касается преломления лучей, то по теории дисперсии Гельмгольца (665, **655**) коэфициент преломления всех веществ с уменьшением длины волны должен приближаться к единице, чем и объясняется отсутствие заметного преломления лучей Рентгена.

668. Поляризация *X*-лучей. — Упомянутое выше разбрасывание, или диффузия, *X*-лучей происходит не только на поверхности тел, но и внутри их. Благодаря своей малой длине волны *X*-лучи разбрасываются отдельными атомами подобно тому, как световые лучи разбрасываются частицами, взвешенными в мутной жидкости, или пылинками в воздухе.

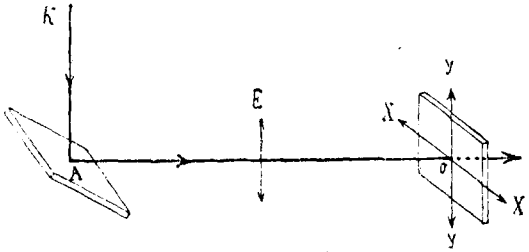


Рис. 709.

Из оптики известно, что при таком диффузном разбрасывании лучей можно обнаружить их *поляризацию*, если эти лучи вообще способны поляризоваться, т. е. представляют собою поперечные, а не продольные колебания. Это обстоятельство дало повод Баркла (C. G. Barcla) произвести аналогичный опыт с лучами Рентгена.

Представим себе, что по линии *KA* (рис. 709) движутся электроны и внезапно останавливаются антикатодом *A*. Из антикатода во все стороны идут лучи Рентгена; некоторые из них идут по направлению *AO* и встречают на своем пути тело *O*, молекулы которого разбрасывают их диффузно. Однако диффузия этих лучей от тела *O* не будет происходить во все стороны одинаково. Действительно, при остановке катодных частиц у антикатода магнитное поле их было расположено вокруг линии тока *KA*, а потому возбужденное этим полем электрическое поле *E* должно образоваться параллельно *KA*. Отсюда мы видим, что луч *AO* должен быть поляризованным и плоскость его электрических колебаний будет *KAO*. При разбрасывании лучей направление электрических колебаний не изменится, а будет оставаться параллельным оси *YY*. Но мы знаем, что электромагнитные волны *поперечны* и не могут распространяться *вдоль* по электрическим колебаниям, а только перпендикулярно к ним (ср. рис. 651–654, **625**). Поэтому, если мы будем исследовать лучи, разбрасываемые телом *O*, то найдем, что по направлению *YY* почти нет никакого разбрасывания, а по направлениям, перпендикулярным к этому,—разбрасывание наибольшее. Это именно и было подтверждено опытами Баркла. Но если лучи Рентгена способны *поляризоваться*, то они представляют собою *поперечные* электромагнитные волны.

669. Характеристические и вторичные лучи. — К сказанному в предыдущем параграфе необходимо однако добавить следующее. Для того

чтобы в опыте Баркла по направлению *YY* не было никаких лучей, т. е. для того, чтобы луч *AO* был *вполне* поляризован, как того требует теория Стокса, оказывается необходимым исполнение некоторых добавочных условий. Дело в том, что при очень больших разностях потенциалов в трубке, т. е. при большой скорости электронов катодного луча, кроме импульсивной волны Стокса, испускаемой останавливающимися электронами, в антикатоде возникают еще лучи, испускаемые атомами того тела, из которого сделан антикатод. Свойства этих лучей зависят от материала антикатода, а не от быстроты остановки электронов, а потому лучи эти получили название *характеристических* лучей. Характеристические лучи аналогичны по своему происхождению тем видимым световым лучам, которые получаются например в стекле трубки под влиянием бомбардировки стекла катодными лучами. Направление колебаний в характеристических лучах не связано непосредственно с направлением движения возбуждающих их катодных частичек, а потому характеристические лучи *не поляризованы*. В опыте Баркла появление характеристических лучей будет несколько затемнять явление полной поляризации луча, а потому для этого опыта нужно применять разность потенциалов в рентгеновой трубке возможно меньшую.

Далее, когда лучи Рентгена попадают на какое-либо тело, как например тело *O* в опыте Баркла, то кроме явления диффузии, наблюдается еще появление вторичных *X*-лучей, характеристических для данного тела *O*. Это явление напоминает собою явление люминесценции под влиянием обыкновенных видимых лучей и под действием ультрафиолетовых лучей. Мы уже указали раньше, что под действием *X*-лучей экран, покрытый кристалликами цианистой соли бария и платины, светится желто-зеленым и следовательно видимым светом; точно так же лучи Рентгена способны возбуждать и ультрафиолетовую люминесценцию, а также и люминесценцию вторичными *X*-лучами.

Опыт показывает, что при всех подобных явлениях люминесценции можно применять общее правило Стокса, по которому длина волн первичных лучей должна быть непременно *меньше*, чем длина волн тех характеристических вторичных лучей, которые мы желаем возбудить в данном теле. Если какое-либо тело способно люминесцировать желто-зелеными лучами, то для возбуждения этой люминесценции красные лучи непригодны, а необходимы лучи фиолетовые, ультрафиолетовые или лучи Рентгена. Точно так же для возбуждения характеристических *X*-лучей пригодны только *X*-лучи более короткой длины волны, т. е. *более жесткие,* чем возбуждаемые лучи. Опыты Баркла показали, что если применять для диффузии *X*-лучей тело *O* из угля, парафина или бумаги, то заметных вторичных лучей в них не получается, и явление поляризации первичных лучей выступает яснее.

В заключение прибавим еще, что под действием *X*-лучей, кроме вторичных *X*-лучей, в теле возникают также и *катодные лучи*. Это явление имеет тоже свою аналогию и в видимом свете: под влиянием света некоторые тела теряют отрицательный заряд, т. е. испускают электроны, или катодные лучи (см. о фотоэлектричестве, 411, 433).

Полное выяснение всех этих довольно сложных явлений оказалось возможным только тогда, когда был найден способ определять *длину волны* рентгеновых лучей.

670. Открытие Лауэ. — Долгое время не удавалось определить длину волны лучей Рентгена. Опыты Гага и Винда (Haga, Wind, 1903) с узкою клинообразною щелью обнаружили, правда, признаки дифракции X-лучей, но они позволили только оценить приблизительно длину волны в $4 \cdot 10^{-9}$ *см*, т. е. приблизительно в 10 000 раз меньше длины волновидного света. Понятно, что для измерения электромагнитных волн такой малой длины все наши обычные способы интерференции и дифракции являются непригодными, потому что все эти способы требуют изготовления частых решеток, расстояние между отдельными штрихами которых должно быть не особенно велико по сравнению с длиною измеряемой волны. Обычные дифракционные решетки имеют расстояние между штрихами около микрона, т. е. $1\ \mu = 10^{-4}$ *см*, что при рентгеновых лучах является слишком большим и дало бы ничтожный угол отклонения лучей при дифракции. Но физику Лауэ (M. v. Laue, 1913) пришла в голову мысль воспользоваться для этой цели не искусственными, а теми естественными решетками, какие представляют собою все кристаллы. Еще в 1850 г. Бравэ (Bravais) предложил теорию, по которой молекулы в каждом кристалле расположены правильными рядами, образуя параллелограммы и параллелепипеды, грани которых отстоят друг от друга приблизительно на расстоянии около 10^{-8} *см*. Дифракционные явления в подобных так называемых *пространственных решетках* немного сложнее, чем в *плоских* решетках, употребляемых в оптике; тем не менее, как показал Лауэ, и эти явления вполне поддаются подсчету. Расстояния между элементами кристаллической решетки в 10^{-8} *см* являются подходящими для измерения волн длиною около 10^{-9} *см*.

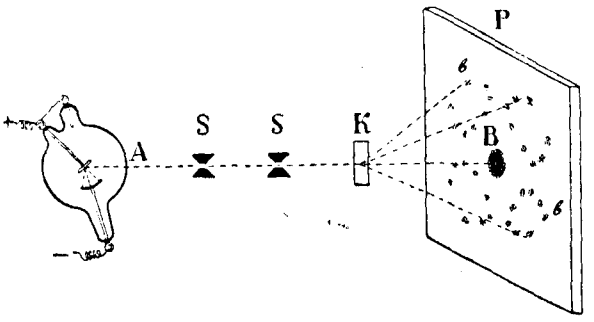


Рис. 710. Опыт Лауэ.

На рисунке 710 у нас показано схематически расположение опыта Лауэ. Здесь AB — направление луча Рентгена, выходящего из антикатода и ограниченного диафрагмами S, S. На пути луча поставлен кристалл цинковой обманки K и фотографическая пластинка P. После довольно долгой экспозиции и последующего проявления на пластинке P, кроме центрального пятна B, соответствующего неотклоненным лучам, оказалась еще целая система симметрично расположенных пятен b, b..., как того и требовала теория Лауэ. На основании приблизительно известного расстояния между молекулами в кристалле и на основании расстояний между пятнами Лауэ удалось определить и длину волны лучей Рентгена.

Мы не будем входить здесь в подробности теории Лауэ, потому что в настоящее время метод Лауэ употребляется на практике в несколько измененном виде, и это позволяет изложить теорию дифракции *X*-лучей в кристаллах в более простой форме.

Проведем через молекулы какого-либо кристалла целую систему параллельных плоскостей (рис. 711), *MON*, *MPN* и т. д.; эти плоскости кроме того будут и на одинаковых расстояниях друг от друга. В каждой из этих плоскостей молекулы будут распределены правильными рядами и тоже на одинаковых расстояниях друг от друга. Лучи Рентгена, попадая на молекулы одной и той же плоскости, будут разбрасываться ими во все стороны. Однако только те лучи будут после отражения с одинаковыми фазами и, складываясь вместе, дадут наибольшую энергию, которые соответствуют *правильному* зеркальному отражению от плоскости *MON*. Это легко уяснить себе на основании того, что нами было ска-

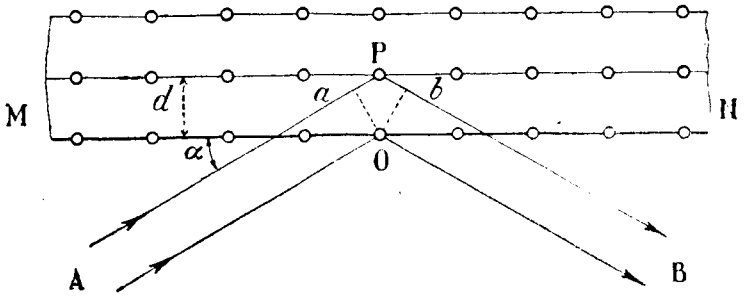


Рис. 711. Интерференция *X*-лучей.

зано на стр. 633 (рис. 657, **630**). Для падающего луча *AO* мы таким образом получим отраженный луч по направлению *OB*, причем угол отражения будет равен углу падения.

Тем не менее между обычным отражением света от зеркала и отражением *X*-лучей от плоскости *MON* имеется та существенная разница, что лучи Рентгена не отражаются целиком от этой плоскости, а только небольшой своей частью; бóльшая часть их проникает внутрь кристалла, встречает там вторую совершенно такую же плоскость *MPN*, на которой тоже расположены молекулы и которая тоже отражает часть попавших на нее лучей. Затем лучи встречают третью плоскость и т. д. Отраженные от этой системы плоскостей лучи при сложении не всегда будут усиливать друг друга, потому что фазы у них после отражения будут неодинаковы. При разности фаз в 180° они могут даже взаимно *уничтожаться*, и мы совсем не получим отраженного луча.

Рассмотрим действительно, что получается при отражении от двух соседних плоскостей на рис. 711. Если даже лучи *AO* и *AP* до отражения были одинаковых фаз, тем не менее после отражения луч *PB*, отражающийся от более далекой плоскости, *отстанет* от луча *OB*, отраженного от первой плоскости, на длину *aPb*, где *Oa* и *Ob* взяты перпендикулярно к направлениям соответствующих лучей. Из чертежа

видно, что если через d обозначить расстояние между плоскостями, а через α — угол, образуемый направлением луча с плоскостью MON, то

$$aPb = 2d \sin \alpha.$$

Лучи, отставшие друг от друга, будут, вообще говоря, разных фаз; только в том случае, если длина aPb будет равна *целому* числу волн, фазы опять будут одинаковы. В этом случае оба луча вместе дадут отражение от двух плоскостей кристалла вдвое более сильное, чем от одной плоскости. Так как все дальнейшие плоскости параллельны плоскости MON и находятся друг от друга на тех же расстояниях d, то и для них мы получим те же условия отражения. Поэтому мы можем вообще для всей системы параллельных плоскостей, проведенных через молекулы кристалла, написать условие интенсивного отражения в виде уравнения:

$$2d \sin \alpha = n\lambda,$$

где n — целое число, а λ — длина волны X-лучей.

При всех углах падения, которые не удовлетворяют этому условию, отражение будет *диффузное* и чрезвычайно *слабое*.

671. Спектрограф для X-лучей.—Представим себе теперь, что кристалл K установлен на оси цилиндра PP (рис. 712) и мы медленно вращаем кристалл вокруг этой оси. Если бы из щели SS выходили лучи света и вместо кристалла мы имели обыкновенное зеркало, то при всяком положении зеркала K относительно луча у нас получился бы отраженный луч Ka или Kb. На фотографической пленке, натянутой по внутренней поверхности цилиндра, при вращении зеркала K у нас получилось бы во всех точках a, b и т. д. почернение. Но так как мы здесь имеем дело с лучами Рентгена, которые отражаются не только от поверхностных, но и внутренних плоскостей кристалла, то на фотографической пленке у нас получится почернение не по всей окружности цилиндра, а только там, где удовлетворяется вышенаписанное условие.

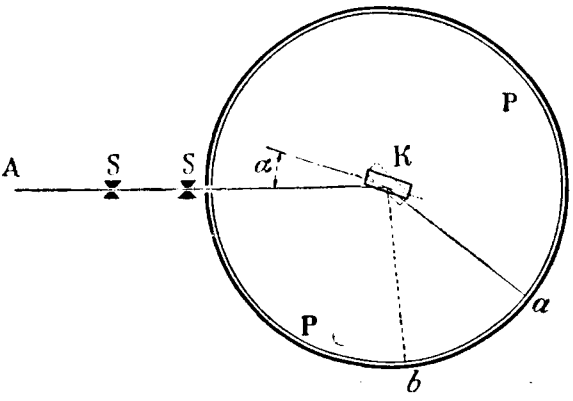


Рис. 712. Рентгеноспектрограф.

Что касается величины n, то очевидно $n = 1$ будет соответствовать *наименьшему* углу α, при котором уже наблюдается отражение. Волны различной длины λ будут иметь *различные* наименьшие углы отражения, и условие:

$$2d \sin \alpha = \lambda$$

даст нам на пленке целый *спектр*, аналогичный тому спектру, который наблюдается в *спектрограммах* видимого света, снимаемых при помощи дифракционных решеток.

Аналогия эта простирается еще далее. На другом месте фотографической пленки при бо́льших углах отражения, положим около b (рис. 712), мы получим опять отражение для *тех же длин волн*, но удовлетворяющих условию $n = 2$, т. е.

$$2d \sin \alpha = 2\lambda.$$

Этот так называемый *вторичный* спектр тех же лучей будет приблизительно вдвое более растянутый, чем первичный, и будет более слабый. Для $n = 3$ у нас получится третичный спектр и т. д.

Если расстояние d для выбранного нами кристалла точно известно, то на основании полученных спектрограмм мы можем с такою же точностью определить и длину волн исследуемых рентгеновых спектров.

Вместо того чтобы вращать кристалл, мы могли бы взять кристаллический порошок и поместить его в центре вышеописанного цилиндра. Так как в порошке ориентировка отдельных кристалликов была бы по всевозможным направлениям, то для некоторых из них оказалось бы выполненным и вышеописанное условие интенсивного отражения, и мы получили бы ту же самую спектрограмму, как и при вращающемся кристалле. Такое именно расположение опыта было предложено и осуществлено Дебаем и Шерером, и это дало им возможность исследовать кристаллическое строение и таких тел, которые не встречаются в виде кристаллов большой величины, а представляют собою только систему мелких кристалликов, соединенных вместе в беспорядке.

672. Строение кристаллов. — Из вышеприведенной формулы отражения X-лучей мы видим, что способ Лауэ дает нам только *отношение* между величинами d и λ, и надо знать одну из этих величин, чтобы определить другую. Для определения длины волн X-лучей надо иметь хотя бы один кристалл, для которого d известно в точности. Но для того чтобы определить точное расстояние между плоскостями в кристалле, необходимо знать расположение молекул или атомов в нем, а расположение атомов может быть, вообще говоря, очень разнообразно. Кроме того, как мы сейчас увидим, через молекулы одного и того же кристалла можно провести *несколько* систем параллельных плоскостей, и для каждой из этих систем расстояние d будет другое.

Выяснением всех этих вопросов для большого числа кристаллических тел мы обязаны английским ученым У. Брэггу и Л. Брэггу (отец и сын) (W. H. Bragg, W. L. Bragg, 1913). Брэгги воспользовались для этой цели тем обстоятельством, что отражение от плоскостей, состоящих из *различных* атомов, должно быть разное и притом тем большее, чем заключающиеся в них атомы тяжелее. Для того чтобы дать некоторое понятие о том, как поступали Брэгги при выяснении расположения атомов в кристаллах, мы разберем здесь один простейший случай кристалла хлористого натрия, т. е. каменной соли.

Известно, что кристаллы каменной соли представляют собой *кубическую* систему и должны состоять из *равного* количества атомов хлора и натрия — NaCl. Если расположение этих атомов таково, что в каменной соли можно провести параллельные отражающие плоскости только через атомы хлора или только через атомы натрия, то первая система плоскостей даст более сильное отражение, чем вторая, потому что атомный вес

хлора Cl = 35,5, а атомный вес натрия Na = 23. Изучая спектрограммы каменной соли при различных положениях кристалла, но при одной и той же длине волны рентгеновых лучей, Брэгги пришли к заключению, что все плоскости, параллельные *граням* кубика соли (рис. 713), и все плоскости, проведенные через *ребра* кубика (рис. 714), обладают одним и тем же отражением и следовательно должны состоять из атомов *хлора*

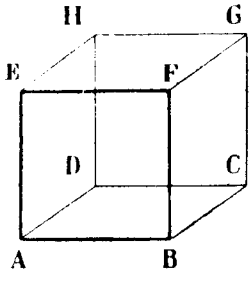


Рис. 713.

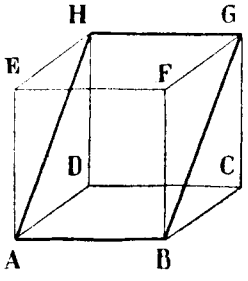


Рис. 714.

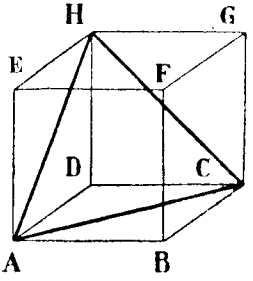


Рис. 715.

и натрия вместе. Нечто иное получается для плоскостей, *отсекающих углы* кубика (рис. 715); эта система оказалась двойною, состоящею попеременно только из атомов хлора или только из атомов натрия. Выделить эти три системы плоскостей по спектрограмме можно было потому, что для них расстояние d различное, а именно оказалось, что эти расстояния для трех вышеуказанных систем плоскостей относятся так:

$$1:0{,}71:0{,}58.$$

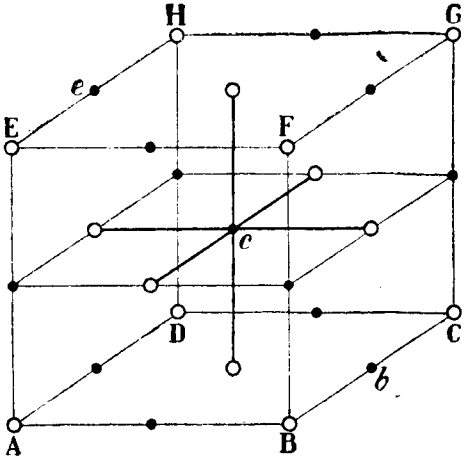


Рис. 716. Строение каменной соли.

На основании этих данных Брэгги пришли к заключению, что из всех возможных кубических расположений атомов хлора и натрия этим условием удовлетворяет только одно, которое изображено у нас на рис. 716. Здесь атомы хлора и натрия изображены черными и белыми кружками. Все атомы натрия образуют собою систему кубиков, атомы которых расположены по углам и в центрах их граней; совершенно такую же систему образуют и атомы хлора. Обе эти системы расположены друг относительно друга так, что около каждого атома хлора симметрично и на равных расстояних расположены 6 атомов натрия (рис. 716); точно так же вокруг каждого атома натрия приходится на таких же одинаковых расстояниях 6 атомов хлора.

Через эту систему мы можем провести три системы параллельных плоскостей: во-первых, плоскости, параллельные граням кубиков (ср. рис. 713);

назовем их расстояния друг от друга через d. Эти плоскости будут проходить и через атомы хлора и через атомы натрия.

Во-вторых, плоскости, параллельные сечению кубиков $ABGH$ и аналогичным сечениям, проведенным через одно из ребер кубика (ср. рис. 714). Эти плоскости опять будут содержать атомы хлора и натрия в одинаковом количестве.

Наконец, в-третьих, можно проводить плоскости, отсекая углы кубика, например плоскости ACH (ср. рис. 715) и параллельную ей плоскость ecb, проведенную через центр нашего кубика. Из этих плоскостей, как мы видим, ACH содержит только атомы натрия, плоскость ecb содержит только атомы хлора, следующая за ними параллельная плоскость будет содержать опять только атомы натрия, и так далее.

Нетрудно сообразить, что расстояния плоскостей в этих трех системах будут относиться друг к другу, как:

$$1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{3}} = 1 : 0{,}71 : 0{,}58.$$

Все это как раз соответствует тому, что нашли Брэгги в своих диаграммах, а потому мы должны принять схему рис. 716 для кристаллов каменной соли, как соответствующую действительности.

Выяснив расположение атомов в кристалле, мы можем приступить и к определению самой величины d.

Из рисунка 716 мы прямо видим, что каждый из атомов хлора или натрия занимает объем d^3; следовательно каждая молекула хлористого натрия занимает в каменной соли объем $2d^3$.

