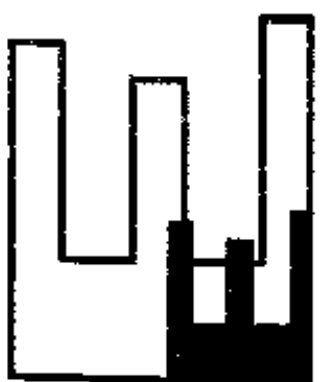
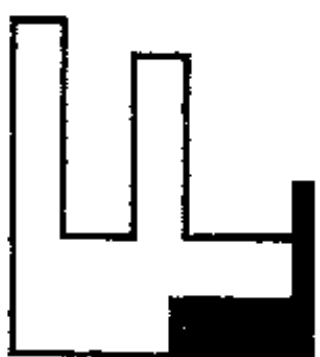
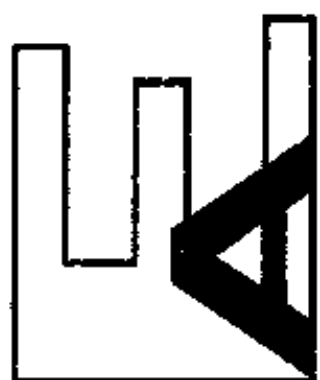
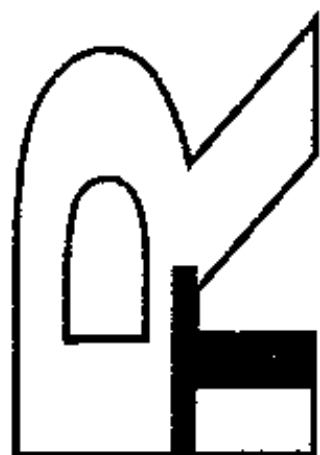
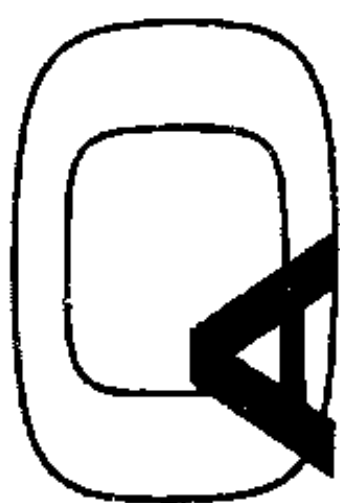


В.А.Ацюковский

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМА
И
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ
ЯВЛЕНИЙ**

**ЭФИРОДИНАМИЧЕСКАЯ
ИНТЕРПРЕТАЦИЯ**

Эдиториал УРСС
Москва • 2001



ББК 22.336

Серия: «Relata Refero»

Ацюковский Владимир Акимович

Физические основы электромагнетизма и электромагнитных явлений (эфиродинамическая интерпретация). — М.: Эдиториал УРСС, 2001. — 144 с.

ISBN 5-8360-0232-0

В предлагаемой работе изложена эфиродинамическая концепция электромагнетизма и основных электромагнитных явлений, в основе которой лежит представление о существовании в природе мировой среды — газоподобного эфира, являющегося строительным материалом для всех видов материальных образований, движения которого являются основой для силовых полей. В работе приведены эфиродинамические модели электричества и магнетизма и основных электромагнитных явлений, на базе которых проведено уточнение основных уравнений электродинамики.

Для студентов физических и технических факультетов, аспирантов и научных работников, а также для всех, интересующихся внутренней сущностью электромагнитных явлений.

Группа подготовки издания:

Директор — Доминго Марин Рикой

Заместители директора — Наталья Финогенова, Ирина Макеева

Компьютерный дизайн — Виктор Романов

Главный редактор — Елена Кудряшова

Верстка — Ксения Пулькина

Обработка графики, техническая поддержка — Наталья Аринчева

Обработка текста — Елена Колокольчикова

Менеджер по продажам — Алексей Петяев

Издательство «Эдиториал УРСС», 113208, г. Москва, ул. Чертановская, д. 2/11, к. 11.
Лицензия ИД № 03216 от 10.11.2000 г. Гигиенический сертификат на выпуск книжной продукции № 77.ФЦ.8.953.П.270.3.99 от 30.03.99 г. Подписано к печати 02.02.2001 г.
Формат 60×84/16. Печ. л. 9.