Удельный вес каменной соли известен и равен $\delta = 2{,}164$, а вес *каждой молекулы* хлористого натрия равен произведению из объема на удельный вес:

$$m = 2d^3 \cdot \delta \text{ г}.$$

В грамм-молекуле хлористаго натрия $23{,}0 + 35{,}5 = 58{,}5$ г, и в ней заключается $60{,}6 \cdot 10^{22}$ молекул (355, 374); следовательно вес одной молекулы хлористого натрия равен:

$$m = \frac{58{,}5}{60{,}6 \cdot 10^{22}} = 0{,}97 \cdot 10^{-22} \text{ г}.$$

Приравнивая оба полученных выражения для веса молекулы, получаем:

$$d = 2{,}814 \cdot 10^{-8}.$$

Эта величина положена в настоящее время в основу измерения *всех* длин волн лучей Рентгена.

Аналогичным способом Брэггам, а затем и другим ученым, удалось определить расстояния и взаимное расположение атомов и в целом ряде других кристаллов. Один из наиболее интересных результатов получился для кристаллов углерода: алмаза и графита. Оказалось, что в алмазе каждый атом углерода окружен симметрично расположенными около него четырьмя

такими же атомами углерода, образующими правильный тетраэдр (рис. 717), как это и соответствует представлению химиков о четырехатомности углерода и о строении так называемых алифатических соединений углерода. Напротив, в графите расположение атомов углерода оказалось несимметричным (рис. 718), причем шесть соседних атомов образуют правильный шестиугольник, подобно химическому строению бензола и других ароматических соединений. Таким образом анализ строения кристаллов при помощи лучей Рентгена дал возможность *непосредственным измерением* подтвердить предположения химиков.

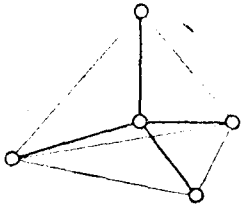


Рис. 717. Строение алмаза.

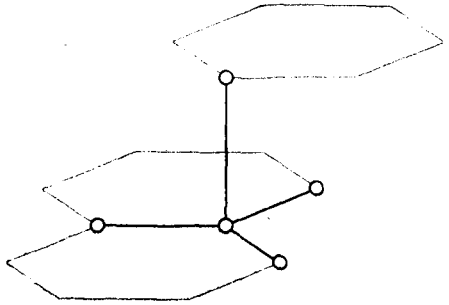


Рис. 718. Строение графита.

673. Спектры *X*-лучей.— Исследование спектрограмм *X*-лучей, получаемых при различных условиях из рентгеновых трубок, дало следующие результаты.

При небольших разностях потенциалов в трубке спектры *X*-лучей получаются *сплошные*, как это изображено на рисунке 719, где по горизонтальному направлению отложены длины волн, а по вертикальному — их энергия. Для каждой разности потенциалов от 20 до 50 киловольт у нас изображена особая кривая распределения энергии в спектре волн. Чем бо́льше разность потенциалов, тем сильнее спектр и тем с *меньших* длин волн он начинается. Это вполне соответствует теории Стокса, потому что бо́льшие разности потенциалов производят и бо́льшие скорости электронов, а это в свою очередь обусловливает более резкую их остановку у антикатода и короткую импульсивную волну. Что спектры получаются сплошные, — объясняется тем, что импульсивная волна Стокса не есть синусообразное колебание определенного периода, но может быть разложена по теореме Фурье на целую систему волн, образующих сплошной спектр. Каждый из сплошных спектров на рис. 719 резко обрывается со стороны коротких волн. При этом наблюдается сле-

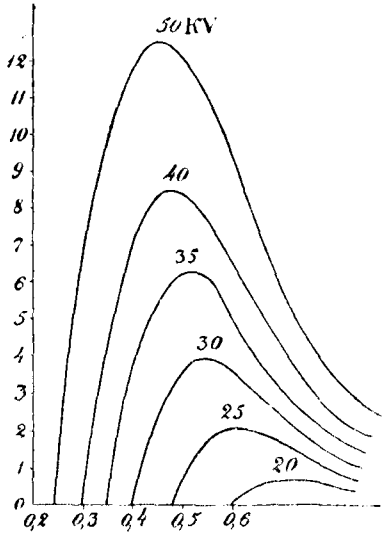


Рис. 719. Сплошной рентгеновский спектр.

дующая закономерность: произведение из *наименьшей* длины волны на соответствующую разность потенциалов для данного спектра оказывается для всех спектров постоянным. Действительно:

$$20 \cdot 0{,}60 = 40 \cdot 0{,}30 = 50 \cdot 0{,}24.$$

Эту закономерность теория Стокса оставляет необъясненной, и мы вернемся к ней, когда будем излагать *теорию квантов*.

Кроме сплошного спектра *X*-лучей при больших разностях потенциалов возникают еще спектры линейчатые, как это видно у нас на рис. 720, где изображен спектр того же вольфрамового антикатода при разности потенциалов в 100 000 вольт. Этот спектр налагается на сплошной спектр стоксова импульса и состоит из резко выделяющихся линий α и β. Вторичный спектр тех же линий появился в α_1 и β_1. Эти линии и представляют

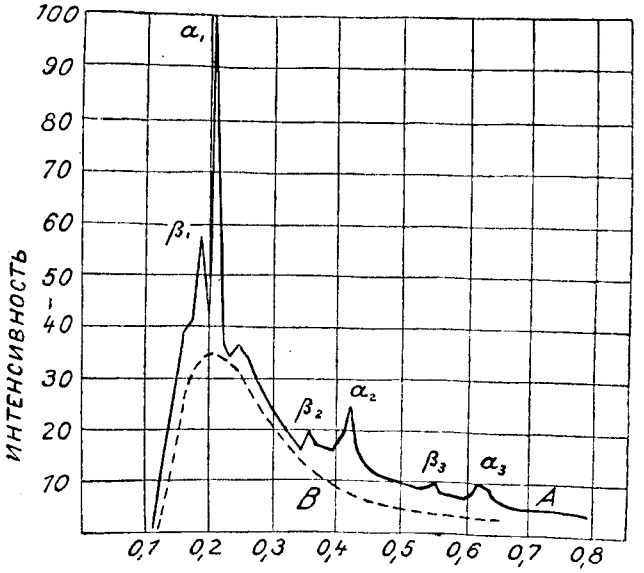


Рис. 720. Линейчатый рентгеновский спектр.

собою то, что мы выше называли *характеристическими* лучами данного материала, т. е. вольфрама.

Характеристические *X*-лучи были открыты впервые Баркла (C. G. Barcla, 1906) еще задолго до того времени, когда появилась возможность измерять длину волн их. Изучая абсорбцию *X*-лучей в алюминиевых пластинках, Баркла сумел даже различить два сорта лучей: более жесткие, которые он назвал *K*-лучами, и более мягкие, которые он назвал *L*-лучами. В настоящее время различают *K*-, *L*-, *M*-, *N*- лучи и т. п., причем каждый сорт этих лучей состоит из нескольких длин волн, образующих так называемую *спектральную серию*. Одно и то же тело может испускать одновременно несколько таких серий, которые значительно отличаются друг от друга по жесткости; это означает, что в спектрах этих лучей каждая серия отделена довольно большим промежутком от соседней серии,

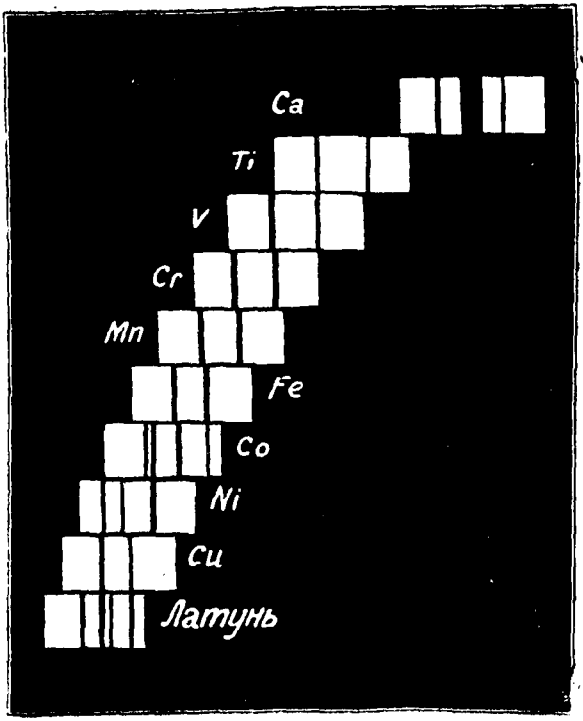


Рис. 721. Характеристические спектры металлов.

между тем как в видимом спектре очень часто серии спектральных линий налагаются друг на друга и смешиваются. Если мы обратим внимание на одну какую-либо серию, например *K*-лучи, то увидим, что *K*-лучи получаются тем жестче, чем больше атомный вес лучеиспускающего тела.

Первое систематическое исследование спектров характеристических *X*-лучей было сделано английским физиком Мозелеем (H. G. J. Moseley, 1913). На рисунках 721, 722 представлены полученные им спектрограммы *K*-лучей. Металлы, которые Мозелей употреблял как антикатоды в рентгеновой трубке, расположены здесь по возрастающим атомным весам, начиная от кальция и кончая медью и сплавом меди и цинка, т. е. латунью; при этом спектрограммы каждого из металлов расположены тем правее, чем больше длина волн изображенных на них линий. На основании своих опытов Мозелей пришел к следующим заключениям.

Во-первых, характеристический спектр *X*-лучей определяется *атомными* свойствами тел, потому что сплавы (например латунь) и химические соединения дают спектры составляющих их атомов.

Во-вторых, жесткость, или длина волн определенной серии, например *K*-лучей, определяется более непосредственно не атомным весом, а *порядковым номером* данного элемента, как он поставлен в менделеевской таблице

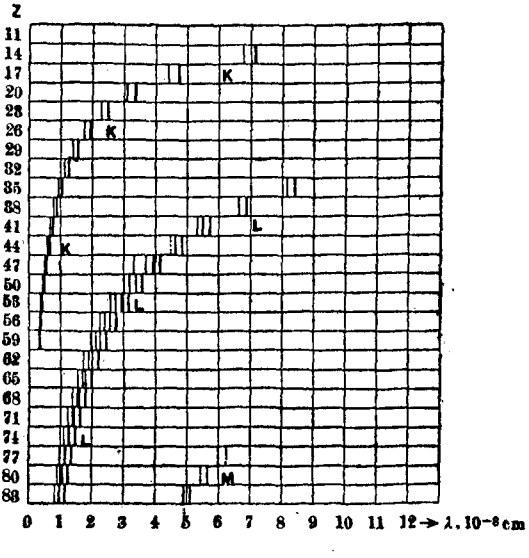


Рис. 722.

химических элементов (см. в последней главе этой книги). Это мы можем заметить и на приведенных нами спектрограммах Мозелея, где никель стоит после кобальта: хотя атомный вес никеля меньше, чем кобальта, но порядковый номер его больше.

Наконец Мозелей показал, что между частотою колебаний ν серии X-лучей и порядковым номером z данного элемента существует количественное соотношение:

$$\nu = 3{,}29 \cdot 10^{15} \cdot (z - s)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right).$$

Эта формула вполне аналогична тем формулам, которые были установлены Бальмером и Рюдбергом для *видимых* спектров тел, только для X-лучей эта формула гораздо проще. Постоянная 3,29 для всех спектральных формул одна и та же; величины же n и k для X-лучей представляют собою *целые* числа, причем число n определяет собою *всю серию*, а различные числа k дают различные линии этой серии. Величина s может быть и дробным числом и имеет для различных серий различное значение. Так например:

K-лучи	$s = 1,$	$n = 1,$	$k = 2,3,4,...$
L-лучи	$s = 3{,}5,$	$n = 2,$	$k = 3,4,5,...$

Дальнейшие, более точные исследования подтвердили закон Мозелея главным образом для самых жестких K-лучей; для L- и M-лучей зависимости длин волн от порядкового номера элемента оказались несколько более сложными (рис. 722). Во всяком случае эти зависимости оказались несравненно проще, чем для спектральных линий видимого спектра, и, что в особенности важно, все эти зависимости не представляют собою *никакой периодичности*, которая имеет место и в химических свойствах элементов и в их видимых спектрах. Это последнее обстоятельство дает нам право предположить, что периодические свойства химических элементов, выраженные в расположении рядов и столбцов таблицы Менделеева, обусловлены главным образом *внешней* конструкцией атомов; из периферии атомов должны исходить и спектры видимого света. Между тем характеристические лучи Рентгена, а в особенности более жесткие из них, K-лучи, имеют своим источником *более глубокие* слои атома, его недра, где нет никаких периодических свойств.

При изложении теории квантов мы увидим, что только-что приведенное предположение действительно подтверждается и целым рядом других факторов.

674. Таблица электромагнитных волн. — В заключение этой главы приводим нижеследующую таблицу, где указаны длины различных электромагнитных волн, которые доступны в настоящее время наблюдению. Здесь ν означает число периодов в секунду, а λ — длину волны в воздухе.

Приведенные в этой таблице данные округлены для большей наглядности. Но мы можем к этому прибавить еще следующее (Табл. см. на стр. 702):

1) Звуковые колебания, которые наше ухо способно слышать, заключаются в пределах от 10 до 10 000 колебаний в секунду; однако звуки, употребляемые в музыке, а также те звуки, которые необходимы как обер-

Таблица электромагнитных волн

	Наименование	ν число колебаний в секунду	λ длина волны
Электрические волны	Постоянный ток	0	∞
	Переменный ток	$5 \cdot 10$	$6 \cdot 10^8$ *см*, 6 000 километров.
	Телефон. токи низких звуков	$5 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^7$ *см*, 600 »
	Телефонные токи высоких звуков	$5 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^6$ *см*, 60 »
	Радиоволны длинные	$5 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^5$ *см*, 6 »
	Радиоволны короткие . . .	$5 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^3$ *см*, 60 *м*
	Волны Гертца	$5 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10$ *см*, 60 *см*
	Волны Лебедева	$5 \cdot 10^{10}$	$6 \cdot 10^{-1}$ *см*, 6 *мм*
	Волны Никольса и Тира . .	$5 \cdot 10^{11}$	$6 \cdot 10^{-2}$ *см*, 0,6 *мм*
Лучеиспускание атомов	Лучи Рубенса и Никольса .	$5 \cdot 10^{12}$	$6 \cdot 10^{-3}$ *см*, 60 μ
	Инфракрасные лучи	$5 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^{-4}$ *см*, 6 μ
	Желтые лучи	$5 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{-5}$ *см*, 0,6 μ
	Ультрафиолетовые лучи . .	$5 \cdot 10^{15}$	$6 \cdot 10^{-6}$ *см*, 60 μμ
	Мягкие лучи Рентгена . . .	$5 \cdot 10^{16}$	$6 \cdot 10^{-7}$ *см*, 6 μμ
	Жесткие лучи Рентгена . .	$5 \cdot 10^{18}$	$6 \cdot 10^{-9}$ *см*, 60 μμμ
	Гамма-лучи	$5 \cdot 10^{19}$	$6 \cdot 10^{-10}$ *см*, 6 μμμ

тоны для характеристики тембра речи при разговорах по телефону, имеют не более 4 000 колебаний в секунду. При помощи так называемого галтонова свистка мы можем получить воздушные колебания с частотою в 50 000 и с длиною волны в воздухе всего в 0,6 *мм*, но подобные колебания воздуха мы уже слышать не можем.

2) Скорость звука в воздухе равна 300 *м* в секунду (точнее — 330,7 *м*/сек), а скорость света в пустоте равна 300 000 *км* в секунду. Поэтому длины электромагнитных волн при том же числе колебаний будут приблизительно в миллион (10^6) раз больше, чем длины звуковых волн в воздухе.

3) Длинные волны беспроволочной телеграфии доходят иногда до 20 *км*.

4) Самые короткие электромагнитные *незатухающие* волны, которые удалось до настоящего времени воспроизвести при помощи катодных ламп, имеют длину около 3 *см*. Лебедев экспериментировал с *затухающими* волнами и наблюдал при $\lambda = 6$ *мм* двойное преломление в кристаллах серы. Затем Лампа получал волны в 4 *мм*, Баер — в 2 *мм*, и наконец Никольс, Тир, Мёбиус доходили до волн в 0,1 *мм*; несмотря на чрезвычайно малую энергию этих волн, им удалось наблюдать их интерференцию

5) С другой стороны, Рубенс открыл в спектре паров ртути, заключающихся в кварцевой лампе, инфракрасные лучи с длиною волны в 0,3 *мм*. Таким образом доступные нашему наблюдению электромагнитные и тепловые волны и по размерам своим мало отличаются друг от друга.

6) *Видимый* нами спектр лучей имеет границы в красном с длиною волны 0,8 μ и в фиолетовом с длиною волны 0,4 μ.

7) Между крайними ультрафиолетовыми лучами и лучами Рентгена имеется промежуток, нелегко доступный наблюдению; однако в настоящее время Милликэн дошел уже до ультрафиолетовых волн длиною $3{,}6 \cdot 10^{-6} = 36$ μμ, а с другой стороны, мы имеем возможность наблюдать лучи Рентгена с длиною волны в 30 μμ.

8) В нашей таблице μ означает единицу длины *микрон*, которая равна одной тысячной доле миллиметра. Каждая последующая буква μ уменьшает единицу длины еще в 1 000 раз. Так, например:

$$\mu = 10^{-3}\ мм = 10^{-4}\ см$$
$$\mu\mu = 10^{-3}\ \mu = 10^{-7}\ см$$
$$\mu\mu\mu = 10^{-3}\ \mu\mu = 10^{-10}\ см.$$

Кроме того в спектроскопии употребительны единицы:

$$\text{Ангстрёма} \ldots \mathring{A} = 10^{-8}\ см,$$
$$\text{Зигбана} \ldots\ X = 10^{-11}\ см.$$

III. КВАНТЫ

675. Лучеиспускание. — Мы знаем, что тела при известных условиях способны испускать лучи, т. е. электромагнитные волны. Лучеиспускание происходит, например, при высоких температурах, когда тела раскаляются, но оно может происходить и при низких температурах, при явлении люминесценции (светящиеся составы) или под влиянием толчков электронов (гейслеровы трубки). При помощи призмы, интерференции или дифракции мы можем разложить данное нам лучеиспускание на целую систему синусообразных колебаний определенной длины волны, т. е. получить так называемый *спектр лучеиспускания*. Некоторые волны этого спектра будут ярче, другие слабее, и является вопрос о распределении световой энергии по различным длинам волн в этом спектре.

Если мы обозначим период колебания через T, частоту колебаний, или число колебаний в секунду, — через ν, а через λ обозначим длину волны лучеиспускания при скорости распространения в чистом эфире $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$, то будем иметь между этими величинами следующие соотношения:

$$\nu = \frac{1}{T} \qquad \lambda = cT; \qquad \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}.$$

Мы уже говорили о том, что видимый нами свет состоит из лучей, длина волн которых заключается между 0,4 μ и 0,8 μ. Волны большей длины — *инфракрасные* — на наш глаз не действуют, но можно их обнаружить, пользуясь их тепловыми действиями, при помощи термометра, термоэлемента или болометра. Волны меньшей длины — ультрафиолетовые лучи и лучи Рентгена — тоже невидимы нами, но они действуют

на фотографическую пластинку и производят ионизацию и люминесценцию и таким образом тоже могут быть обнаружены, и их энергия может быть измерена.

Многочисленные исследования показали, что всё разнообразие спектров тел можно разделить на две большие группы, а именно: спектры *сплошные* и спектры *линейчатые*.

Сплошные спектры испускаются главным образом твердыми и жидкими телами при высоких температурах. Сплошной спектр образуется также при остановке электронов у антикатода рентгеновой трубки: это *импульсивная* волна Стокса.

Линейчатые спектры испускаются газами и парами тоже при высоких температурах, но их можно получить и при низких температурах под действием электрических разрядов. Линейчатые спектры образуют также *характеристические* *X*-лучи тел, о которых мы говорили при описании лучей Рентгена.

Мы видели выше, каким образом электронная теория объясняет самый факт лучеиспускания. Находящиеся во всех телах электроны под действием различных причин могут приходить в колебательное движение, колеблющиеся электроны представляют собой не что иное как электрические колебания, которые образуют в эфире электромагнитные волны, как в радиотелеграфии. Однако в таком виде электронная теория дает еще очень мало. Период колебаний какого-либо электрона определяется формулою, (666, **655**).

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{b}}.$$

Так как массы m всех электронов одинаковы, то для различных волн, испускаемых телами, пришлось бы предположить и различные величины коэфициента b. Между тем в некоторых линейчатых спектрах насчитывается более 100 000 линий, а в сплошных спектрах разнообразие величины b было бы бесконечно. Но это еще не все; как в сплошных спектрах, так и в линейчатых многочисленные опытные исследования позволили установить целый ряд закономерностей. Эти закономерности электронная теория сама по себе, без каких-либо добавочных гипотез, объяснить не может. Если бы мы знали во всех подробностях строение лучеиспускающих атомов и молекул, то могли бы вычислить и длины волн их спектров. Но строение атомов нам неизвестно, а потому приходится итти как раз обратным путем: на основании лучеиспускания стараться определить строение атомов. В этом направлении в самое последнее время физикам удалось сделать очень много, и мы изложим здесь вкратце главнейшие результаты их изысканий.

676. Лучеиспускание черного тела. — *Линейчатые* спектры тел отличаются от сплошных спектров раскаленных жидких и твердых тел не только своим видом, но еще и тем, что по линейчатым спектрам можно узнавать состав лучеиспускающего тела, линейчатые спектры суть *характеристические спектры*. Этим обстоятельством пользуются иногда при определении химического состава какого-либо газа по его спектру, а по линейчатым спектрам рентгеновых трубок можно определить, из каких металлов состоит антикатод.

По *сплошному* спектру раскаленного твердого тела мы не можем определить его состав, потому что все твердые тела при одинаковых температурах испускают почти одинаковые спектры. По сплошному спектру можно скорее судить о температуре тела, чем об его составе. Этим обстоятельством действительно пользуются при определении температур в различных калильных и плавильных печах, употребляющихся в технических производствах. Изобретены даже специальные спектрофотометры, служащие для измерения температур по спектру лучеиспускания.

Кирхгоф первый указал на возможность реализовать такое тело, которое совсем не обнаруживало бы своего состава при раскаливании, а обнаруживало бы только свою температуру. По Кирхгофу, для этого необходимо, чтобы такое тело обладало свойством *поглощать все лучи любой длины волны*, не отражая и не пропуская их. Очень близко к этому условию подходят все *черные* тела, как например сажа, платиновая чернь и т. п. Но еще лучше можно реализовать полное поглощение лучей, если устроить большой ящик из непрозрачного материала, с небольшим отверстием в его стенке. Всякий луч, вошедший снаружи в это отверстие, попадет внутрь ящика, встретит его внутренние стенки, частью поглотится ими, частью отразится от них. Но отраженный луч не должен непременно попасть снова в отверстие и выйти наружу, для этого потребовались бы исключительные условия; напротив того, чем меньше это отверстие по сравнению с величиною ящика, тем меньше вероятия, чтобы луч, даже после многократных отражений, снова попал как раз в это небольшое отверстие и вышел наружу. Таким образом стоит только сделать ящик побольше, а отверстие поменьше, и мы получим тело, поглощающее почти целиком все попадающие в него лучи, независимо от длины их волны. Отверстие в ящике будет *совершенно черно*, каков бы ни был цвет его внутренних стенок.

Убедиться в справедливости только что сказанного можно на очень простом опыте. Для этого достаточно взять закрытый со всех сторон ящик объемом около половины кубического метра и сделать в его стенке отверстие диаметром около 5 *см*. Если ящик окрасить снаружи черною матовою краскою, например сажею, и посмотреть на его отверстие, то увидим, что отверстие ящика оказывается еще чернее, чем черная сажа.

Мы может представить себе отверстие ящика неизмеримо малым по сравнению с его объемом и тогда получим то, что Кирхгоф назвал *абсолютно черным телом*. Но из только что описанного опыта мы видим, что даже при сравнительно большом отверстии мы уже близки к идеально черному телу.

По известному закону Кирхгофа, лучеиспускание каждого тела вполне соответствует его поглощению; поэтому и лучеиспускание абсолютно черного тела, или вышеупомянутого отверстия в ящике, не должно иметь никаких индивидуальных свойств, должно быть независимо от того материала, из которого сделаны стенки ящика, а может зависеть только от его температуры. Поэтому, если мы каким-либо способом, например электрическим током, будем поддерживать внутренность нашего ящика

в раскаленном состоянии и будем наблюдать спектр лучей, выходящих из его отверстия, то вид этого спектра, т. е. распределение лучистой энергии по длинам волн, зависел бы только от *температуры* каления и совершенно не зависел бы от того материала, из которого сделаны стенки ящика.

Этот опыт был действительно реализован впервые Луммером и Прингсгеймом. Эти ученые измеряли распределение энергии в спектре такого искусственного абсолютно черного тела при помощи болометра при различных температурах его стенок. Результаты их исследования представлены у нас на рис. 723. При тех температурах, с которыми имели дело Луммер и Прингсгейм, видимые лучи были еще очень слабы, а потому на рисунке изображена энергия только инфракрасных волн с длинами от 1 и до 6 μ.

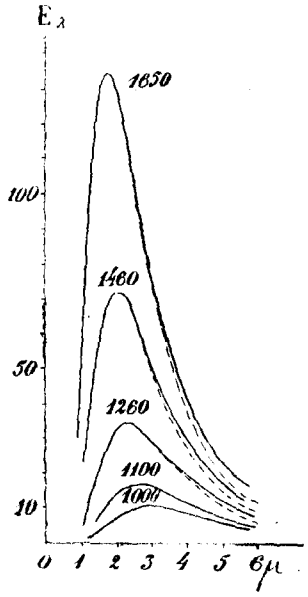


Рис. 723. Распределение энергии в спектре черного тела.

Из этих кривых мы видим, что с повышением температуры энергия всех лучей быстро повышается. Полная энергия лучеиспускания, как показали опыты Луммера и Прингсгейма, растет пропорционально *четвертой* степени абсолютной температуры. Этот закон был выведен также и теоретически Стефаном и Больцманом из общих законов термодинамики. На основании опытов Луммера и Прингсгейма и целого ряда других ученых можно определить коэфициент этой пропорциональности и написать закон Стефана-Больцмана в следующем виде. Плотность энергии лучеиспускания

$$u = 7{,}64 \cdot 10^{-15} \cdot \vartheta^4 \frac{эрг.}{см^3}$$

Далее, мы видим на рис. 713, что повышение энергии с температурой в коротких волнах происходит быстрее, чем в длинных, вследствие чего *максимальная* энергия в спектре, т. е. высшие точки кривых передвигаются с повышением температуры к более коротким волнам. Это вполне соответствует тому, что мы знаем о цвете раскаленных тел из обыденной практики. Действительно, мы знаем, что чем выше температура каления, тем раскаленное тело *белее*. Это означает, что при повышении температуры, кроме красных лучей низкого каления, делаются заметными лучи более коротких волн, т. е. желтые и голубые, которые вместе с красными лучами и производят *впечатление белого цвета*. Закон передвижения максимума энергии в спектре черного тела при повышении температуры был тоже выведен теоретически В. Вином, а именно: длина волны λ_m *максимальной энергии* в спектре обратно пропорциональна температуре. Опыты Луммера и Прингсгейма позволяют написать закон Вина с определенным *численным коэфициентом* в следующем виде:

$$\lambda_m \cdot \vartheta = 0{,}288 \; см. \; град.$$

Что же казается *вида* всей кривой лучеиспускания, то ее долгое время не удавалось обосновать теоретически.

677. Теория Планка. — Мы уже сказали, что лучеиспускание абсолютно черного тела *не зависит от материала* тела. Поэтому естественно ожидать, что законы лучеиспускания черного тела и распределение энергии в его спектре не должны зависеть от той или иной конструкции лучеиспускающих молекул или атомов, а скорее должны подчиниться *общим законам беспорядочных явлений*, т. е. законам теории вероятностей. Мы уже встречались с законом Максвелла о распределении кинетической энергии между молекулами газа и видели, что распределение это можно изобразить кривою (рис. 388, стр. 361, 380), которая по виду своему даже несколько похожа на кривые Луммера и Прингсгейма. Однако попытки применить непосредственно к спектру черного тела закон Максвелла не увенчались успехом. Полученные этим путем теоретические кривые начерчены у нас на рис. 723 пунктиром, и мы видим, что пунктир тем более отходит от кривых, полученных из опыта, чем выше температура и чем больше длина волны.

Для устранения этого разногласия между теорией и опытом Планк сделал предположение, что распределение энергии в лучеиспускающих молекулах хотя и подчинено общим законам теории вероятностей, но происходит не в любых количествах, как это имеет место в движущихся молекулах какого-либо газа, а только отдельными *порциями*, или *квантами*. Если обозначить величину этого *кванта энергии* через ε, то по Планку, каждая молекула может при лучеиспускании выделять только *целое число* таких квантов: $n\varepsilon$.

Не нужно однако думать, что квант энергии подобно электрону представляет собою постоянную для всех тел величину. Величина кванта энергии по теории Планка оказывается пропорциональной частоте лучеиспускания ν:

$$\varepsilon = h\nu,$$

а потому для разных длин волн и величина кванта энергии будет разная. Но величина h для всех тел и для всех температур одна и та же. Применяя те же рассуждения теории вероятностей, которые привели к закону Максвелла, Планк получил для распределения энергии в спектре абсолютно черного тела формулу:

$$E_\lambda = \frac{c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^x - 1}; \qquad x = \frac{\varepsilon}{k\vartheta} = \frac{h\nu}{k\vartheta},$$

которая вполне соответствует кривым Луммера и Прингсгейма. Из этой формулы, как следствия, вытекают и формулы Стефана-Больцмана и Вина, которые мы привели выше, если положить

$$h = 6{,}54 \cdot 10^{-27} \ эрг.\ сек; \qquad k = 1{,}369 \cdot 10^{-16} \frac{эрг.}{град.}.$$

В последнее время на еще более точных опытах Рубенса формула Планка подтвердилась самым блестящим образом, а потому ее нужно принять как закон, соответствующий действительным фактам.

Гипотеза Планка оказалась в высшей степени плодотворной. Позднейшие исследования показали, что ту же самую гипотезу о квантах можно применять не только к сплошному спектру черного тела, но и к линейчатым спектрам и вообще к целому ряду других молекулярных явлений.

В настоящее время гипотеза Планка разрослась в обширную *теорию квантов*. Мы здесь ограничимся изложением только тех ее отделов, которые имеют непосредственно соприкосновение с учением об электричестве.

678. Закон Эйнштейна. — Вскоре после появления теории Планка Штарк обратил внимание на то, что, принимая соотношение Планка $\varepsilon = h\nu$, можно объяснить, почему в явлении фотоэлектричества (стр. 647) энергия вылетающих из металла электронов тем больше, чем больше частота ν действующего света. Затем Эйнштейн, высказав предположение, что вообще всякий обмен энергии в молекулах происходит по квантам, установил для фотоэлектрических явлений следующий закон:

$$\varepsilon = k\nu = \frac{mv^2}{2} + P.$$

В этой формуле ε представляет собою один квант энергии падающего на металл света с частотою ν. Этот квант энергии в фотоэлектрическом процессе тратится, *во-первых,* на сообщение электрону кинетической энергии $\frac{mv^2}{2}$ и, *кроме того,* на работу отделения электрона от поверхности металла P.

Если электроны в металле свободны, а на поверхности металла имеется скачок потенциала K, который можно назвать *контактною разностью* потенциалов между данным металлом и прилегающей средою (ср. стр. 118, **123**), то потеря энергии электроном e, при проходе сквозь поверхность металла наружу, будет равна eK. Мы знаем, что контактная разность потенциалов вообще невелика, и если мы примем $K = 1{,}5$ вольта, или $1{,}5 \cdot 10^8$ ***C-G-S-M***, то потеря энергии электрона будет равна

$$eK = 1{,}56 \cdot 10^{-20} \cdot 1{,}5 \cdot 10^8 = 2{,}3^{-12} \text{ эрг.}$$

Применим формулу Эйнштейна к тем данным, которые мы привели выше из опытов Ладенбурга (411, **433**). Для длины волны ультрафиолетовых лучей 0,2 μ, что соответствует $\nu = 1{,}5 \cdot 10^{15}$, мы получим:

$$h\nu = 6{,}56 \cdot 10^{-27} \cdot 1{,}5 \cdot 10^{15} = 10 \cdot 10^{-12} \text{ эрг.},$$

и для энергии электрона получаем:

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu - eK = 10 \cdot 10^{-12} - 2{,}3 \cdot 10^{-12} = 7{,}7 \cdot 10^{-12} \text{ эрг.}$$

Подставив сюда массу электрона

$$m = 0{,}9 \cdot 10^{-27} \text{ г},$$

получаем для скорости электрона

$$v = 12 \cdot 10^7 \frac{см.}{сек.}.$$

Эта величина действительно довольно близко подходит к тому, что было найдено на опыте.

Для проверки закона Эйнштейна затем были предприняты более точные опыты, из которых в особенности замечательны опыты Милликэна.

679. Опыты Милликэна. — Прежде чем описывать опыты Милликэна, заметим, что скорости электронов, вылетающих из металла под действием света данной длины волны, могут быть вообще очень разнообразны, а энергии вылетающих электронов не подчинены законам квант, а подчинены закону Максвелла, как и кинетические энергии газовых молекул. Поэтому, когда один квант световой энергии попадет на металлическую пластинку, и начнется вылетание из пластинки электронов, то большинство электронов возьмет для своей кинетической энергии только *часть* этого кванта, и скорости их будут *меньше* той, которая определяется квантовым соотношением. Закон Эйнштейна дает только *максимальную* возможную скорость электронов.

Имея это в виду, Милликэн расположил свои опыты следующим образом.

На металлическую пластинку A (рис. 724) падает свет источника O, прошедший сквозь диафрагму b. Перед пластинкой установлена сетка G, и между сеткой и пластинкой может быть образовано электрическое поле при помощи особой батареи B с регулятором (потенциометр). Направление поля было от A к G. При действии света электроны, вылетающие из пластинки A, образуют между электродами A и G электрический ток, который можно наблюдать гальванометром, установленным в цепи AGB, но электрическое поле AG задерживает движение электронов. Увеличивая постепенно электрическое поле между A и G, Милликэн мог довести силу тока в цепи AGB до нуля. *Максимально* необходимая для этого разность потенциалов между A и G и определяла собою *максимальную* энергию вылетающих из пластинки электронов. На рис. 725 справа показано, как уменьшалась сила тока в гальванометре с увеличением разности потенциалов при освещении пластинки из лития ультрафиолетовым светом с длиною волны $\lambda = 0{,}2536$ μ. Из этого рисунка мы видим, что максимальный потенциал, необходимый для полной остановки всех электронов, мог быть определен довольно точно.

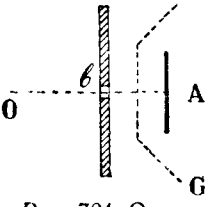


Рис. 724. Опыт Милликэна.

Обе пластинки A и G помещались внутри стеклянного сосуда, из которого был тщательно выкачан воздух. Поверхность металлической пластинки от времени до времени очищалась специально устроенным ножом, помещенным внутри того же стеклянного сосуда и приводимым в движение снаружи при помощи электромагнита. Контактная разность потенциалов K исследуемого металла пластинки определялась тоже, не вынимая металла из сосуда. Вообще, как видим, Милликэн приня-

всевозможные предосторожности для того, чтобы получить опыт в возможно чистом виде.

Результаты этих опытов, произведенных поочередно с пятью разными линиями ультрафиолетового спектра паров ртути при пластинках из натрия и лития, показаны на рис. 725. Здесь по горизонтальному направлению отложены частоты падающего света ν, а по вертикальному направлению — соответствующие разности потенциалов пла-

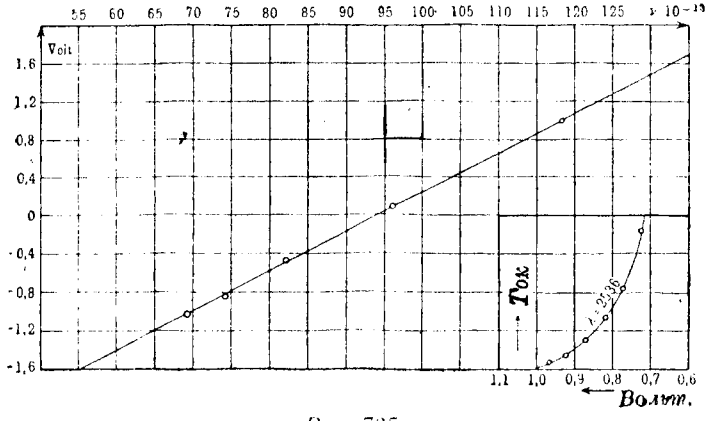


Рис. 725.

стинки и сетки. Из рисунка мы видим, что зависимость разности потенциалов, а следовательно и максимальной энергии электронов, вылетающих из пластинки, от частоты колебаний светового луча изображается совершенно *прямою* линией. Следовательно обе эти величины строго пропорциональны друг другу, как этого требует закон Эйнштейна. Кроме того наклон этой прямой линии дает непосредственно отношение ε к ν, т. е. величину h планковой постоянной. Опыты Милликэна дали для этой величины в абсолютных единицах:

$$h = 6{,}58 \cdot 10^{-27} \text{ эрг. сек.}$$

680. Возбуждение лучеиспускания толчком электронов. — Тот же самый закон Эйнштейна применим и к обратному явлению, а именно, когда дана кинетическая энергия $\frac{mv^2}{2}$ электронов и требуется определить, какую частоту колебаний способны возбудить эти электроны толчком.

Если применить этот закон к случаю возбуждения X-лучей катодными лучами, то контактною разностью можно в большинстве случаев пренебречь, положив $P = 0$. Энергия электрона катодного луча равна его заряду e, умноженному на разность потенциалов в трубке V, и мы имеем:

$$E = \frac{mv^2}{2} = eV = h\nu.$$

Для большего удобства при расчетах мы можем представить эту формулу в несколько ином виде.

Пусть разность потенциалов выражена в *вольтах*. Тогда при переводе на абсолютные электромагнитные единицы необходимо умножить V на 10^8. Величина e в тех же электромагнитных единицах равна $1{,}59 \cdot 10^{-20}$, и следовательно энергия

$$E = 1{,}59 \cdot 10^{-20} \cdot V \cdot 10^8 \text{ эрг}.$$

С другой стороны, выразим ν через длину волны λ, а эту последнюю будем измерять в микронах ($\mu = 10^{-4}$ *см*); тогда получим:

$$1{,}59 \cdot 10^{-20} \cdot V \ 10^8 = 6{,}55 \cdot 10^{-27} \frac{3 \cdot 10^{10}}{\lambda \cdot 10^{-4}},$$

и следовательно

$$V(\text{вольт}) \cdot \lambda\,(\text{микрон}) = 1{,}234.$$

При остановке электрона у антикатода могут появиться X-лучи самых разнообразных длин волн, но величина $h\nu$ ***не может быть больше,*** чем N. Это означает, что спектры лучей импульсивной волны Стокса (689, **667**) должны иметь резкую границу на стороне *жестких* лучей, т. е. малых длин волн.

Многочисленные опыты, произведенные при самых разнообразных потенциалах (ср. рис. 719, стр 698, **673**) в рентгеновых трубках, от 10 до 100 киловольт, вполне подтвердили это следствие закона Эйнштейна и дали:

$$h = 6{,}55 \cdot 10^{-27} \text{ эрг. сек}.$$

в согласии с тою величиною, которая была получена на основании опытов Луммера и Прингсгейма с лучеиспусканием черного тела и опытов Миликэна с фотоэлектричеством.

Напомним читателю, что в опытах Франка и Гертца возбуждение ультрафиолетовой линии $\lambda = 0{,}2537\ \mu$ в спектре паров ртути получалось посредством толчка электронов, двигающихся со „скоростью" 4,9 вольт (**434, 453**). Легко видеть, что это вполне соответствует закону Эйнштейна:

$$\lambda \cdot V = 0{,}2537 \cdot 4{,}9 = 1{,}243.$$

Тот же закон должен быть применяем и при возбуждении свечения газов в гейслеровых трубках и вообще при светящихся разрядах в газах.

Однако между возбуждением световых и ультрафиолетовых лучей, с одной стороны, и возбуждением X-лучей — с другой, наблюдается существенное различие. Световые лучи с частотою ν возбуждаются тотчас же, как только энергия летящего электрона достигнет величины $h\nu$. Между тем в рентгеновых трубках для возбуждения характеристических лучей энергия электрона должна быть не меньше, чем величина $h\nu$ для *самой короткой* волны возбуждаемых X-лучей. На рис. 720, стр.699, **673** мы видели, что характеристические лучи возбуждаются только при потенциалах выше 100 000 вольт, а между тем для возбуждения линии $\alpha = 0{,}2$ было бы достаточно 60 000 вольт. Зато при

достижении 100 000 вольт возбуждается вся серия K-лучей данного антикатода.

681. Люминесценция. — В явлениях люминесценции, т. е. при возбуждении свечения тел под действием света или под действием лучей Рентгена, наблюдается общее правило, подмеченное еще Стоксом, что люминесценция всегда состоит из лучей *большей* длины волны, чем длины волн лучей, возбуждающих эту люминесценцию. Так например для возбуждения *желтых* лучей бариево-платиновой соли рентгенового экрана необходимы *голубые*, *ультрафиолетовые* или X-лучи. Точно так же для возбуждения вторичных X-лучей необходимы первичные X-лучи, *более жесткие*, т. е. *меньшей* длины волны, чем вторичные и т. д. Ленард, подробно изучивший явления люминесценции, пришел к заключению, что на самом деле процесс возбуждения люминесценции состоит из *двух* частей: прежде всего под действием световых лучей из молекул выделяются электроны, т. е. мы имеем дело с явлением фотоэлектричества; затем эти электроны, возвращаясь в молекулы, вызывают лучеиспускание толчком. Первая часть предположения Ленарда в настоящее время в особенности наглядно подтверждена опытами Уильсона (см. рис. 465, стр. 480, **476**).

Если принять гипотезу Ленарда, то квантовый закон Эйнштейна позволяет объяснить и правило Стокса. Действительно, по Эйнштейну, при каждом из этих двух процессов должно быть удовлетворено условие $\varepsilon = h\nu$.

Но в первом процессе энергии вылетающих электронов, как бы разнообразны они ни были, должны удовлетворять условию, чтобы ε_1 было никак не больше $h\nu_1$, что можно писать так;

$$\nu_1 \geqslant \frac{\varepsilon_1}{h}.$$

Точно так же и при втором процессе величина $h\nu_2$ для всех появляющихся при люминесценции лучей не должна превосходить ε_1, т. е.

$$\frac{\varepsilon_1}{h} \geqslant \nu_2.$$

Отсюда видим, что при люминесценции частота ν_2 возбужденного света не может быть больше частоты возбуждающего света ν_1, а это и есть правило Стокса:

$$\nu_1 \geqslant \nu_2.$$

682. Явление Комптона. — Мы уже указывали на то, что лучи Рентгена благодаря малой длины волн отражаются от отдельных молекул тела и разбрасываются во все стороны подобно тому, как обыкновенный свет рассеивается при прохождении сквозь мутную жидкость (диффузное отражение или диффузия света). Измеряя длины волн рассеянных лучей, получающихся при прохождении X-лучей сквозь парафин, графит и т. п., Комптон заметил (A. N. Compton. 1922), что длина волн в рассеянных лучах больше, чем соответствующая длина волн первичных, падающих на тело лучей; между тем при диффузном отражении обыкновенных световых волн в мутной среде длина волны не претерпевает никаких

изменений. Кроме того Комптон нашел, что различие между длинами волн падающего и отраженного луча зависит от их относительного направления. Так как рассеяние происходит во все стороны, то мы можем наблюдать лучи, отраженные по различным направлениям. Оказывается, что при наблюдении вдоль первичного луча или по направлению ему противоположному получаются те же длины волн, что и в первичном луче, тогда как при наблюдении в направлении перпендикулярном к первичному лучу различие между длинами волн первичного и отраженного луча получается наибольшее.

Теорию этого явления дали почти одновременно Дебай и сам Комптон. Заметим, что с точки зрения обычной волновой теории света отражение всегда происходит без изменения длины волны, но по квантовой теории длина волны может измениться, если величина кванта энергии изменится. Это как раз имеет место при диффузном отражении лучей Рентгена, потому что оно всегда сопровождается фотоэлекрическим явлением, т. е. выталкиванием электронов из атома, а на это выталкивание требуется затратить некоторую энергию. Но если при отражении кванты энергии делаются меньше, то и частота колебаний отраженного луча должна сделаться меньше частоты первичного луча, а это и означает, что длина волны должна при отражении увеличиться. Далее мы знаем, что во всяком электромагнитном луче заключается не только определенная энергия, но и определенный импульс (**365**), направление которого всегда совпадает с направлением луча. Соответственно с этим и квант энергии

$$h = \varepsilon\nu$$

должен заключать в себе определенный *квант импульса*

$$i = \frac{\varepsilon}{c} = \frac{h\nu}{c},$$

который и сообщает электрону, находящемуся в атоме, *толчок*. Само собою разумеется, что результат этого толчка будет зависеть не только от *силы* удара (от величины импульса), но также и от *направления* его относительно движущегося внутри атома электрона. Этим объясняется зависимость длины волны рассеянных лучей от их направления относительно падающего луча. Мы не будем приводить здесь детали расчета, а ограничимся только его результатом и притом в следующей упрощенной форме:

$$\lambda_r - \lambda_0 = \frac{2h}{mc}\sin^2\frac{\vartheta}{2}$$

Здесь λ_0 означает длину волны первичного луча, λ_r — длину волны диффузно отраженного луча и ϑ — угол, образуемый обоими лучами. Далее m означает массу электрона, c скорость света и h постоянную Планка.

Результат теории вполне сходится с тем, что нашел Комптон на опыте. Кроме того Боте и Вильсон показали, применяя способ Вильсона (рис. 463, стр. 460, **466**), что при диффузном отражении X-лучей действительно происходит выталкивание электронов из атомов.

В последнее время удалось наблюдать явление Комптона не только с лучами Рентгена, но также и с лучами видимого света. Очевидно, явление Комптона должно иметь место при всяком отражении, сопровождаемом выталкиванием электронов из атомов.

683. Явление Рамана. — Изменение величины квантов энергии при отражении и соответственное изменение спектра может происходить не только при выталкивании электронов из атомов, но также и при возбуждении лучеиспускания атомов. Такое явление было открыто Рама-ном (C. V. Raman. 1928) в Калькутте и независимо от него Мандельштамом и Ландебергом в Москве. Пропуская сквозь бензол фиолетовые лучи ртутной лампы с длиною волны

$$\lambda_0 = 0{,}436\,\mu = 0{,}436 \cdot 10^{-4}\ см.$$

Раман нашел в спектре диффузного отражения от молекул бензола целый ряд новых линий, не заключающихся в спектре ртути. Между прочим Раман обнаружил линии с длиною волны

$$\lambda_1 = 0{,}448 \cdot 10^{-4}\ см; \qquad \lambda_2 = 0{,}456 \cdot 10^{-4}\ см.$$

Эти волны *длиннее* первоначальной волны, следовательно с точки зрения теории квант нужно предположить, что при отражении произошла потеря энергии. Для того чтобы применить теорию квант, мы дожны перейти от длин волн λ к частотам ν по формуле

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\lambda}.$$

Тогда получаем следующие частоты, а также изменение частоты при отражении:

$$\nu_0 = 6{,}88 \cdot 10^{14}$$
$$\nu_1 = 6{,}70 \cdot 10^{14} \qquad \nu_0 - \nu_1 = 0{,}18 \cdot 10^{14}$$
$$\nu_2 = 6{,}58 \cdot 10^{14} \qquad \nu_0 - \nu_2 = 0{,}30 \cdot 10^{14}.$$

Написанные справа разности частот первоначальных и отраженных лучей соответствуют длинам волн

$$\lambda_{01} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{0{,}18 \cdot 10^{14}} = 16{,}6 \cdot 10^{-4}\,см = 16{,}6\ \mu.$$

$$\lambda_{02} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{0{,}30 \cdot 10^{14}} = 10{,}0 \cdot 10^{-4}\,см = 10{,}0\ \mu.$$

Это как раз те длины волн, которые наблюдаются в ультракрасном спектре бензола. Из этого мы заключаем, что фиолетовые лучи ртути, попадая на атомы бензола, возбуждают в них ультракрасное лучеиспускание, и так как на это требуется затратить некоторую энергию, то они появляются в диффузно отраженном луче с *меньшими квантами* энергии, т. е. *большею* длиною волны. Один и тот же луч с длиною волны λ_0 может возбудить одновременно несколько лучей с различными длинами волн, заключающимися в спектре бензола. Подобные же явления были найдены затем и в других жидкостях. Мандельштам и Ландс-

берг обнаружили аналогичное явление при исследовании рассеяния в кристаллическом кварце.

В явлении Комптона длина волны отраженного света зависит от *направления* отраженного луча относительно луча первичного, между тем как в явлении Рамана в отраженном луче длины волн определяются спектром отражающего тела и не зависят от направления. От направления отраженного луча зависит только *степень его поляризации*, как это имеет место при всяком диффузном отражении света (см. оптику).

Однако явление Рамана многообразнее явления Комптона в том отношении, что в спектре отраженных лучей появляются новые линии не только с длиною волны *большею*, чем первоначальная, но также и с длиною волны *меньше* первоначальной. В спектре диффузного отражения от бензола Раман нашел также длины волн:

$$\lambda_3 = 0{,}425 \cdot 10^{-4}\ см; \qquad \lambda_4 = 0{,}418 \cdot 10^{-4}\ см.$$

Соответственные этим волнам частоты будут:

$$\nu_3 = 7{,}06 \cdot 10^{14}; \qquad \nu_4 = 7{,}18 \cdot 10^{14}.$$

В этом случае мы имеем *увеличение* частот и следовательно *увеличение квант энергии* при отражении, причем разницы частот

$$\nu_3 - \nu_0 = 0{,}18 \cdot 10^{14}$$
$$\nu_4 - \nu_0 = 0{,}30 \cdot 10^{14}$$

соответствуют тем же длинам волн спектра бензола, как и выше.

Итак, с точки зрения теории квант, мы должны истолковывать явление Рамана следующим образом.

При прохождении лучей сквозь какое-либо тело происходит диффузное отражение *трех родов:*

а) Обычное рассеивание лучей без изменения длины волны.

б) Рассеивание с потерей энергии, часть которой идет на возбуждение лучеиспускания отражающего тела.

в) Рассеивание с увеличением квантов энергии, которое происходит от тех атомов, которые уже имели запас энергии, необходимый для лучеиспускания, но под действием первичного луча передали эту энергию отраженным лучам.

Этот последний род отражения раньше никогда не наблюдался; он был теоретически предсказан Смекалом и обнаружен впервые Раманом.

Прибавим к этому, что наибольшей интенсивностью обладают лучи с нормальным рассеиванием, без изменения длины волны; гораздо слабее отражение второго рода и самое слабое отражение третьего рода. Это обстоятельство значительно затрудняет наблюдение явления Рамана.

684. Кванты действия. Несмотря на такое блестящее подтверждение гипотезы Планка на самых разнообразных явлениях молекулярной физики, тем не менее сама гипотеза заключает в себе еще много неясностей, а потому вполне естественно стремление ученых свести эту гипотезу на более элементарные предположения.

Прежде всего обратим внимание на то, что постоянной для всех тел и для всех молекулярных явлений оказывается не величина кванта энергии ε и не величина кванта импульса i, а величина h. Из формулы Планка мы видим, что величина h представляет собою произведение из энергии на время:

$$h = \frac{\varepsilon}{\nu} = \varepsilon \cdot T,$$

где T есть время одного колебания. С другой стороны энергию мы можем представить как произведение силы на пройденный путь, а произведение силы на время есть импульс. Таким образом величина h представится в виде произведения импульса на путь; такое произведение носит название *действия*.

Представим себе некоторую массу m, движущуюся со скоростью v; импульс этой массы (количество движения) будет равен

$$p = mv.$$

Если движение равномерное, то пройденный путь мы можем выразить через скорость движения и время

$$q = vt,$$

и следовательно величина действия на пути q, или во времени t будет равна

$$\text{Действие} = p \cdot q = mv \cdot vt = mv^2 \cdot t.$$

Впрочем эта формула действия (совершенно так же, как и соответствующая ей формула для работы силы на пути p) верна только в том случае, если множитель при t в продолжение всего промежутка времени t остается постоянным. Если же этот множитель переменный, то для вычисления действия надо будет взять его среднее значение за все время t. Это мы можем изобразить таким образом:

$$\text{Действие} = (mv^2)_m \cdot t,$$

где значок m означает среднюю величину за время t.

Теперь мы может выразить основную гипотезу теории квантов следующим образом.

При всяком периодическом молекулярном процессе величина действия во время одного периода должна равняться целому числу (n) квантов действия h:

$$(mv^2)_m \cdot t = nh.$$

Такая формулировка квантового принципа несколько общая, чем первоначальная формулировка Планка. Для того чтобы показать это, применим эту формулу к двум типичным случаям периодических движений, а именно к гармоническим колебаниям (осциллатор, или вибратор) и к движениям по кругу (ротатор).

В первом случае средняя величина mv^2 за полный период колебания равна, как мы знаем (**510**), половине максимального значения:

$$(mv^2)_m = \frac{1}{2} mv_0^2,$$

а это представляет собою *полную энергию* ε колеблющегося электрона. Следовательно по квантовому закону мы должны иметь:

$$\varepsilon F = nh; \text{ или } \varepsilon = n \cdot h\nu.$$

Мы получили таким образом формулу Планка.

Во втором случае при равномерном движении по кругу величина mv^2 остается постоянной, и закон квантового действия дает:

$$mv^2 \cdot T = 2\varepsilon \cdot T = nh; \quad \varepsilon = \frac{n}{2} \cdot h\nu.$$

Как видим, при новой формулировке закон Планка изменяется, когда теория квант применяется к периодическим движениям по кругу. Но эта новая формулировка подтверждается опытом (см. теорию Бора), а потому мы должны ей отдать предпочтение.

685. Вычисление полной энергии ротатора. — Предположим, что электрон с зарядом $-e$ находится в электрическом поле ядра атома $+e_0$ и вращается вокруг ядра, подобно тому, как обращаются планеты вокруг солнца (гипотеза Ретерфорда). Вычислим полную энергию этого движения.

Потенциал электрического поля центрального заряда ядра e_0 на расстоянии r от него равен (ср. **99**):

$$V_r = \frac{e_0}{r}.$$

При этом потенциал бесконечно удаленных точек принят равным нулю. Следовательно потенциальная энергия электрона $-e$ на этом расстоянии будет равна:

$$\varepsilon_p = -\frac{e_0 e}{r}.$$

При движении электрона вокруг ядра по кругу притяжение ядра должно уравновешиваться центробежной силой, а потому мы можем написать:

$$F = \frac{e_0 e}{r^2} = \frac{mv^2}{r},$$

и выражение для потенциальной энергии мы можем представить в таком виде:

$$\varepsilon_p = -mv^2.$$

С другой стороны, кинетическая энергия движущегося электрона равна:

$$\varepsilon_k = \frac{1}{2} mv^2,$$

и следовательно полная его энергия будет равна:

$$\varepsilon = \varepsilon_p + \varepsilon_k = -\frac{1}{2} mv^2.$$

Имея в виду дальнейшее применение этих формул, введем в них угловую скорость ω движения электрона по его орбите:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi \cdot \nu; \qquad v = r\omega.$$

Тогда формула Кеплера (равновесие сил притяжения и центробежной силы) примет вид:

$$e_0 e = mr^3\omega^2,$$

а полная энергия электрона выразится так:

$$\varepsilon = -\frac{1}{2} mv^2 = -\frac{m}{2}(r\omega)^2.$$

Эти формулы нам сейчас понадобятся.

686. Теория Бора. — Значительный шаг вперед в применении теории квантов был сделан датским физиком Бором (Niels Bohr, 1913), которому удалось при помощи теории квантов объяснить *линейчатые* спектры.

В основу своей теории Бор положил гипотезу Ретерфорда о строении атома, а именно он предположил, что каждый атом состоит из положительно заряженного ядра, вокруг которого, как планеты вокруг солнца, вращаются электроны. В предыдущем параграфе мы уже вывели, что для такого движения должно иметь место соотношение:

$$mr^3\omega^2 = ee_0.$$

Эта формула вполне соответствует известным законам Кеплера о движении планет вокруг солнца, потому что всемирное тяготение также действует обратно пропорционально квадрату расстояния, как и электрическое взаимодействие. Но в уравнении Кеплера расстояния планет от солнца могут быть любые, лишь бы для каждого расстояния r планета двигалась с соответствующею угловою скоростью ω, так чтобы произведение $r^3\omega^2$ было постоянно.

В применении к молекулярным процессам мы должны еще ввести квантовое условие для ротатора, которое мы вывели тоже в предыдущем параграфе, а именно

$$2\pi mr^2\omega = nh.$$

Из сопоставления обоих этих условий, т. е. уравнения Кеплера и уравнения квантов, мы получаем:

$$r = \frac{n^2h^2}{4\pi^2 mee_0},$$

$$\omega = \frac{8\pi^3 me^2 e_0^2}{n^3h^3}.$$

Таким образом благодаря добавочному квантовому условию радиусы электронных орбит не могут быть произвольными. Величины n должны быть *целыми* числами, а потому радиусы *возможных орбит* электронов вокруг одного и того же ядра с зарядом e_0 должны относиться, как квадраты целых чисел:

$$1^2 : 2^2 : 3^2 : 4^2 \ldots = 1 : 4 : 9 : 16 \ldots,$$

а периоды обращений T эти[illegible]лектронов будут относиться, как кубы тех же чисел.

Если бы мы эти периоды обращений электронов отождествили с периодами световых колебаний, испускаемых данным атомом, как это делала прежде электронная теория, то пришли бы к формуле для линейчатых спектров, которая совершенно не соответствует действительности.

Поэтому Бор был принужден откинуть это предположение и сделать еще добавочную гипотезу. Бор предположил, что электрон, двигаясь по одной из вышевычисленных орбит, совсем не дает никакого лучеиспускания, а что лучеиспускание происходит только тогда, когда электрон под действием каких-либо внешних причин сбивается с своей орбиты и переходит на другую, тоже возможную для него орбиту. Если обозначить энергии электрона на этих двух орбитах через ε_2 и ε_1, то частота лучеиспускания ν, получающегося при этом, определяется квантовым уравнением:

$$\varepsilon_2 - \varepsilon_1 = h\nu.$$

Заметим, что вновь введенное предположение Бора о том, что вращающийся вокруг центрального ядра атома электрон *не лучеиспускает*, противоречит обыкновенной теории электронов, по которой вращающийся электрон (как например в явлении Зеемана) должен испускать электромагнитные волны. Но так как предположение Бора привело к результатам, согласным с законами лучеиспускания линейчатых спектров, то нам ничего не остается, как принять его пока и предоставить дальнейшему ходу науки выяснить причины этого противоречия.

Подставляя полученные нами выражения для *возможных* по теории квантов r и ω в выражение разности двух энергиий предыдущего параграфа, имеем для двух орбит под номерами n и k:

$$\nu = \frac{2m\pi^2e^2e_0^2}{h^3}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right),$$

где n и k представляют собою любые *целые* числа.

Эта формула, полученная Бором, замечательна не только тем, что она имеет ту же форму, как и эмпирическая формула Бальмера, но в особенности тем, что даже численная величина входящего в нее поэфициента вполне совпадает с данными опыта. Действительно, если кодставить в эту формулу значения

$$h = 6{,}55 \cdot 10^{-27};\ m = 0{,}9 \cdot 10^{-27};\ e = 4{,}77 \cdot 10^{-10}$$

и обозначить через Z отношение заряда ядра к заряду электрона, то получаем:

$$\nu = 3{,}27 \cdot 10^{15} \cdot Z^2\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right),$$

между тем как опыт спектроскопии дает для коэфициента —3,29.

В спектроскопии эта формула большею частью пишется не для частоты колебаний ν, а для длины электромагнитной волны в пустоте; на основании соотношения $\lambda \cdot \nu = C$ мы можем написать:

$$\frac{1}{\lambda} = R \cdot Z^2\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right).$$

Наиболее точная величина R, найденная из опытов:

$$R = 109\,737 \text{ см}^{-1}.$$

687. Спектры водорода. — Применим формулу Бора к наиболее простому из атомов, а именно к водороду. В атоме водорода предполагается только один электрон, поэтому $e_0 = e$, или $Z = 1$.

Если положить $n = 1$, то для $k = 2, 3, 4$ и т. д. мы получим целый ряд спектральных линий, или *серию* линий ультрафиолетового света. Самая короткая из этих линий будет при $k = \infty$ и $n = 1$:

$$\lambda_1 = \frac{1}{R} = 0{,}091 \text{ } \mu.$$

Для того чтобы получить эту линию, необходимо отнять от атома водорода его электрон, т. е. ионизировать водород, отнеся электрон как можно дальше от атома, а затем дать ему падать на ионизированный атом. При падении из бесконечности на первую ближайшую к ядру орбиту получим линию λ_1.

При падении с других орбит получатся более длинные волны. Большинство этих линий были действительно наблюдены Лиманом.

Если положить $n = 2$, то для $k = 3, 4, 5$ и т. д. получим новую серию бальмеровых линий, которая начинается с фиолетовой линии

$$\lambda_2 = \frac{4}{R} = 0{,}37 \text{ } \mu$$

и продолжается в видимом спектре. В числе этих линий находятся давно известные линии водорода ($k = 3, 4, 5$), обозначаемые обыкновенно

$$H_\alpha = 0{,}656 \text{ } \mu; \quad H_\beta = 0{,}486 \text{ } \mu; \quad H_\gamma = 0{,}434 \text{ } \mu.$$

Наконец положим еще $n = 3$. Спектр этой серии лежит в инфракрасном. Некоторые из этих линий были найдены Пашеном, а именно длины волн

$$\lambda = 1{,}88 \text{ } \mu; \quad \lambda = 1{,}28 \text{ } \mu.$$

На рис. 620 представлены первые пять орбит электронов в атоме водорода, возможных по теории Бора; радиусами показаны переходы электрона с одной орбиты на другую при лучеиспускании трех вышеупомянутых серий: Лимана, Бальмера и Пашена.

В прежнее время водороду приписывались еще две серии, эмпирические формулы которых были:

$$(\lambda)^{-1} = R\left(\frac{1}{(1{,}5)^2} - \frac{1}{m^2}\right); \qquad (\lambda)^{-1} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(m + 0{,}5)^2}\right),$$

где m представляет собою целое число. Однако в этих формулах числа n и k *не целые*, и казалось, что эти серии противоречат теории квантов. Более тщательные опыты показали, что на самом деле эти спектральные линии испускаются не водородом, а ионизированным гелием. У гелия, как мы знаем, два электрона, и заряд его ядра вдвое больше, чем у водорода. Ионизированный гелий потерял при ионизации один

электрон; поэтому для ионизированного гелия надо положить $e_0 = 2e$, и величина Z должна быть взята в 2 раза больше, чем для водорода. В таком случае, для получения *тех же линий*, величина, стоящая в скобках, должна быть разделена на 4, и мы получаем:

$$(\lambda)^{-1} = RZ^2\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right).$$

Теперь числа n и k опять сделались *целыми* в согласии с теорией квантов и с теорией Бора.

Уже из этого примера мы видим, что атом одного и того же элемента при различных условиях может получать различные спектры. Спектры ионизированных атомов и молекул должны отличаться от спектров неионизированных. Это следствие теории хорошо подтверждается опытами Ленарда, которому удалось при помощи электрического поля отделить в вольтовой дуге ионизированные молекулы от неионизированных и доказать, что их спектры разные.

Однако изложенная нами теория спектров водорода тоже представляет собою только первое приближение к истине. Во-первых, электроны не должны непременно двигаться по кругам, как мы это предположили; их орбиты могут быть и эллиптической формы, различных эксцентриситетов и различного наклона друг к другу. Затем, как и в нашей солнечной системе, силы взаимодействия будут приводить в движение не только электроны (планеты), но также и ядро атома (солнце). Наконец при более сложном строении атома, чем у водорода, когда ядро окружено целой системой электронов, число которых может доходить даже до 92 (в элементе уране), движение каждого из них будет зависеть от положения и от движения всех остальных элеткронов того же атома, и теория спектральных линий для таких элементов будет, конечно, очень сложною; она до сих пор еще далеко не разработана. Только для тех простейших случаев, когда наружный электрон находится на довольно *большом* расстоянии от отстальной части атома, мы можем при расчете считать эту остальную часть за ядро; заряд этого эффективного ядра нужно будет принять равным заряду действительного ядра за вычетом заряда окружающих его остальных электронов. Очевидно, что спектры таких тел должны быть похожи на спектр водорода. Это и подтверждается на опыте.

688. Спектры характеристических X-лучей. — Спектральные формулы для X-лучей были впервые установлены Мозелеем, они аналогичны формулам Бальмера и имеют вид:

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z - S)^2\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2}\right).$$

Теория Бора объясняет эти формулы следующим образом.

Центральное ядро атома химического элемента несет в себе положительный заряд Ze, где Z — порядковый номер элемента в таблице Менделеева, а e — элементарный заряд, равный заряду одного электрона. Центральное ядро атома окружено электронами, расположенными в целом ряде слоев, которые мы назовем K, L, M (рис. 726).

Если под действием каких-либо причин, толчком быстро несущегося электрона или под действием жестких лучей Рентгена, мы вытолкнем из внутреннего слоя K один электрон, то его место тотчас же заполнится другим электроном, упавшим из вышележащих слоев L, M, N. Но каждое падение электрона из одного слоя в другой должно по теории Бора сопровождаться лучеиспусканием по закону $W_2 - W_1 = h\nu$. Так как слоев несколько и падение в слой K может происходить из любого высшего слоя, то в спектре у нас получится целая серия спектральных линий. Все эти линии вместе будут образовывать K-лучи.

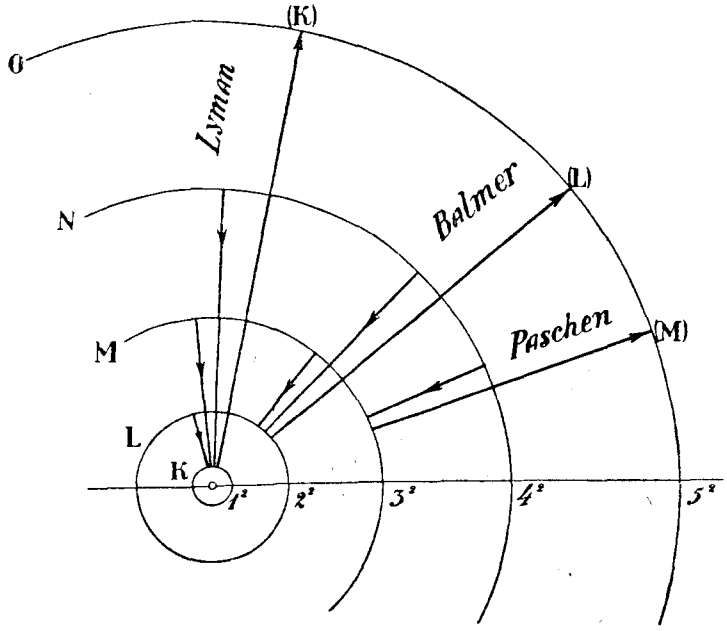


Рис. 726. Орбиты водородного атома.

Если выталкивание произошло из L-слоя, то подобным же процессом замещения недостающего электрона из вышележащих слоев мы получим серию L-лучей. Выталкивание из M-слоя даст M-лучи и так далее.

Мы видим таким образом, что теория образования спектров X-лучей вполне аналогична с теорией спектров водорода.

Однако между этими двумя случаями имеются существенные различия.

Во-первых, заряд ядра, величина Z, для тех металлов, которые обыкновенно употребляются как антикатоды в рентгеновских трубках, значительно превосходит величину $Z=1$ для водорода. Поэтому и частота получающихся лучей будет значительно больше. У нас вместо видимого света должны получиться лучи с малыми длинами волн, которые лежат далеко за ультрафиолетовым концом спектра, т. е. X-лучи, как это на самом деле и наблюдается.

Во-вторых, около ядра атома водорода расположен всего только один электрон. При наличности многих электронов, расположенных

в нескольких слоях, действие центрального ядра на каждый из этих электронов будет изменено. Так как электроны должны отталкиваться друг от друга, то вообще можно сказать, что притяжение центрального ядра будет ослаблено, причем ослабление для более далеких слоев будет больше, чем для более внутренних слоев. Все эти соображения действительно оправдываются результатами опытов Мозелея и позднейших ученых, потому что величина S в формулах Мозелея, которая вычитается из Z, растет при переходе от K-лучей к L-лучам и так далее.

Присутствие целого ряда слоев, находящихся в атоме, влияет на лучеиспускание еще в другом отношении. Хотя выталкивание электронов возможно из любого слоя, лишь бы на это хватило энергии, однако вытолкнуть электрон нужно непременно *наружу* атома, за самый крайний слой электоронов, потому что в *цельном* атоме, где все электронные слои уже заняты, для выталкиваемого электрона в них нет места. Энергия, необходимая для выталкивания электрона наружу, может быть определена из вышенаписанной формулы, если положить в ней $k=\infty$, а именно:

$$\varepsilon_\infty = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = hcR(Z-S)^2\frac{1}{n^2}.$$

Если толчок произведет такую работу, то электрон будет вытолкнут, и последующее падение электронов из вышележащих слоев даст сразу *целую серию* спектральных линий. Если же выталкивание происходит из последнего наружного слоя, то в зависимости от силы толчка электрон может перейти на одну из следующих возможных для него по теории Бора орбит, а при обратном падении он может дать спектр, состоящий всего только из *одной* линии от целой серии. Это имело место например в опытах Франка и Гертца при возбуждении толчком электронов спектральной линии $\lambda = 0{,}25\ \mu$ в парах ртути.

Так как возбуждение X-лучей в принципе ничем не отличается от возбуждения лучеиспускания из наружных слоев атома, то для наглядности описания этих процессов мы можем пользоваться тем же рисунком 726, который нам служил для наглядного изображения возникновения спектра водорода.

Обратимся к схеме рис. 726 для выяснения вопроса о жесткости различных X-лучей. Для возбуждения K-лучей необходимо, как мы сказали, вытолкнуть электрон из *первого* внутреннего слоя K *наружу* [см. стрелку у радиуса (K) рис. 726]. Последующее падение электронов из слоев L или M, или N в слой K (см. стрелки) дает спектральные линии, которые принято обозначать через K_γ, K_β, K_α.

Для возбуждения L-лучей требуется меньше энергии, потому что вытолкнуть электрон из слоя L наружу легче, чем из слоя K. Соответственным образом и при падении электронов из вышележащих слоев в слой L получатся X-лучи, более мягкие, с большею длиною волны, чем K-лучи и т. д.

Изложенная нами здесь вкратце теория возникновения X-лучей тоже представляет собою только *первое приближение* к истине. Подробное изучение спектров показало, что слой L не ординарный, а состоит из

трех слоев, точно так же слой M состоит из пяти, а слой N — даже из семи слоев и т. д.

Во всяком случае нужно признать, что в *основе своей* эта теория соответствует действительности.

689. Поглощение X-лучей. — Когда X-лучи попадают внутрь какого-либо тела, поставленного на их пути, то происходят три явления: рассеяние X-лучей, выбрасывание ими электронов и возбуждение вторичных X-лучей.

Рассеяние X-лучей в данном теле происходит тем сильнее, чем выше порядковый номер элемента, чем больше величина Z, т. е. чем больше электронов находится в тех атомах, которые луч встретил на своем пути. Рассеивание жестких лучей вообще слабее, чем лучей мягких.

Выбрасывание электронов, или образование вторичных катодных лучей, представляют собою не что иное, как фотоэлектрическое явление, теорию которого мы уже разобрали выше (707, **676**).

Возбуждение вторичных характеристических лучей первичными X-лучами тоже представляет собою явление люминесценции, только невидимой нашим глазом, и к нему тоже применимо правило Стокса. Для возбуждения люминесценции необходимо прежде всего вытолкнуть электрон из какого-либо слоя атома наружу, и на это выталкивание требуется энергия ε_∞ (721, **688**). Все первичные лучи, у которых величина $h\nu$ *больше* этой величины ε_∞, могут возбудить вторичные катодные и вторичные X-лучи; все же лучи, у которых $h\nu$ меньше ε_∞, не в состоянии вызвать люминесценции, они будут только рассеиваться.

Если мы поставим на пути X-лучей пластинку из какого-либо материала и будем изучать при помощи спектрографа лучи, прошедшие сквозь эту пластинку, то увидим так называемый *спектр поглощения*. В том месте спектра, которое соответствует условию $h\nu = \varepsilon_\infty$ мы увидим резкую границу: все лучи с большей длиной волны будут ослаблены только *рассеиванием*, между тем как все лучи, у которых $h\nu = \varepsilon_\infty$ и больше, кроме того, будут и *поглощены*; их энергия частью будет израсходована на возбуждение люминесценции.

Для различных тел, поставленных на пути первичных X-лучей, получаются различные границы в спектрах поглощения, и в одном и том же спектре может быть несколько таких резких границ. За каждой резкой границей, где $h\nu = \varepsilon_\infty$, обыкновенно наблюдается более слабое поглощение, затем наступает вторая резкая граница и т. д. Измеряя величины ν для этих границ, мы можем определить соответствующие им энергии. Это и будут те энергии, которые необходимы для выталкивания электрона из различных слоев атома K, L, M наружу. Полученные таким образом данные вполне согласуются с крайними границами лучеиспускания (т. е. для $k = \infty$) характеристических лучей (721, **688**) данного тела.

690. Теория Зоммерфельда. — Из предыдущего мы видим, что теория Бора дает прекрасные результаты в применении к простейшим случаям, как например к спектру водорода, с одной стороны, и спектру X-лучей — с другой. Распространение этой теории и на другие более сложные случаи стало возможным благодаря работам Зоммерфельда. Изучая теорию движения электронов внутри атомов не только по кру-

гам, но также и по эллиптическим орбитам (как это, между прочим, имеет место и в нашей планетной системе), Зоммерфельд показал, что теория квантов в применении к этому более общему случаю позволяет вывести целый ряд новых замечательных следствий, о которых мы можем дать здесь только самые краткие сведения.

Во-первых, теория квантов по Зоммерфельду выбирает из бесконечного разнообразия всевозможных эллиптических орбит только некоторые, определенной *величины*, определенной *формы* (эксцентриситета) и определенного *наклона* плоскостей орбит друг к другу. На каждой из этих допускаемых теориею квантов орбит электрон обладает определенной величины энергией. Разность энергий при переходе с одной орбиты на другую дает, как и в теории Бора, определенную величину ν и следовательно особую линию в спектре. Строение спектров при этом получается гораздо более сложное, чем при элементарной теории, как это и соответствует действительности, в особенности для тех атомов, у которых имеется несколько слоев электронов.

Далее, при движении по эллипсу скорость электрона *не постоянна*, как это имеет место в круговых орбитах; при приближении к ядру скорость электрона должна увеличиваться, а при удалении от ядра она должна уменьшаться. Это прямо следует из закона сохранения энергии и наблюдается при движении планет вокруг солнца. Между тем мы знаем, что при больших скоростях движения уже обнаруживается зависимость массы электрона от его скорости, а в таком случае, как показывает теория, движение электрона не будет происходить все по одному и тому же эллипсу, а сам эллипс будет менять свое положение, оставаясь однако в той же плоскости. В результате подобного более сложного движения и в спектре должны получаться вместо одной линии двойные линии, или так называемые *дублеты*. Такие дублеты действительно наблюдаются и в видимом спектре и в спектрах X-лучей, и расстояния между линиями этих дублетов оказались в точности совпадающими с предсказаниями теории Зоммерфельда.

Так как по теории Зоммерфельда не только величина и форма, но и *ориентировка* орбит электронов подчиняется квантовым условиям, то при действии на атом *магнитного* или *электрического* поля различные ориентировки орбит относительно этих полей дают различные величины энергии. Основываясь на этом, Зоммерфельду, Эпштейну и другим удалось дать теорию явлений Зеемана и Штарка, которая обнимает собою гораздо большее число наблюденных фактов, чем это может объяснить простая теория электронов без применения квантовой гипотезы.

При дальнейшем применении этой теории к спектрам оказалось необходимым сделать добавочную гипотезу (Гудсмит и Уленбек, 1925), что электроны внутри атомов не только обращаются вокруг центрального ядра, но еще и вращаются вокруг своей оси; при этом сходство атома с планетной системой еще более увеличилось. Электроны, обращаясь вокруг центрального ядра и вокруг своей оси должны образовать внутриатомное магнитное поле, и если строение атома не обладает шаровой симметрией, то часть магнитных линий сил будет выходить наружу и обнаруживаться в магнитных свойствах тела. Одновре-

менно с этим магнетизм атомов должен вызывать явление Зеемана т. е. расщеплять спектральные линии на несколько близко стоящих линий. Это следствие теории также хорошо подтверждается на опыте, как и вычисления Зоммерфельда, причем оказалось возможным объяснить не только дублеты (двойные линии), но и мультиплеты (системы близких друг к другу линий) в спектрах различных тел.

Теория квант с успехом применяется и к объяснению так называемых *полосатых* спектров. Однако эта теория значительно сложнее той, которую мы излагали выше, и кроме того она еще только начинает разрабатываться и потому не может быть включена в рамки этой книги.

691. Строение атомов химических элементов. — В предыдущих параграфах мы уже пользовались неоднократно современными гипотезами о строении атомов, и теперь нам необходимо подвести общий итог.

Первое указание на то, что все химические элементы родственны друг другу и что строение их имеет много общего, мы имеем в знаменитой периодической системе химических элементов Д. И. Менделеева. При возникновении таблицы Менделеева казалось, что периодичность химических свойств получается сама собою, если располагать все элементы по возрастающим *атомным весам*. Хотя правильное возрастание атомных весов нарушалось в четырех местах таблицы, нельзя было подыскать никакой причины подобной аномалии. Теперь мы знаем, что порядок химических элементов в таблице устанавливается не атомным весом тел, а *электрическим зарядом* центрального ядра их атомов. Центральное ядро может содержать только целое число элементарных зарядов Z, и это же целое число и представляет собою *порядковый номер* элемента в таблице Менделеева. Атомный вес, правда, в большинстве случаев растет с порядковым номером, но не всегда, а потому он не может служить точным руководящим принципом при составлении таблицы.

В особенности ясно это сделалось после открытия изотопов, т. е. элементов с одинаковыми химическими свойствами, занимающих одно и то же место в таблице, но имеющих весьма различные атомные веса.

Далее, в *незаряженном* атоме, кроме положительно заряженного ядра, должны заключаться и отрицательно заряженные электроны, и притом в количестве, равном тому же порядковому номеру Z. В известных до сих пор химических элементах число электронов бывает от 1 до 92.

По всей вероятности эти электроны расположены вокруг ядра несколькими слоями. При этом наружные слои, от строения которых должны главным образом зависеть *химические свойства* элементов, должны быть в сходных элементах, т. е. в элементах одного и того же столбца (группы) таблицы, сходны по конструкции. Это обстоятельство заставляет нас предполагать, что наружный слой электронов должен иметь не более 8 электронов в соответствии с числом элементов первого ряда. Что же касается внутренних рядов электронов, от которых зависят спектры X-лучей, то здесь никакой периодичности не наблюдается: коэфициент $(Z - S)$ в спектральных формулах X-лучей все время возрастает с порядковым номером элемента. Очевидно, внутренние слои электронов всех элементов построены одинаково. Это выразилось, между

прочим, и в том обстоятельстве, что мы для схемы X-лучей пользовались тем же чертежом, что и для спектра водорода.

Атомы *водорода* имеют около ядра только один электрон, а атомы *гелия* имеют два электрона. Вот эти-то два электрона и будут составлять первый слой электронов во всех химических элементах.

Второй ряд элементов в таблице начинается с элемента *лития*, для которого заряд ядра $Z=3$ и у которого число электронов во втором, т. е. наружном, слое будет 1. Такое же число электронов наружного слоя мы можем ожидать и в натрии и вообще во всех сходных между собою элементах первого столбца (первой группы) таблицы.

Прибавляя дальше по одному электрону на каждый номер первого ряда таблицы, мы доходим наконец до *неона*, у которого в наружном слое будет 8 электронов.

С *натрия* нужно начать *новый*, т. е. третий, слой электронов, для того, чтобы иметь и в нем, как и у сходного с натрием *лития*, только один наружный электрон. В натрии мы будем следовательно иметь в его трех слоях 2, 8, 1 электрон; в *хлоре* мы получим 2, 8, 7 электронов, и весь третий период элементов закончится *аргоном*, у которого крайний наружный слой опять будет иметь 8 электронов, как и у *неона*.

Продолжая таким образом далее, мы можем понемногу установить все слои электронов и всю основную конструкцию атомов химических элементов. В нижепомещенной таблице мы привели распределение электронов по слоям в инертных газах, т. е. в элементах последнего столбца таблицы элементов, в которых наружные слои закончены:

He : 2	= 2
Ne : 2 + 8	= 10
A : 2 + 8 + 8	= 18
Kr : 2 + 8 + 18 + 8	= 36
X : 2 + 8 + 18 + 18 + 8	= 54
Em : 2 + 8 + 18 + 32 + 18 + 8	= 86

На рис. 727 даны схемы строения некоторых наиболее простых атомов: H — водорода, He^+ — нонизированного гелия, He — гелия двух изотопов, Li — лития, F — фтора, Ne — неона, Na — натрия, по одному изотопу Cl — хлора и A — аргона.

Не нужно однако думать, что электроны в атомах действительно расположены по окружностям, как это у нас показано на схемах ради наглядности. Большинство физиков предполагает, что электроны находятся в постоянном движении, как это принимает и теория Бора, однако никакаких подробностей в этом отношении пока еще не выяснено.

Тем не менее из этого представления о строении атомов, которое в настоящее время еще только намечается, мы можем вывести целый ряд следствий.

Прежде всего заметим, что в последнем столбце менделеевской таблицы, где находятся элементы с вполне сформировавшимся наружным слоем, состоящим из 8 электронов, размещены так называемые *инертные газы*, которые не образуют никаких химических соединений. Повидимому конфигурация из 8 электронов представляет собою

наиболее *устойчивую* систему; но причина этой устойчивости нам пока неизвестна.

Мы уже сказали, что в *первом* столбце таблицы атомы имеют в наружном слое по *одному* электрону. Эти элементы легко *теряют* свой электрон, т. е. имеют свойство легко заряжаться положительным электричеством, образовывать *положительные ионы*. Это — так называемые *электроположительные* элементы. Наоборот, в VII столбце помещаются *электроотрицательные* элементы: они легко *принимают* в себя электрон и образует *отрицательные ионы*. Таким образом как элементы

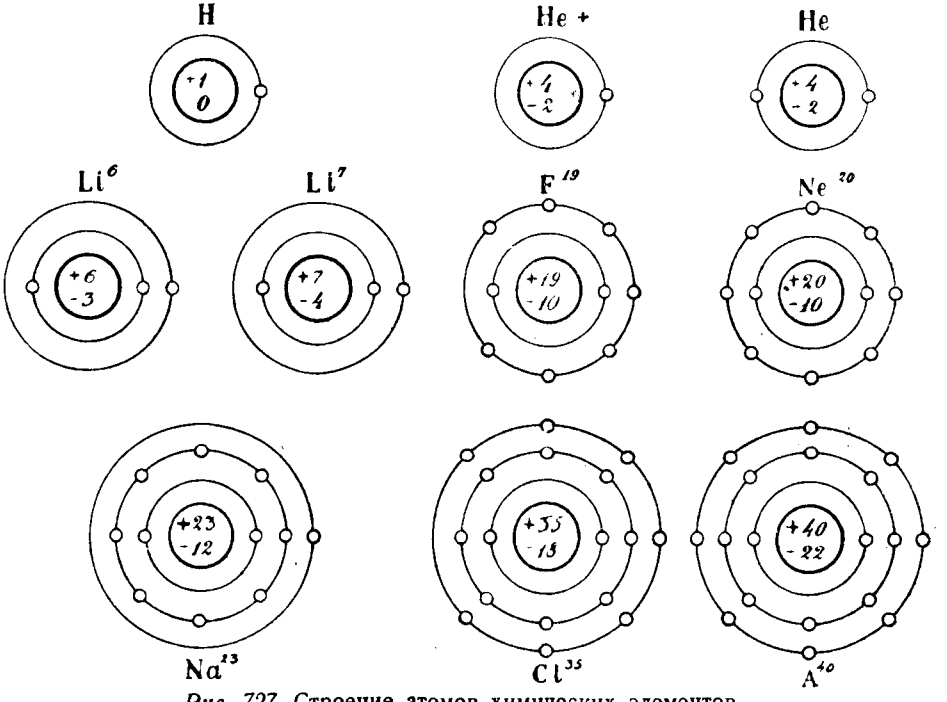


Рис. 727. Строение атомов химических элементов.

первого столбца, так и элементы седьмого столбца стремятся образовать наружный слой из *восьми* электронов и тем самым сделать его более устойчивым, по образцу инертных газов.

На рис. 727 у нас изображена схема атомов лития и натрия, у которых в наружном слое по одному электрону, и атомы фтора и хлора, у которых в наружном слое нехватает до полных восьми тоже одного электрона. При соединении этих атомов в молекулу фтористого лития и хлористого натрия опять достигается устойчивая конфигурация из восьми электронов. Для кристаллов фтористого лития Дебай и Шерер действительно доказали, что один электрон лития перешел к фтору. Это следует из того, что интенсивности отражения X-лучей от атомов лития и фтора, находящихся в кристалле фтористого лития, относятся как 2:10, а не как 3:9, как этого можно было бы ожидать. Следо-

Таблица химических элементов

—	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
1	**1** H 1,008						1 H 1,008	**2** He 4,00
2	**3** Li 6,94	**4** Be 9,91	**5** B 11,0	**6** C 12,00	**7** N 14,01	**8**,0 16,00	**9** F 19,00	**10** Ne 20,0
3	**11** Na 23,00	**12** Mg 24,32	**13** Al 27,1	**14** Si 28,3	**15** P 31,04	**16** S 32,06	**17** Cl 35,46	**18** Ar 39,88 ←
→ 4	**19** K 39,10 **29** Cu 63,57	**20** Ca 40,07 **30** Zn 65,37	**21** Sc 45,1 **31** Ga 69.9	**22** Ti 48,1 **32** Ge 72,5	**23** V 51,1 **33** As 74,96	**24** Mn 52,0 **34** Se 79,2	**25** Cr 54,93 **35** Br 79,92	**26** Fe **27** Co ←→ **28** Ni 55,84 58,97 58,68 **36** Kr 82,92
5	**37** Rb 85,45 **47** Ag 107,88	**38** Sr 87,63 **48** Cd 112,40	**39** Y 88,7 **49** In 114,8	**40** Zr 90,6 **50** Sn 118,7	**41** Nb 93,5 **51** Sb 120 2	**42** Mo 96,0 **52** Te 127,5	**43** Na ← → **53** J 126,92	**44** Ru **45** Rh **46** Pd 101,7 102,9 106,7 **54** X 130,2
6	**55** Cs 132,81 **79** Au 197,2	**56** Ba 137,37 **80** Hg 200,6	**57—71** Редкие земли **81** Tl 204,0	**72** Hf **82** Pb 207,20	**73** Ta 181,5 **83** Bi 209,02	**74** W 184,0 **84** Po (210)	**75** Re **85**	**76** Os **77** Ir **78** Pt 190.9 193,1 195,2 **86** Em (222)
7	**87**	**88** Ra 226,0	**89** Ac (226)	**90** T 232,15 ← →	**91** Pa (230)	**92** U 238,2		

Редкие земли

57 La 139,0	**58** Ce 140,25	**59** Pr 140,9	**60** Nd 144,3	**61** Il	**62** Sm 150,4	**63** Eu 152,0	**64** Gd 157,3
65 Tb 159,2	**66** Ds 162,5	**67** Ho 163,5	**68** Er 167,7	**69** TuI 168,5	**70** Ub 173,5	**71** Cp 175,0	

Примечание; Жирными цифрами обозначены номера элементов, светлыми цифрами — атомные веса.

вательно атомы фтора в этом кристалле имеют, кроме внутреннего слоя из двух электронов, *полный* наружный слой из восьми электронов, подобно неону.

Можно себе представить, что при образовании воды два атома водорода, соединяясь с одним атомом кислорода, тоже пополняют наружный слой этого последнего до устойчивой конфигурации восьми электронов неона и т. д.

Однако все эти предположения имеют пока значение только общей ориентировки. Они будут иметь под собой твердую почву только тогда, когда удастся подтвердить их *количественно* и когда появится возможность на основании гипотез о строении атомов *вычислять* энергии химических реакций.

Гораздо определеннее стоит дело в физических вопросах.

Явление ионизации состоит или в отщеплении одного из *наружных* электронов, или в выталкивании одного из внутренних электронов. Необходимые для этого энергии в большом числе случаев известны.

Наружные электроны, возвращаясь обратно к ионизованному атому, образуют спектры инфракрасных видимых и ультрафиолетовых лучей серии Пашена, Бальмера, Лимана, которые для простейших элементов могут быть предвычислены на основании строения атомов. При выталкивании внутренних электронов, кроме ионизации и появления вторичных катодных лучей, возникают характеристические *K*-, *L*-, *M*-лучи. Длины волн этих лучей тоже могут быть вычислены из предположения о строении внутренних слоев электронов в атоме.

Все это вместе служит нам указанием, что по вопросу о строении атомов мы находимся теперь на верном пути, хотя далеко еще не все является вполне выясненным.

692. Состав ядра. — О *строении* ядра атомов мы пока еще ничего определенного сказать не можем. Что же касается *состава* ядра, то для некоторых тел у нас уже имеются определенные данные, полученные из опыта.

Во-первых, явления радиоактивности несомненно показывают, что атомы радиоактивных тел, как например радия, содержат в себе атомы *гелия*; а для того, чтобы из урана сделать свинец, нужно из его атома выкинуть 8 атомов гелия.

Затем Ретерфорд показал, что из атомов азота, бора, фтора, натрия, алюминия и фосфора можно при помощи толчка α-лучей получить атомы водорода.

Наконец после открытия Астоном изотопов с атомными весами, выражающимися *целыми* числами, гипотеза Проута о том, что атомы всех химических элементов составлены из атомов водорода с атомным весом, равным *единице*, делается в высшей степени вероятною.

На основании всех этих данных мы можем представить себе ядра атомов химических элементов составленными из атомов водорода в числе, равном атомному весу рассматриваемого элемента A. Но не все эти атомы водорода будут иметь при себе полагающийся им электрон; некоторые из них, а именно в числе Z, должны быть лишенными электрона, так как ядро элемента с порядковым номером Z должно быть заряжено положительным экектричеством $+Ze$. Будем называть ядро

атома водорода, лишенное сопутствующего его обыкновенно электрона, *протоном*, а число электронов, находящихся в *ядре* данного элемента, обозначим через B. Тогда для состава ядра любого химическото элемента, подразумевая под этим изотопы, а не их смеси, мы можем написать соотношение:

$$A - B = Z.$$

Все изотопы одной и той же смеси, или по прежней терминологии одного и того же элемента, имеющие *одинаковый* номер Z, но *различные* атомные веса A, будут заключать в своих ядрах и различное число электронов, но так, чтобы *разность* между атомным весом A и числом электронов B в ядре рявнялось одному и тому же порядковому номеру Z смеси.

На рис. 727 показаны два изотопа лития с атомными весами 6 и 7. Ядро первого изотопа состоит из 6 протонов и 3 электронов, а второй изотоп имеет ядро, составленное из 7 протонов и 4 электронов. Аналогичным образом мы можем представлять себе состав ядер и других химических элементов.

Ядро атома гелия, т. е. то, что вылетает из радиоактивных элементов в виде α-лучей, согласно только что сказанному, должно состоять из четырех протонов и двух электронов. Эта комбинация обладает, повидимому, очень большой устойчивостью, потому что α-лучи при вылетании из радиоактивных тел не разбиваются на протоны. Точно так же ядро элементов, атомный вес которых делится без остатка на 4, по всей вероятности, содержат в себе *цельные* ядра гелия, потому что Ретерфорду ни из одного из этих элементов ие удалось получить атомы водорода.

То обстоятельство, что атомный вес водорода равен 1,0077, а атомный вес гелия и других элементов выражается *целым* числом единиц, при современном состоянии учения об электричестве уже не является противоречием. Действительно, мы уже говорили раньше (стр. 320, **292**), что *масса* тел может быть обусловлена находящейся в них *электромагнитной энергией*. Поэтому масса атомов водорода, образующих ядра химических элементов, т. е. масса протонов, может быть и меньше массы тех же атомов водорода в его свободном состоянии. Вполне естественно, что электромагнитная энергия заряженных электричеством протонов должна зависеть и от взаимного расстояния и от расположения этих протонов друг относительно друга. Мы можем даже подсчитать, какое количество энергии нужно затратить для того, чтобы из четырех атомов водорода составить один атом гелия.

Потеря массы *четырех грамм-атомов* водорода при образовании одного грамм-атома гелия (т. е. для четырех граммов гелия) равна $m = 4 \cdot (1{,}0077 - 1) = 0{,}0308$ *г*.

Соотношение между массой m и энергией U по теории Эйнштейна представляется следующей формулой:

$$U = mc^2.$$

где $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$ — скорость света в эфире. Соответствующая потерянной массе энергия будет равна:

$$0{,}0308 \cdot 9 \cdot 10^{20} = 0{,}277 \cdot 10^{20} \text{ эрг.} = 6{,}5 \cdot 10^{15} \text{ калорий.}$$

Такое количество энергии теряется при образовании грамм-атома гелия из водорода. Оно приблизительно в 5 миллионов раз больше той энергии, которая выделяется во время горения тех же четырех грамм-атомов водорода при образовании воды. Такую же громадную энергию необходимо затратить, чтобы снова разложить один грамм-атом гелия на водород. Эта громадная энергия вполне соответствует тому, что мы говорили выше об *устойчивости* конфигурации из четырех протонов, образующих ядро гелия.

Прибавление I.

Электромагнитный спектр.

1) Длины волн и частоты колебаний изображены здесь в так называемом логарифмическом масштабе (по Рэлею и П. Н. Лебедеву), причем каждому сантиметру длины соответствует отношение 1:10. Так

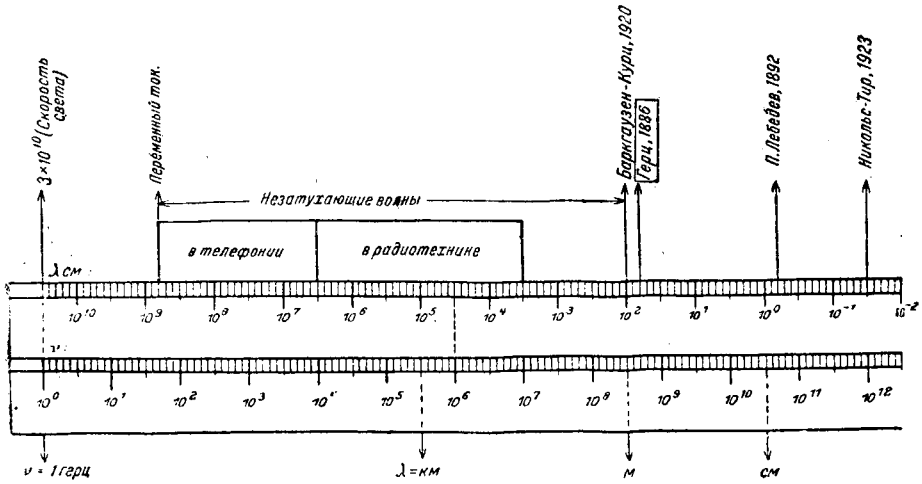


Рис. 728. Электромагнитные волны.

как между частотами ν и длинами волн λ имеется соотношение

$$\nu \cdot \lambda = c = 3 \cdot 10^{10},$$

то нетрудно сообразить, почему масштаб для частот оказывается сдвинутым *влево* на величину 10,5 *см*. Точно так же из уравнения квантовой теории

$$V\,(вольт) \cdot \lambda\,(см) = 1{,}234 \cdot 10^{-4}$$

мы заключаем, что масштаб разностей потенциалов, выраженных в вольтах, должен быть сдвинутым относительно масштаба длин волн *вправо* на длину 3,9 *см*.

2) Весь известный нам электромагнитный спектр мы представили здесь состоящим из двух частей. Хотя по существу своему электромагнитные волны в обеих частях спектра одинаковы, тем не менее они отличаются друг от друга по способу их возбуждения. Теория электромагнитного поля Максвелла, в ее классической форме, применима главным образом к первой половине спектра, тогда как теория квант

является необходимой для явлений, относящихся ко второй половине спектра.

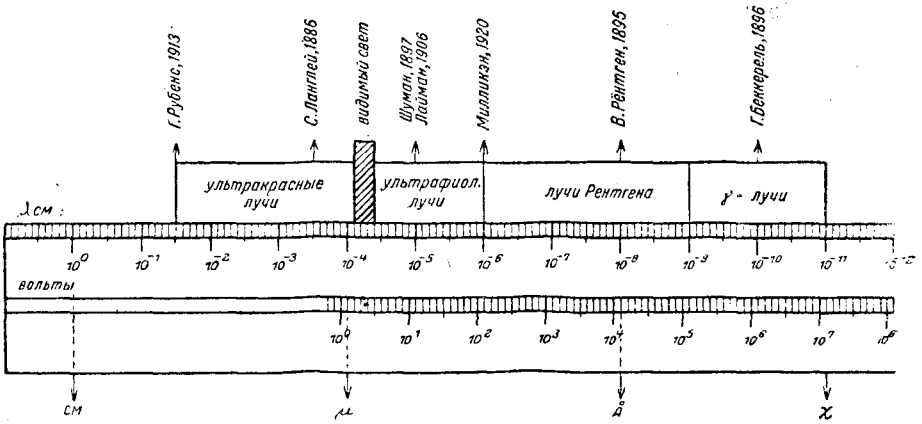


Рис. 729. Лучеиспускание атомов.

3) Указанные на чертежах подразделения спектра с обозначением: телефония, радиотехника, ультрафиолетовые лучи и т. п. имеют целью лишь общую ориентировку в спектрах, так как границы их не могут быть определены точно и часто даже заходят друг за друга.

Прибавление II.

Список химических элементов.

Порядковый №	Символ	Название	Атомный вес	Число изотопов	Порядковый №	Символ	Название	Атомный вес	Число изотопов
1	H	Водород	1,008	—	47	Ag	Серебро	107,88	2
2	He	Гелий	4	—	48	Cd	Кадмий	112,4	6
3	Li	Литий	6,04	2	49	In	Индий	114,8	—
4	Be	Бериллий	9,02	—	50	Sn	Олово	118,7	8
5	B	Бор	10,82	2	51	Sb	Антимоний	121,8	2
6	C	Углерод	12,00	—	52	Te	Теллур	127,5	3
7	N	Азот	14,008	—	53	J	Иод	126,92	—
8	O	Кислород	16	—	54	X	Ксенон	130,2	9
9	F	Фтор	19,00	—	55	Cs	Цезий	132,8	—
10	Ne	Неон	20,2	3	56	Ba	Барий	137,4	2
11	Na	Натрий	23,00	—	57	La	Лантан	138,9	—
12	Mg	Магнезий	24,32	3	58	Ce	Церий	140,2	2
13	Al	Алюминий	26,97	—	59	Pr	Празеодим	140,9	—
14	Si	Силиций	28,06	3	60	Nd	Неодим	144,3	4
15	P	Фосфор	31,04	—	61	—	—	—	—
16	S	Сера	32,07	—	62	Sm	Самарий	150,4	—
17	Cl	Хлор	35,46	2	63	Eu	Европий	152,0	—
18	Ar	Аргон	39,88	2	64	Gd	Гадолиний	157,3	—
19	K	Калий	39,10	2	65	Tb	Тербий	159,2	—
20	Ca	Кальций	40,07	2	66	Dy	Дисцрозий	162,5	—
21	Sc	Скандий	45,1	2	67	Ho	Холмий	163,5	—
22	Ti	Титаний	48,1	2	68	Er	Эрбий	167,7	—
23	V	Ванадий	51,0	—	69	Tu	Туллий	169,4	—
24	Cr	Хром	52,01	—	70	Yb	Иттербий	173,5	—
25	Mn	Марганец	54,93	—	71	Cp	Кассиопий	175,0	—
26	Fe	Железо	55,84	2	72	Hf	Гафний	178,6	—
27	Co	Кобальт	58,97	—	73	Ta	Тантал	181,5	—
28	Ni	Никель	58,68	2	74	W	Вольфрам	184,0	—
29	Cu	Медь	63,57	2	75	Re	Рений	—	—
30	Zn	Цинк	65,37	4	76	Os	Осмий	190,9	—
31	Ga	Галлий	69,72	2	77	Ir	Иридий	193,1	—
32	Ge	Германий	72,60	3	78	Pt	Платина	195,2	—
33	As	Мышьяк	74,96	—	79	Au	Золото	197,2	+
34	Se	Селен	79,2	6	80	Hg	Ртуть	200,6	6
35	Br	Вром	79,92	2	81	Tl	Таллий	204,4	3
36	Kr	Криптон	82,9	6	82	Pb	Свинец	207,2	7
37	Rb	Рубидий	85,5	2	83	Bi	Висмут	209,0	5
38	Sr	Стронций	87,6	2	84	Po	Полоний	210	7
39	Y	Иттрий	89,0	—	85	—	—	—	—
40	Zr	Цирконий	91,2	4	86	Em	Эманация	222	3
41	Nb	Ниобий	93,5	—	87	—	—	—	—
42	Mo	Молибден	96,0	—	88	Ra	Радий	226,0	4
43	Ma	Мазурий	—	—	89	Ac	Актиний	—	2
44	Ru	Рутений	101,7	—	90	Th	Торий	232,1	6
45	Rh	Родий	102,9	—	91	Pa	Протактин.	230	3
46	Pd	Палладий	106,7	—	92	U	Уран	238,2	2

Прибавление III.

Главнейшие физические постоянные.

a) Механические постоянные.

Постоянная всемирного тяготения	$6{,}65 \cdot 10^{-8}$	dyn. cm^2. g^{-2}
Килограммометр	$0{,}980665 \cdot 10^{8}$	erg
Нормальная атмосфера (atm)	$1{,}013253 \cdot 10^{6}$	dyn. cm^{-2}
Техническая атмосфера	$0{,}980665 \cdot 10^{6}$	dyn. cm^{-2}
Максимальная плотность воды при 1 atm	0,999973	g. cm^{-3}

b) Термические постоянные.

Абсолютная температура тающего льда	273,20°	grad
Нормальный объем грамм-молекулы идеального газа	$22{,}4145 \cdot 10^{3}$	cm^3
Газовая постоянная (на одну грам-молекулу)	$0{,}82045 \cdot 10^{2}$	cm^2. atm. $grad^{-1}$
	1,9858	cal. $grad^{-1}$
Малая калория (15° cal)	$4{,}1863 \cdot 10^{7}$	erg

c) Электрические постоянные.

Интернациональный ампер (int. amp)	1,00000	abs. amp
Интернациональный ом (int. ohm)	1,00050	abs. ohm
Постоянная фарадея (на одновалентный Mol)	$0{,}96494 \cdot 10^{5}$	int. coul
Скорость света в пустоте	$2{,}9985 \cdot 10^{10}$	cm. sec^{-1}

d) Атомные постоянные.

Атомный вес кислорода	16,000	
Число Лошмидта (на одну грам-молекулу)	$6{,}061 \cdot 10^{23}$	
Постоянная Больтцмана k	$1{,}372 \cdot 10^{-16}$	erg. $grad^{+1}$
$^1/_{16}$ масса атома кислорода (протон)	$1{,}650 \cdot 10^{-24}$	g
Заряд электрона	$1{,}592 \cdot 10^{-19}$	int. coul
	$4{,}774 \cdot 10^{-10}$	CGSE abs
Масса электрона	$9{,}02 \cdot 10^{-28}$	g
Скорость электрона, соответствующая 1 вольту	$5{,}945 \cdot 10^{7}$	cm. sec^{-1}
Постоянная Планка h	$6{,}55 \cdot 10^{-27}$	erg. sec

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

(указаны номера параграфов)

Абсолютная температура 375.
Абсолютные единицы 13, 333.
Абсорбция (поглощение) волн 623.
„ „ света 654.
Авогадро гипотеза 376.
Аккумуляторов расчет 422.
„ соединение с динамомашиной 421.
Аккумулятор Грове 405.
„ Планте 146, 417.
„ Тюдора, Фора 418.
Актиний 465.
Александерсона машина большой частоты 586.
Алюминия добывание 423.
Альтернатор (генератор переменного тока) 580.
α-лучи 466, 475.
„ пробег 477.
„ рассеяние 478.
„ число 473.
Ампера гипотеза 258.
„ явление 247.
Амперметр 316.
„ „ тепловой 320.
Ампервитки 272.
Ампер, сила тока 118.
Амперчасы 419.
Амплитуда 505.
Ангстрем, единица длины 674.
Анодные лучи 435.
Анод 386.
Аномальная дисперсия 655.
Антенна 643, 644.
Антикатод 664.
Апериодический разряд 595.
Араго явление 291.
Аррениуса теория 394.
Асинхронные двигатели 582.
Астазирование 309.
Астона массовые спектры 439.
Атома строение 691.
Атомный вес 372.
Атомный вес водорода 372.
Атом электричества (см. Электрон) 484.
Аудион 647.

Баллистический гальванометр 321.
Барнетта опыт 497.
Барабанный якорь 565.
Баркла 668, 669.
Батарея элементов 141.
Батарея лейденских банок 95.
„ термоэлементов 183.
Беспроволочный телеграф 640.
Беккерель 180, 461.
Белля телефон 278.
Бернулли Д. 378.
β-лучи 466.
Биения 601, 646.
Бьеркнес 623.
Био и Савара закон 239.
Блондло 620.
Бойля-Мариотта закон 375.
Бойса термогальванометр 600.
Болометр 164, 600.
Больцман 381, 637.
Бор теория атомов 686.
Брэгги строение кристаллов 672.
Бранли когерер 599.
Брауна вольтметр 108.
„ беспроволочный телеграф 641.
„ рамочная антенна 644.
„ трубка 561.
Буравчика правило 233.
Буссоль 189.
Буссоль наклонения 214.
„ тангенс 307.

Валентность 373, 389.
Ван-ден Брек 479, 481.
Вант-Гофф 383.
Вебера гипотеза 230.
Векторная диаграмма 513.
Вектор 36.
Векторное произведение 358.
Вейса 495.
Венельта катод 434.
„ прерыватель 331.
Вестона элемент 147.
Взаимная индукция 298.
Вибратор Герца 592.
„ „ его поле 627.
Видемана и Франца закон 488.
Вина закон 676.
Винера опыты 638.
Вин М., гальванометр 560.
„ возбуждение колебаний 641.
Висмутова спираль 327.
Вихерт 431.
Влияние магнитное 193.
„ электростатическое 20.
Волны стоячие 616, 638.
„ проходящие 613, 625.
Волн длина 615.
„ интерференция 637.
„ электрических отражение 617, 630.

Волн поглощение 623.
„ поляризация 636.
„ преломление 631.
„ таблица 673.
Волномер 648.
Вольтаж машины 567.
„ элемента 140.
Вольтметр 155.
Вольтова дуга 173, 279, 459.
„ „ звучащая 605.
Вольтов столб 126.
Вольтметр 317.
„ электростатический 108.
Вольты опыт 122.
„ закон 124.
„ элемент 125.
Вольт, разность потенциалов 76.
Вращающееся магнитное поле 539.
Вторичные лучи 669.
Вторичные элементы 416, 420.
Выпрямители 548.
Выпрямитель
„ газовый 548.
„ катодный 550.
„ ртутный 549.

Гага и Винд 670.
Гальвани опыт 121.
Гальванометр 128.
„ баллистический 321.
„ В. Вина 560.
„ д'Арсонваля 312.
„ Дюбуа и Рубенса 310.
„ Энтговена 314.
Гальванопластика 424.
Гальваноскоп 128.
γ-лучи 466.
Ганса осциллограф 560.
Гармонические колебания 501.
Гартмана и Брауна мостик 401.
„ „ „ резонанс-тахометр 559.
Гальванометр 312, 313.
Тепловые приборы 320, 648.
Гаусса зеркальный отсчет 308.
„ метод определения напряжения магнитного поля 213.
Гаусса теорема 44.
Гаусс, единица напряжения поля 388.
Гейгенса принцип 629.
Гейгер 477, 473.
Гей-Люссака закон 375.
Гейслеровы трубки 454.
Гейтель и Эльстер 468.
Гелий 474.
Гель 499.
Гельмгольца вывод формулы индукции 283.
Гельмгольца гипотеза 392.
„ теория дисперсии 653.
Генераторы переменного тока 580.
Генри 294.
Гереуса ртутная лампа 460.
Герке 437.
Гертца вибратор 593.
„ колебания 592.
„ опыты 635.
„ резонатор 598.
„ фотоэлектричество 433.
Гетеродинный прием депеш 646.
Гизель 466.
Гистерезис 227.
Гитторфа движение ионов 398.
„ катодные лучи 426.
Гальдштейна анодные лучи 435.
Гониометры электромагнитные 644.
Гопкинсона формула 267.
Грамма кольцо 563.
Грамм 333.
Грамм-атом, эквивалент, молекула 374.
Гренэ элемент 144.
Грове элемент 416.
Гротгуса гипотеза 391.
Гюльхера термобатарея 183.

Дальтона закон 377.
Даниэля элемент 127, 415.
Двигатель асинхронный 582.
„ однофазный 585.
„ переменного тока 581.
„ постоянного тока 574.
„ синхронный 581.
Двухфазный ток 537.
Дебай и Шерер 671.
Декремент 594.
Демарсэ спектр радия 464.
Демпфирование 292, 312.
Деполяризация 415.
Депре-д'Арсонваля гальванометр 312.
Депреца прерыватель 330.
Детектор 599.
„ его действие 645.
Джильберт 1.
Джоулево тепло 167.
Джоуля электромагнит 274.
Джоуль 77.
Дина 13, 334.
Динамомашины в соединении с аккумуляторами 421.
Динамомашины переменного тока 580.
„ постоянного тока 562.
Диссоциация 384.
„ воды 403.
„ электролитическая 395.
Диссоциирующая сила 404.
Дисперсия света 655.
Дифференциальная лампа 279.
Диффузия газов 382.
„ электролитов 409.
Диаграмма векторная 513.
Диамагнетизм 215.

Диамагнетизм теория 493.
Диэлектриков поляризация 30, 59.
Диэлектрическая постоянная 33, 61, 113.
Долезалека электрометр 110.
Допплера явление 436.
Друде теория металлов 488.
Дуан и Троубридж 621.
Дудделя осциллограф 560.
„ звучащая вольтова дуга 605.
„ термогальванометр 600.
Дюар 474.
Дюбуа-Рубенса гальванометр 310.
Дюбуа электромагнит 274.
Дюфэй 10.
Дэви 173.

Егер и Диссельхорст 488.
Единицы измерений 333.
Емкость — единица 97.
„ аккумулятора 581.
„ измерение 111, 322.
„ переменная 323.
„ плоского конденсатора 90.
„ при быстро переменных токах 604.
„ шара 99.

Жемена магнит 188.
Железа магнетизм 224.

Замбони столб 126.
Замыкание переменного тока 536.
„ цепи 296.
Затухание колебаний 594.
Защита магнитная 219.
„ электрическая 57.
Звонок электрический 275.
Зеебек 180.
Зеемана явление 656.
Зейбта-Эрнэке опыты 624.
Земной магнетизм 214.
Зеркальный отсчет 308.
Зигбан единица длины 674.
Золочение 424.
Зоммерфельда теория 690.

Икс (*X*) единица длины 674.
Изоляторы (см. Диэлектрики) 6.
Изотопы 482.
Импульс 334.
„ электромагнитный 365.
Индукторы динамомашины 433.
Индуктор Румкорфа 330.
Индукционные токи 280.
„ приборы 554.
Индукция взаимная 298.
„ магнитная 198.
„ электромагнитная 280.
„ электростатическая 37.
Интерференция волн 637.
„ *X*-лучей 671.

Искра 450, 457, 588.
Искровой промежуток 592.
Искромер 104.
Ионизатор 440.
Ионизация газов 440.
„ пламени 456.
„ толчком 450.
Ионов движение 394.
„ скорости 400.
„ трение 405.
Ион 391.
Испускание электронов накаленными телами 434.

Кабель 148.
Кадмиевый элемент 147.
Калория 334.
Каменная соль, строение 672.
Каналовые лучи (см. Анодные) 435.
Камерлинг-Оннес 134.
Катодные лучи 426.
„ скорость 431.
Катодная лампа 606.
Катодная лампа с тремя электродами 607.
Катод 386.
Кауфман, масса электрона 485.
Кванты 677.
Кванты действия 684.
Кварцевая лампа 460.
Кельвина формула 591.
Керра явление 659.
Килограммометр 334.
Киловатт 334.
Кинетическая теория газов 378.
Кирхгофа правила 142, 270.
„ закон 675.
Клаузиус 378.
„ гипотеза 394.
Клеменчича термоэлемент 600.
Клемма (сжим) 149.
Клопфер 599.
Ключ 150.
Когерер 599.
Колебания гармонические 501.
Колебания магнитной стрелки 504.
Колебания маятника 504.
„ электрические 588.
„ энергии 531, 591.
Кольрауша закон 399.
„ мостик 401.
Коллектор 563.
Кольцевой якорь 563.
Кольцо Пачинотти-Грамма 563.
Компаунд-машины 573.
Комптона явление 681.
Конвекция электрическая 346.
Конденсатора емкость 90.
„ соединение 95.
„ устройство 101.
„ энергия 98.
Конденсатор сложный 96.

Кондукционный ток 347.
Концентрационный элемент 410.
Концентрация раствора 383.
Коэрцитивная сила 210, 228.
Кристаллов строение 672.
Критическая скорость 337.
Крукса катодные лучи 427.
„ спинтарископ 472.
Крутильные весы 12.
Кулиджа трубка 665.
Кулона закон взаимодействий 11, 192.
Кулон, количество электричества 14, 337.
Купер-Юитт 460.
Кюри 464, 495.

Лампочка накаливания 176.
Ленжевэн 493, 494.
Лауэ открытие 670.
Лебедев, давление света 364, 660.
Лебедев, термоэлемент 184.
Леблана закон 413.
Лейденская банка 103.
Лекланше элемент 145.
Ленарда опыты 592, 723.
Ленца правило 282.
Леру 181.
Ле-Шателье термоэлемент 184.
Либен 607.
Лиман, спектральная серия 687.
Линии сил 38, 341.
„ „ давление и натяжение 342.
„ „ преломление 64.
Логарифмический декремент 449.
Лоренца теория электронов 484.
„ явление Зеемана 655.
„ теория электропроводности металлов 488.
„ формула 367.
Лошадиная сила 163, 334.
Лошмидта число 376.
Луммер и Прингсгейм 676.
Лученспускание вибратора 626.
„ атомов 675.
Лучи анодные 435.
„ вторичные 669.
„ катодные 425.
„ Рентгена 663.
Лучи радия 466.
„ электрические 628.
Лэнгмюр 454.
Люминесценция 654.

Магазин сопротивлений 153.
Магнетизм 185.
Магнетизм остаточный 228.
Магнита якорь 188.
„ подъемная сила 222.
„ полюсы 186.
Магнитная индукция 198.
Магнитодвижущая сила 265.
Магнитная поляризация 194.
„ утечка 271.
„ цепь 267.
Магнитное влияние 193.
„ поле тока 231.
Магнитный меридиан 214.
„ момент 197.
„ момент тока 253.
„ потенциал 201.
„ поток 199.
Максвелла давление света 364, 660.
„ закон (показатель преломления) 359, 653.
Максвелла закон распределения скоростей 380.
Максвелла правило 233.
„ теория 353.
„ теория света 360.
„ уравнения 354, 355.
Мариотта закон 375.
Марсден 478.
Маркони клюфер 599.
„ телеграф 640.
Масса электромагнитная 366, 369.
Массовый спектрограф 439.
Маятники связанные 601.
Маятник колебания 504.
Маятник, резонанс 601.
Машины электростатические 100.
Майкельсона опыт 662.
Мега 339.
Меллони 184.
Менделеев, таблица элементов 691.
Меридиан 214.
Микро 339.
Микрон 339.
Микрофарад 97.
Микрофон 278.
Милли 339.
Многофазные токи 537.
Многополюсные машины 543.
Милликэн 679.
Мозелей 673, 688.
Молекулярный вес 372.
Молизация 396, 444.
Морзе телеграф 276.
Мостик Кольрауша 401.
„ Уитстона 143, 162.
Мотор (см. Двигатель) 574, 581.
Мощность 165, 334.
„ переменного тока 523.
„ постоянного тока 165.
Мощность трехфазного тока 556.
Муассан печь 175.
Мультипликатор 128.

Наклонение магнитное 214.
Намагничивания интенсивность 197.
„ коэфициент 216.
Направление тока 117.
Напряжение поля магнитного 198.

Напряжение поля электрического 36.
Незатухающие колебания 605, 611.
Нернст, лампа 176.
„ теория элемента 409.
Никелирование 424.
Никольс и Гуль 660.
Нормальный элемент 147, 340.

Однополюсная динамомашина 288, 562.
Однофазный двигатель 584.
Ома закон 130.
„ эталон 152.
Омо-сантиметр 133.
Ом 132.
Осмотическое давление 383.
Остаточный магнетизм 228.
Оствальда закон 396.
Острия 106.
Осциллограф Ганса 560.
„ Дудделя 560.
Отражение электрических волн 617, 630.

Панцырный гальванометр 310.
Паразитные токи 127.
Парамагнетизм 215.
„ теория 494.
Парциальное давление 377.
Паульсена телеграф 641.
Пачинотти-Грамма кольцо 563.
Пельтье явление 181.
Переключатель 151.
Переменного тока законы 517.
„ „ измерения 553.
„ „ машины 580.
Перерезывание магнитных линий 284.
Период колебания 501.
„ колебаний электрических 591.
„ тока 517.
Пермеаметр 327.
Перрена опыт 591.
Петров 173.
Печь Гереуса 172.
„ Муассана 175.
Планка закон 677.
Плантэ аккумулятор 146.
Плотность тока 117.
„ электричества 19.
„ энергии 85.
Плюккер 426.
Поверхность эквипотенциальная 79.
Пеггендорфа способ 308.
Поглощение волн 623.
„ света 654.
„ *X*-лучей 689.
Пойтинга теорема 363.
Поле магнита 211.
„ магнитное 198.
„ магнитное земли 214.
„ электрическое 35.
„ электромагнитное 341.
Положительный заряд 9.
Полезное действие машины 579.
„ „ элемента 170, 171.
Полоний 465.
Полупроводники 6.
Полупроницаемая перегородка 382, 383.
Полюсы магнита 186.
Поляризация диэлектриков 30, 59.
„ магнитная 194.
„ рентгеновых лучей 668.
„ света 651.
„ электродов 416.
„ электрических лучей 636.
„ элементов 414.
Порядковый номер элемента 479, 691.
Потенциала падение 36.
Потенциал 74, 201.
„ единица 76.
„ ионизационный 451.
„ падение вдоль цепи 201.
„ падение у катода 355.
„ разность 75.
„ распределение 455.
„ резонансовый 453.
„ электролитический 412.
Поток жидкости 43.
„ индукции 42.
„ энергии 363.
Практические единицы 338.
Предохранитель 177.
Преломление волн 631.
„ линий сил 64, 218.
Прерыватели Венельта 331.
„ Депреца 330.
„ Румкорфа 330.
Прерыватель турбинный 332.
Природа лучей Рентгена 667.
Проводники 6.
Проницаемость 195.
Противовес 643.
Продолжительность жизни радиоактивных веществ 475.

Работа в электрическом поле 73.
„ гистерезиса 229.
„ единица 334.
„ переменного тока 530.
„ постоянного тока 165.
Радий 464.
Радиоактивное равновесие 470.
Радиоактивность 461.
„ индуцированная 468.
Радиоактивных веществ таблицы 475.
Радиотехника 640.
Разряда характеристика 459.
Разрядник 104.
Разрядный потенциал 105.
Разряд апериодический 595.
„ в газах 450.
Рамана явление 683.
Рамсэй и Содди, эманация 467.

Рамсэй и Содди, гелий 474.
Распад атомов 469.
Распределение заряда 16, 56.
Распыление катодными лучами 664.
Распространение радиоволн 649.
Раствор свойства 383.
Реакция якоря 564.
Регулятор вольтовой дуги 279.
Резонанса кривая 515.
Резонанс маятников 601.
„ переменного тока 524.
„ электрических колебаний 598.
„ электронов 655.
Резонатор Герца 598.
Реле 277.
Рентгена лучи 663.
„ трубка 664.
„ экран 664.
Рентгенотехника 666.
Реостата расчет 178.
Реостат декадный 153.
„ ламповый 154.
„ штепсельный 153.
Репульсионный двигатель 584.
Ретерфорд, гипотеза о строении атомов 478.
Ретерфорд, разложение элементов 483.
Ретерфорд и Гейгер 473.
Ретерфорд и Содди, гипотеза распада атомов 469.
Ретерфорд и Содди, эманация 467.
Рике теория металлов 488.
Ричардсона формула 434.
Роуланд конвекционный ток 348.
Ротор 582.
Ртутная лампа 460.
Рубенса опыты 651, 719.
Рубенса термоэлемент 184.
Рубильник 150.
Румкорфа катушка 330.
„ прерыватель 330.
Рюдберг 673.

Савара и Био закон 239.
Савари 588.
Самовозбуждение 569.
Самоиндукции вычисление 299.
„ измерение 322.
„ коэфициент 293.
„ переменная 323.
„ явление 289.
Сантиметр 333.
Света давление 660.
„ магнитное поле 652.
„ поглощение 654.
„ преломление 653.
„ скорость 650.
„ электромагнитная теория 650.
Связные системы 601.
Сдвиг в двигателе 583.
Секунда 333.
Секция обмотки 563.
Сердечник электромагнита 238.
Серия спектральная 687.
Сила ионизатора 446.
„ лошадиная 334.
„ магнитодвижущая 265.
„ тока 117.
„ электродвижущая 123.
Силовые линии 38, 341.
Сименса принцип 569.
„ якорь 565.
Синхронные двигатели 581.
Системы единиц 333.
Скалар 36.
Склонение магнитное 214.
Скорость движения электричества 408.
„ ионов 400, 407.
„ критическая 337.
„ молекул 380.
„ распространение электромагнитного поля 359.
Скорость света 650.
Сложение колебаний 512.
Смещений правила 481.
Содди 467, 469—475.
Соединение емкостей 95.
„ проводников 138, 139.
Соединение проводников звездой и треугольником 541.
Соединение элементов 141.
Соленоид 237, 254.
„ замкнутый 267
Солнца электроны 499.
Сольваты 405.
Сопротивление 130.
„ кажущееся 521.
„ удельное 133.
„ при быстропеременных токах 604.
Сопротивление измерения 161.
Спектр водорода 687.
„ дуговой 453.
„ искровой 453.
„ линейчатый 675.
„ сплошной 675.
Спектральных линий теория 686.
Спектры *X*-лучей 673.
Спинтарископ 472.
Статор 583.
Стефана закон 676.
Стокса формула 441.
„ правило 681.
Столб вольтов 126.
„ Замбони 126.
Стоячие волны 616, 638.
„ „ света 638.
Стюарт 490.
Сухой элемент 145.

Тангенс-буссоль 307.
Телеграф беспроволочный 640.

Телеграф Морзе 276.
Телефон 278.
„ беспроволочный 647.
Термогальванометр 600.
Термоэлектрические батареи 183.
Термоэлектричество 180.
Термоэлементы 183.
Тесла опыты 602.
Ток быстропеременный 603.
„ конвекционный 346.
„ кондукционный 347.
„ многофазный 537.
„ насыщения 445.
„ переменный 517.
„ постоянный 129.
„ смещения 353.
Толман 490.
Томсона В., абсолютный электрометр 107.
Томсона В. квадратный электрометр 110.
„ (Кельвина) формула 591.
„ явление 182.
Томсона Дж., разряды в газах 425.
„ формула 356.
„ опыты с положительными лучами 438.
Томсона Э., опыты 535.
Торий, радиоактивность 463.
Трансформатор 329.
„ измерительный 556.
„ работа 532.
„ частоты 552.
Трансформация тока 587.
Трехфазный ток двигатель 583.
„ „ генератор 580.
„ „ мощность 556.
Троубридж и Дуан 621.
Трубка сил 56.
Турбинный прерыватель 332.

Уаттметр 319.
Уатт 166.
Увиолевая лампа 460.
Удельное сопротивление 131.
Уильсон опыты 476.
Уитсона мостик 143, 162.
Ультрафиолетовые волны 674.
Умформер 585.
Униполярная машина 288.
„ электропроводность 592.
Урана продолжительность жизни 475.
„ радиоактивность 461.
Уранова смоляная руда 461.
Усилитель катодный 608, 610.
Утечка магнитная 262.

Фаза 505.
Фарадея электролиз 388.
„ машина 288.
„ цилиндр 58.
„ явление индукции 280.
Фарадея теория поля 39, 341.
„ вращение плоскости поляризации в магнитном поле 657.
Фарад, единица емкости 97.
Феддерсен 588.
Феррарис 539.
Фессенден 646.
Ферромагнетизм 224.
„ теория 495.
Фиктивная электризация 59.
Фора аккумуляторы 418.
Фотоэлектричество 433.
Франк и Гертц 451.
Фуко токи 290.
Физо опыт 661.
Фурье теорема 516.

Характеристика динамомашины 571.
„ катодных ламп 606.
„ разряда 459.
Характеристические лучи Рентгена 669.
Химические действия тока 155, 388.
„ эквиваленты 373.

Целленшальтер 421.
Цепная машина 571.
Цепной электродвигатель 577.
Цепь Гротгуса 391.
„ магнитная 267.
„ тока 129.

Частота колебаний 559.
Черное тело, лученспускание 676.
Число α-частиц радия 473.
„ ионов 441.
„ Лошмидта 376.
„ переноса ионов 398.
„ Фарадея 390.
Чувствительность гальванометра 311.

Шмидт, открытие тория 463.
Штарк 436, 658.
Штейнметц 229.
Штепсель 150.
Шунтовая машина 572.
Шунтовый электродвигатель 427.
Шунт 316.

Эдиссона лампа 176.
Эйнштейн квантовый закон 678.
Эйнштейн и Гааз 496.
Эйхенвальд 347—351, 368, 623, 634.
Эквивалент химический 473.
Эквипотенциальная поверхность 79.
Экстратоки 295.
Электризация трением 1.
„ фиктивная 21.
„ через влияние 20.
Электрический звонок 275.
Электрическое напряжение 36.
Электричества плотность 19.

Электродвигатели асинхронные 582.
„ однофазные 584.
„ переменного тока 581.
„ постоянного тока 574.
Электродвигатели репульсионные 584.
„ синхронные 581.
Электродвижущая сила 123.
„ „ индукция 283.
„ „ машины 566.
„ „ по Нернсту 409.
Электродинамометр 313.
Электроды 386.
„ неполяризующиеся 416.
Электроемкость 89.
Электролиз 388.
Электролитическая медь 423.
Электролитические потенциалы 412.
Электромагнитная индукция 280.
„ единица силы тока 242.
„ масса 366, 370.
„ теория света 650.
Электромагнитное поле 341.
Электромагнитные вращения 259.
Электромагнит 272.
„ Джоуля 274.
„ Дюбуа 274.
„ расчет 272.
Электромашины 562.
Электрометаллургия 585, 423.
Электрометр Брауна 108.
„ Долезалека 110.
„ Томсона 107.
Электронная теория 484.
„ „ дисперсии 655.
„ „ магнетизма 492.
„ „ металлов 488.
Электропроводность 130.
Электропроводность газов 440.
„ удельная 131.
„ униполярная 662.
„ эквивалентная 400.
Электроскоп 5.
Электростатическая индукция 37.
Элементов соединение 141.
Элемент Вольты 125.
„ Грене 144.
„ Грове 416.
„ Даниэля 127.
„ кадмиевый 147.
„ Лекланше 145.
Элемент сухой 145.
Эманация 467.
Энергии колебание 531.
Энергии плотность 85.
Энергия магнитная 202.
„ электромагнитного поля 362.
„ электростатическая 85.
Энтговена гальванометр 314.
Эрг 344.
Эрстедт 231.
Эталоны 340.
Эффективные величины 527.
Эффект переменного тока 527.
„ постоянного тока 165.

Юза микрофон 278.

Ядро атома 692.
Якоря реакция 564.
Якорь динамомашины 562.
„ магнита 188.
„ Грамма кольцевой 563.
„ Сименса барабанный 565.

О Г Л А В Л Е Н И Е.

Стр.

Предисловие 3

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ.

ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ.

Глава I. **Электростатика.**

I. Основные явления 7
1. Электризация трением. 2. Взаимная электризация. 3. Передача электрического заряда. 4. Электрическое отталкивание. 5. Электроскоп. 6. Проводники и изоляторы. 7. Соединение с землею. 8. Электризация проводников посредством трения. 9. Два рода электричества. 10. Взаимодействия наэлектризованных тел. 11. Закон Кулона. 12. Крутильные весы. 13. Абсолютные измерения. 14. Единица количества электричества. 15. Пример. 16. Распределение зарядов. 17. Опыты Кавендиша, Кулона, Фарадея. 18. Цилиндр Фарадея. 19. Плотность электричества.

II. Электрическое влияние 23
20. Возбуждение электричества через влияние. 21. Наведение обоих родов электричества одновременно. 22. Объяснение электризации через влияние. 23. Проводящая оболочка. 24. Отведение к земле. 25. Механизм передачи заряда. 26. Исследование электризации посредством влияния. 27. Сущность электризации. 28. Влияние незаряженного проводника. 29. Влияние на изоляторы. 30. Поляризация диэлектриков. 31. Электризация при трении. 32. Притяжение легких тел. 33. Взаимодействие наэлектризованных тел, погруженных в диэлектрик. 34. Гипотезы об электричестве.

III. Электрическое поле 35
35. Электрическая сила. 36. Поле сил. Напряжение поля. 37. Электростатическая индукция. 38. Силовые линии. 39. Воззрение Фарадея. 40. Примеры линий сил. 41. Густота линий индукции. 42. Поток индукции. 43. Происхождение термина „поток“. 44. Теорема Гаусса. 45. Случай нескольких зарядов. 46. Незамкнутая поверхность. 47. Трубка сил. 48. Заряженные плоскости. 49. Взаимодействие плоскостей. 50. Общее правило для заряженных поверхностей. 51. Поле равномерно заряженной пластинки. 52. Поле равномерно заряженного шара. 53. Поле равномерно заряженного эллипсоида.

IV. Проводники в электрическом поле 52
54. Влияние на проводники. 55. Условие на поверхности проводника. 56. Соответственные заряды. 57. Полый проводник в поле. 58. Цилиндр Фарадея.

V. Изолятор в электрическом поле 56
59. Фиктивная электризация и поляризация диэлектрика. 60. Свободные заряды. 61. Диэлектрическая постоянная и коэфициент электризации. 62. Граница двух диэлектриков. 63. Линии индукции и линии напряжения поля. 64. Преломление линий сил. 65. Концентрация линий сил. 66. Полые тела. 67. Поверхностные силы. 68. Диэлектрик в однородном поле. 69. Диэлектрик в неоднородном поле. 70. Опыт Пуччианти. 71. Опыт Квинке.

VI. Электрическая энергия 68
72. Превращение энергии. 73. Работа при движении заряда в однородном поле. 74. Потенциал. 75. Разность потенциалов. 76. Единица потенциала. 77. Практическая единица работы. 78. Эквипотенциальные плоскости однородного поля. 79. Эквипотенциальные поверхности. 80. Работа при движении заряда в неоднородном поле. 81. Нулевой потенциал. 82. Напряжение поля и потенциал. 83. Линии сил и эквипотенциальные поверхности. 84. Аналогия между потенциалом и высотою. 85. Энергия однородного электрического поля. 86. Энергия поля в общем случае. 87. Другой способ вычисления энергии. 88. Локализация энергии.

VII. Электроемкость 81
89. Понятие о емкости. 90. Плоский конденсатор. 91. Слоистый кон-

денсатор. 92. Емкости различной формы. 93. Измерение разностей потенциалов электроскопом. 94. Опыт Фарадея с диэлектриком. 95. Соединение конденсаторов. 96. Сложный конденсатор. 97. Единица емкости. 98. Энергия заряженного конденсатора. 99. Электрическая энергия шарового заряда и емкость шара.

VIII. Электростатические приборы и измерения 92
100. Электрические машины. 101. Устройство конденсаторов. 102. Пример. 103. Лейденские банки. 104. Разрядник. Искромер. 105. Разрядный потенциал и электрическая прочность. 106. Острие. 107. Абсолютный электрометр Томсона. 108. Электростатический вольтметр. 109. Чувствительные электрометры. 110. Квадратный электрометр Томсона. 111. Сравнение емкостей. 112. Сравнение диэлектрических постоянных.

IX. Диэлектрические свойства тел 109
113. Величины диэлектрических постоянных. 114. Электрическое последействие. 115. Пироэлектричество и пиезоэлектричество.

Глава II. **Постоянный электрический ток.**

I. Основные явления 113
116. Движение электричества. 117. Направление и величина электрического тока. 118. Единица силы тока. 119. Определение силы тока электростатической машины. 120. Постоянный электрической ток.

II. Получение и наблюдение электрического тока 116
121. Явление Гальвани. 122. Опыты Вольты. 123. Электродвижущая сила. 124. Закон последовательных контактов. 125. Элемент Вольты. 126. Вольтов столб. 127. Элемент Даниэля. 128. Гальванометр.

III. Законы постоянного тока 122
129. Цепь тока. 130. Закон Ома. 131. Закон Ома для плотности тока. 132. Единица сопротивления. 133. Удельное сопротивление. 134. Зависимость сопротивления от температуры. 135. Примеры. 136. Падение потенциала вдоль цепи. 137. Потеря напора в трубах. 138. Последовательное соединение проводников. 139. Параллельное соединение проводников. 140. Вольтаж. 141. Соединение элементов в батареи. 142. Правила Кирхгофа. 143. Пример.

IV. Приборы и измерения 136
144. Элемент Поггендорфа-Грене. 145. Элемент Лекланше. 146. Аккумулятор Планте. 147. Кадмиевый элемент. 148. Провода. 149. Сжимы. 150. Ключи, выключатели. 151. Переключатели. 152. Эталон сопротивления. 153. Реостаты. Магазины сопротивлений. 154. Регулировочные реостаты. 155. Измерение силы тока при помощи электролиза. 156. Медный вольтаметр. 157. Серебряный вольтаметр. 158. Газовый вольтаметр. 159. Измерение силы тока градуированными приборами. 160. Потенциометр. 161. Измерение сопротивлений подстановкою. 162. Мостик Уитстона. 163. Сравнение электродвижущих сил. 164. Измерение температур и лучеиспускание.

V. Тепловые действия тока 152
165. Работа и эффект тока. 166. Практические единицы работы и эффекта. 167. Джоулево тепло. 168. Нагревание проводника. 169. Энергия, выделяемая при последовательном и параллельном соединении. 170. Коэфициент полезного действия. 171. Наибольшее полезное действие. 172. Технические применения электрического нагревания. 173. Вольтова дуга. 174. Регуляторы вольтовой дуги. 175. Печь Моассана. 176. Освещение накаливанием. 177. Предохранитель. 178. Расчет реостата. 179. Пример.

VI. Термоэлектричество 165
180. Явление Зеебека. 181. Явление Пельтье. 182. Явление Томсона. 183. Термоэлектрическая батарея. 184. Измерение температур термоэлементами.

Глава III. **Магнетизм.**

I. Основные явления 172
185. Естественный магнит. 186. Полюсы. 187. Искусственный магнит. 188. Якорь магнита. 189. Магнитная стрелка. 190. Магнетизмы разных знаков. 191. Одновременное возникновение двух противоположных полюсов. 192. Магнитные взаимодействия. 193. Магнитное влияние. 194. Магнитная поляризация. 195. Проницаемость. 196. Единица количества магнетизма. 197. Магнитный момент. Степень намагничивания.

II. Магнитное поле 182
198. Напряжение и индукция магнитного поля. 199. Магнитный поток. 200. Магнитные линии сил. 201. Магнитный потенциал. 202. Энергия магнитного поля. 203. Поле двух равных и противоположных полюсов. 204. Поле элементарного магнита. 205. Потенциал элементарного магнита. 206. Равномерно поляризованная пластинка. 207. Равномерно поляризованный шар. 208. Равномерно поляризованный эллипсоид. 209. Тороид. 210. Размагничивание и коэрцитивная сила. 211. Поле магнита. 212. Действие поля на магнит. 213. Измерение напряжения магнитного поля. 214. Магнитное поле земли.

III. Магнитные свойства тел 198
215. Тела парамагнитные и диамагнитные. 216. Коэфициент намагничивания. 217. Коэфициент проницаемости. 218. Пограничные условия. 219. Магнитная защита. 220. Движение тел в магнитном поле. 221. Опытное определение коэфициентов. 222. Подъемная сила магнита. 223. Величины коэфициентов.

IV. Ферромагнетизм 205
224. Магнитные характеристики. 225. Магнитное насыщение. 226. Способ Реллэя. 227. Гистерезис. 228. Остаточный магнетизм и коэрцитивная сила. 229. Работа гистерезиса. 230. Гипотеза Вебера.

Глава IV. **Электромагнетизм.**

I. Магнитное поле тока 217
231. Явление Эрстедта. 232. Поле прямого тока. 233. Правило буравчика. 234. Поле кругового тока. 235. Круговой ток и магнитный листок. 236. Свойства магнитного поля токов. 237. Соленоид. 238. Электромагнит. 239. Закон Био-Савара. 240. Прямой ток. 241. Круговой ток. 242. Электромагнитная единица силы тока. 243. Абсолютные измерения. 244. Пример. 245. Соотношения между единицами. 246. Влияние окружающей среды.

II. Действие магнитного поля на ток. 229
247. Открытие Ампера. 248. Прямой ток в однородном поле. 249. Взаимодействия между электрическим током и магнитным полюсом. 250. Действие и противодействие. 251. Два прямых параллельных тока. 252. Замкнутый ток в однородном поле. 253. Магнитный момент тока. 254. Соленоид в однородном поле. 255. Прибор для наблюдения взаимодействия токов. 256. Элементарный виток и элементарный магнит. 257. Теорема Ампера. 258. Гипотеза Ампера.

III. Работа электромагнитных сил 242
259. Электромагнитные вращения. 260. Работа электромагнитных сил. 261. Проводник в несколько витков. 262. Магнитная энергия тока. 263. Магнитная энергия двух токов. 264. Примеры. 265. Магнитодвижущая сила. 266. Пример.

IV. Магнитная цепь. . . . . .
267. Замкнутый соленоид. 268. Последовательное соединение в магнитной цепи. 269. Параллельные соединения. 270. Правила Кирхгофа для магнитной цепи. 271. Магнитная утечка. 272. Расчет электромагнита. 273. Магнитная цепь в технике.

V. Применения электромагнитов 260
274. Конструкция электромагнитов. 275. Электрический звонок. 276. Телеграф. 277. Реле. 278. Телефон и микрофон. 279. Автоматический регулятор дуговой лампы.

VI. Электромагнитная индукция 267
280. Открытие Фарадея. 281. Причина индукционных токов. 282. Правило Ленца. 283. Вывод Гельмгольца. 284. Перерезывание магнитных линий. 285. Движение витка в магнитном поле. 286. Количество индуцируемого электричества. 287. Индукция в соленоиде. 288. Примеры. 289. Явления самоиндукции. 290. Токи Фуко. 291. Явления Араго. 292. Электромагнитное торможение.

VII. Коэфициенты индукции. 279
293. Коэфициент самоиндукции. 294. Практическая единица коэфициента индукции. 295. Экстраток размыкания. 296. Экстраток замыкания. 297. Пример. 298. Коэфициент взаимной индукции. 299. Вычисление коэфициента самоиндукции. 300. Примеры. 301. Вычисление коэфициента взаимной индукции. 302. Энергия электромагнита. 303. Магнитная энергия системы токов. 304. Пример. 305. Сравнение электростатической энергии с электромагнитной. 306. Взаимодействия магнитов.

VIII. Приборы и измерения 290
307. Тангенс-буссоль. 308. Зеркальный отсчет. 309. Астазирование. 310. Гальванометр Дюбуа-Рубенса. 311. Чувствительность гальванометра. 312. Гальванометр Депре-д'Арсонваля. 313. Электродинамометр. 314. Струнный гальванометр. 315. Гальванометр с подвижным куском железа. 316. Амперметр. 317. Вольтметр. 318. Измерение мощности. 319. Уаттметр. 320. Тепловой амперметр и вольтметр. 321. Баллистический гальванометр. 322. Измерение емкости и самоиндукции. 323. Градуирование емкостей и самоиндукций. 324. Катушка без самоиндукции и без емкости. 325. Измерение магнитного поля путем индукции. 326. Измерение разности магнитных потенциалов. 327. Висмутовая спираль. 328. Измерение коэфициента намагничивания. 329. Трансформатор. 330. Индуктор. 331. Прерыватель. 332. Турбинный прерыватель.

IX. Системы единиц. 313
333. Основные единицы. 334. Производные единицы. 335. Техническая система мер М. Т. С. 336. Электрические единицы. 337. Критическая скорость. 338. Практические единицы. 339. Кратные величины. 340. Эталоны.

Глава V. **Электромагнитное поле.**

I. Натяжение и давление линий сил 322
341. Линии сил. 342. Величина Фарадеевских напряжений. 343. Пример. 344. Взаимодействия токов. 345. Пример.

II. Электрическая конвекция. 327
346. Конвекционный ток. 347. Кондукционный ток. 348. Магнитное действие конвекционного тока. 349. Движение диэлектриков в электрическом поле. 350. Движущийся конденсатор. 351. Движение диэлектрика в неоднородном электрическом поле. 352. Движение диэлектрика в магнитном поле.

III. Теория Максвелла 333
353. Ток смещения. 354. Первое уравнение Максвелла. 355. Второе уравнение Максвелла. 356. Формула Дж. Томсона. 357. Формула Лоренца. 358. Векторные обозначения. 359. Закон Максвелла. 360. Распространение электромагнитных волн. 361. Аналогия с волнами на поверхности воды. 362. Энергия электромагнитных волн. 363. Теорема Пойтинга. 364. Давление электромагнитных волн. 365. Импульс электромагнитных волн. 366. Масса и плотность электромагнитных волн.

367. Принцип относительности для электромагнитных полей. 368. Пример движущегося конденсатора. 369. Электромагнитная масса движущегося заряда. 370. Зависимость массы от скорости движения.

ЧАСТЬ ВТОРАЯ.

ЭЛЕКТРОНЫ.

Глава VI. **Электролиты.**

I. Введение 353
371. Атомы и молекулы. 372. Атомный и молекулярный вес. 373. Валентность. 374. Грамм-атом, -молекула, -эквивалент. 375. Закон Бойля-Мариотта — Гей-Люссака. 376. Гипотеза Авогадро. 377. Закон Дальтона. 378. Кинетическая теория газов. 379. Следствия из кинетической теории. 380. Закон Максвелла о скоростях молекул. 381. Обобщение Больтцмана. 382. Диффузия газов. 383. Свойства растворов. 384. Диссоциация.

II. Электролиз 367
385. Проводники второго рода. 386. Анод и катод. 387. Вторичные реакции при электролизе. 388. Закон Фарадея. 389. Влияние валентности. 390. Общее выражение для законов Фарадея. 391. Гипотеза Гротгуса. 392. Гипотеза Гельмгольтца. 393. Электрон и отношение заряда иона к его массе.

III. Движение ионов 373
394. Теория Клаузиуса-Аррениуса. 395. Электролитическая диссоциация. 396. Ионизация и молизация. 397. Движение ионов. 398. Опыты Гиторфа. 399. Закон Кольрауша. 400. Подвижность ионов и эквивалентная электропроводность. 401. Мостик Кольрауша. 402. Пример. 403. Диссоциация воды. 404. Диссоцинрующая сила. 405. Трение ионов. Сольваты. 406. Зависимость от температуры. 407. Демонстрация движения ионов. 408. Скорость электричества.

IV. Электровозбудительная сила 387
409. Теория Нернста. 410. Пример. 411. Теория гальванических элементов. 412. Электролитические потенциалы. 413. Закон Леблана. 414. Поляризация элементов. 415. Деполяризация. 416. Поляризация электродов.

V. Применения электролиза. 394
417. Аккумулятор Планте. 418. Аккумулятор Фора. 419. Действие аккумулятора. 420. Устройство аккумулятора. 421. Установка аккумуляторов. 422. Расчет батареи аккумуляторов. 423. Электрометаллургия. 424. Гальванопластика и гальваностегия.

Глава VII. **Электрический ток в газах.**

I. Катодные лучи 403
425. Введение. 426. Катодные лучи. 427. Гипотеза Крукса. 428. Отклонение лучей в электрическом поле. 429. Отклонение лучей в магнитном поле. 430. Энергия катодных лучей 431. Определение скорости катодных лучей и отношения заряда к массе. 432. Опыты Ленарда. 433. Фотоэлектричество. 434. Термоэлектроны.

II. Анодные лучи 414
435. Положительные лучи. 436. Опыты Штарка. 437. Опыты Герке и Рейхенгейма. 438. Опыты Дж. Томсона. 439. Опыты Астона. Массовый спектрограф. Изотопы.

III. Электропроводность газов 425
440. Ионизация газов. 441. Заряд ионов в газах. 442. Опыты Милликэна. 443. Масса электрона. 444. Ионизация и молизация. 445. Ток

насыщения. 446. Определение силы ионизатора. 447. Движение газовых ионов. 448. Распределение потенциала; напряжение поля и объемный заряд. 449. Измерение слабых токов.

IV. Разряды в газах 430
450. Ионизация толчком. 451. Опыты Франка и Гертца. 452. Упругие столкновения без потери энергии. 453. Возбуждение свечения газов толчком электронов. 454. Разряды в гейслеровых трубках. 455. Детали разряда. 456. Ионизация пламени. 457. Разряд при атмосферном давлении. 458. Вольтова дуга. 459. Характеристика разряда. 460. Применение газовых разрядов.

Глава VIII. **Радиоактивность.**

I. Основные явления 445
461. Открытие Бекереля. 462. Исследование радиоактивности. 463. Торий. 464. Радий. 465. Полоний и актиний. 466. Лучи радиоактивных тел. 467. Эманация. 468. Индуцированная радиоактивность.

II. Теория радиоактивных явлений 450
469. Гипотеза распада атомов. 470. Радиоактивное равновесие. 471. Пример. 472. Спинтарископ. 473. Число альфа-частиц. 474. Гелий. 475. Обзор радиоактивных явлений. Таблицы.

III. Дальнейшие исследования 457
476. Опыты Уильсона. 477. Пробег альфа-лучей. 478. Рассеивание α-лучей. Гипотеза Ретерфорда. 479. Заряд ядра и атомный номер. 480. Различные β-и γ-лучи. 481. Правила смещений. 482. Радиоактивные изотопы. 483. Открытие Ретерфорда.

Глава IX. **Электронная теория.**

I. Электрические явления. 466
484. Электрон. 485. Зависимость массы электрона от скорости. 486. Поляризация диэлектриков. 487. Диэлектрик с несимметричными молекулами. 488. Металлы. 489. Электрические свойства металлов. 490. Опыты Толмана и Стюарта. 491. Контактные явления.

II. Магнитные явления. 475
492. Магнитное поле электронов. 493. Теория диамагнетизма. 494. Теория парамагнетизма. 495. Теория ферромагнетизма. 496. Момент импульса электронов. 497. Опыт Эйнштейна и Гааза. 498. Опыт Барнетта. 499. Космические электроны. 500. Северные сияния.

ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ.

Глава X. **Переменные токи.**

I. Учение о колебаниях. 491
501. Гармонические колебания. 502. Свойства гармонических колебаний. 503. Пример. 504. Колебания магнитной стрелки. Маятник. 505. Термины. 506. Разность фаз. 507. Графическое изображение. 508. Средние значения переменных величин. 509. Средние значения $\sin at$ и $\cos at$. 510. Среднее значение $\sin^2 at$ и $\cos^2 at$. 511. Среднее значение произведения $\sin at$, $\sin(at-\varphi)$. 512. Сложение колебаний. 513. Векторная диаграмма. 514. Затухание колебаний. 515. Теория резонанса. 516. Теорема Фурье.

II. Законы переменных токов 507
517. Получение переменных токов. 518. Цепь с сопротивлением. 519. Цепь с самоиндукцией. 520. Конденсатор, включенный в цепь. 521. Последовательное соединение. 522. Параллельное соединение. 523. Параллельное соединение емкости с самоиндукцией. 524. Резонанс.

525. Электрические колебания. 526. Количество протекающего электричества. 527. Эффект тока в сопротивлении. 528. Эффект переменного тока. 529. Пример. 530. Работа переменного тока. 531. Колебание энергии. 532. Работа трансформатора. 533. Технический трансформатор. 534. Взаимодействие переменных токов. 535. Опыты Элию Томсона. 536. Замыкание тока.

III. Многофазные токи 532
537. Двухфазный ток. 538. Число проводов для двухфазного тока. 539. Вращающееся магнитное поле. 540. Трехфазный ток. 541. Соединение звездой и треугольником. 542. Вращающееся поле трехфазного тока. 543. Многополюсное расположение.

IV. Переменные токи различной формы 539
544. Форма кривых переменного тока. 545. Влияние состава цепи на форму кривой силы тока. 546. Переменная проницаемость. 547. Влияние гистерезиса. 548. Выпрямители тока. 549. Ртутный выпрямитель. 550. Катодные выпрямители. 551. Регулировка самоиндукции. 552. Трансформатор частоты.

V. Приборы и измерения 550
553. Амперметры, вольтметры. 554. Индукционные приборы. 555. Уаттметр. 556. Измерение мощности. 557. Измерение самоиндукции, емкости и cos φ. 558. Применение мостика Уитстона к измерению самоиндукции и емкости. 559. Измерение частоты. 560. Осциллографы. 561. Трубка Брауна.

VI. Машины постоянного тока. 561
562. Динамомашины. 563. Кольцо Пачинотти — Грамма. 564. Реакция якоря. 565. Якорь Симменса. 566. Электродвижущая сила машины. 567. Вольтаж машины. 568. Многополюсные машины. 569. Самовозбуждение. 570. Машины независимого возбуждения. 571. Машины с последовательным возбуждением. 572. Шунтовые машины. 573. Компаундмашины. 574. Электродвигатель. 575. Пускание в ход. 576. Скорость вращения. 577. Сравнение цепного и шунтового двигателя. 578. Практические данные. 579. Коэфициент полезного действия.

VII. Машины переменного тока 576
580. Генераторы переменного тока. 581. Синхронные двигатели. 582. Асинхронные двигатели. 583. Работа двигателя трехфазного тока. 584. Однофазные двигатели. 585. Умформер. 586. Альтернаторы большой частоты. 587. Цель трансформации токов.

Глава XI. **Электрические колебания и волны.**

I. Электрические колебания. 587
588. Колебательный разряд. 589. Механизм электрических колебаний. 590. Аналогия с маятником. 591. Формула Томсона-Кельвина. 592. Способ Герца. 593. Примеры вибраторов. 594. Затухание колебаний. 595. Апериодический разряд. 596. Электрические колебания при замыкании. 597. Форма герцевских колебаний. 598. Резонатор Герца. 599. Когерер и детекторы. 600. Тепловые измерительные приборы. 601. Связанные системы. 602. Опыты Тесла. 603. Свойства быстропеременных токов. 604. Сопротивление и емкость проводников при быстропеременных токах. 605. Звучащая вольтова дуга. 606. Катодные лампы. 607. Катодная лампа с тремя электродами. 608. Лампа как усилитель. 609. Цепь решетки. 610. Усилитель с обратною связью. 611. Лампа как генератор электрических колебаний. 612. Способ Баркгаузена.

II. Электрические волны вдоль проволок 616
613. Проходящие электрические волны. 614. Формула волны. 615. Длина волны. 616. Стоячие волны. 617. Отражение электрических волн. 618. Открытый вибратор. 619. Аналогия с колебанием воздуха в трубе.

620. Способ Лехера — Блондло. 621. Измерение длины волны и скорости распространения. 622. Проволоки, погруженные в диэлектрик. 623. Проволоки, погруженные в полупроводник.
624. Опыты Зейбта.

III. Электромагнитные волны в пространстве 628
625. Электромагнитные волны вдоль проволок и в пространстве. 626. Распространение электромагнитных волн. 627. Поле гертцевского вибратора. 628. Электрические лучи. 629. Принцип Гейгенса. 630. Отражение. 631. Преломление. 632. Закон преломления лучей и закон преломления линий сил. 633. Полное внутреннее отражение. 634. Линии сил электромагнитных лучей при отражении и преломлении. 635. Опыты Гертца. 636. Поляризация электромагнитных волн. 637. Интерференция волн. 638. Стоячие волны. 639. Двойное преломление электрических лучей.

IV. Радиотехника 643
640. Изобретение Маркони. 641. Системы Брауна, Бина, Паульсена. 642. Катодные генераторы электромагнитных волн. 643. Антенна Маркони. 644. Антенна Брауна. 645. Действие детекторов. 646. Гетеродинный прием депеш. 647. Телефония. 648. Измерения. 649. Распространение радиоволн.

Глава XII. Лучеиспускание атомов.

I. Электромагнитная теория света. . . . . 650. Гипотеза Максвелла. 651. Опыты Дюбуа — Рубенса и Брауна. 652. Электромагнитная энергия световых лучей. 653. Преломление света. 654. Поглощение света. 655. Теория дисперсии света Гельмгольтца. 656. Явление Зеемана. 657. Явление Фарадея. 658. Явление Штарка. 659. Электрооптическое явление Керра. 660. Давление света. 661. Опыт Физо. 662. Опыт Майкельсона.

II. Лучи Рентгена 681
663. Открытие Рентгена. 664. Трубки Рентгена. 665. Трубка Куллиджа. 666. Рентгенотехника. 667. Природа рентгеновых лучей. 668. Поляризация х-лучей. 669. Характеристические и вторичные лучи. 670. Открытие Лауэ. 671. Спектрограф для х-лучей. 672. Строение кристаллов. 673. Спектры х-лучей. 674. Таблица электромагнитных волн.

III. Кванты 703
675. Лучеиспускание. 676. Лучеиспускание черного тела. 677. Теория Планка. 678. Закон Эйнштейна. 679. Опыты Милликэна. 680. Возбуждение лучеиспускания толчком электронов. 681. Люминесценция. 682. Явление Комптона. 683. Явление Рамана. 684. Кванты действия. 685. Вычисление полной энергии ротатора. 686. Теория Бора. 687. Спектры водорода. 688. Спектры характеристических х-лучей. 689. Поглощение х-лучей. 690. Теория Зоммерфельда. 691. Строение атомов химических элементов. 692. Состав ядра.

Прибавление I. Электромагнитный спектр 733
Прибавление II. Список химических элементов 735
Прибавление III. Главнейшие физические постоянные 736
Алфавитный указатель 737