Отпечатано в ООО «Орбита», Тульская обл., г. Плавск, ул. Сурикова, 7.

Эдиториал УРСС
научная и учебная литература



Тел./факс: 7(095)135-44-23

Тел./факс: 7(095)135-42-46

E-mail: urss@urss.ru

Каталог изданий в Internet: <http://urss.ru>

ISBN 5-8360-0232-0

© Эдиториал УРСС, 2001

Оглавление

Предисловие	5
Введение. Краткая история становления теории электромагнетизма .	7
Глава 1. Некоторые положения эфиродинамики	18
1.1. Свойства эфира в околоземном пространстве	18
1.2. Формы движения эфира	18
1.3. Структура газового тороида и происхождение винтового движения эфира	21
1.4. Взаимодействие цилиндрического винтового газового вихря с потоками газовой среды	24
1.5. Взаимодействие двух винтовых газовых тороидов	29
1.6. Стрессное вещество	31
Глава 2. Физическая сущность категорий электромагнетизма	38
2.1. Физическая сущность элементарного электрического заряда	38
2.2. Единицы электрических и магнитных величин в системе МКС	40
2.3. Физическая сущность электро- и теплопроводности металлов	42
2.4. Структура свободного электрона.	46
2.5. Физическая сущность электрического поля	49
2.6. Конденсатор (электроемкость)	52
2.7. Физическая сущность электрического тока	54
2.8. Физическая сущность магнитного поля	58
2.9. Индуктивность. Механизм явления самоиндукции	63
Глава 3. Электромагнитные взаимодействия	68
3.1. Свободный электрон в электрическом поле	68
3.2. Свободный электрон в магнитном поле	71
3.3. Силовое взаимодействие проводников с током	73
3.4. Взаимоиндукция проводников	77
3.5. Электрический трансформатор	88
3.6. Электромагнитная индукция	94

3.7. Взаимодействие постоянного тока и магнита	95
3.8. Взаимодействие постоянных магнитов	97
Глава 4. Электромагнитное поле	100
4.1. Уравнения Максвелла и их ограниченность	100
4.2. Некоторые уточнения уравнений электродинамики	109
4.3. Виды электромагнитного излучения	121
4.4. Аурное статическое излучение	122
4.5. Квазистатическое поле токов растекания	123
4.6. Структура продольной электромагнитной волны	127
4.7. Структура поперечной электромагнитной волны	130
4.8. Структура фотонного излучения	132
Заключение	138
Литература	140

Предисловие

В предлагаемой работе сделана попытка реализовать динамический (сущностный) подход к электромагнетизму и электромагнитным явлениям на основе представлений о существовании в природе мировой среды — газоподобного эфира, являющегося строительным материалом для всех видов вещества и полей. Этот подход впервые был изложен автором в 1974 г. в статье «Dynamik des Aethers» [1], затем развит в главе 6 депонированной рукописи «Введение в эфиродинамику» [2], в главе 7 монографии «Общая эфиродинамика. Моделирование структур вещества и полей на основе представлений о газоподобном эфире» [3].

Необходимость разобраться во внутренней сущности электромагнетизма связана, в частности, с тем, что многие задачи электромагнетизма оказалось невозможным решить на основе существующего общепринятого феноменологического метода, при котором внутренний сущностный механизм явлений игнорируется. Таким задачами являются, например задача о движении двух одинаковых и неподвижных друг относительно друга электрических зарядов, которые начинают притягиваться друг к другу, поскольку теперь это токи, задача об излучении диполя с сосредоточенными параметрами в полупроводящей среде и многие другие.

Общая методология динамического подхода к изучению физических явлений изложена автором в монографии «Материализм и релятивизм. Критика методологии современной теоретической физики» [4], а также в брошюре «Материализм и релятивизм в современной теоретической физике» [5].

Критический анализ положений Специальной теории относительности, отрицающей наличие в природе эфира, и Общей теории относительности, утверждающей наличие в природе эфира, дан автором в реферативных работах «Логические и экспериментальные основы теории относительности» [6] и «Критический анализ основ теории относительности» [7]. Переводы статей исследователей эфирного ветра в период с 1881 по 1959 гг. приведены в сборнике статей «Эфирный ветер» [8].

В настоящем издании автор попытался дать простую наглядную эфиродинамическую интерпретацию сущности электромагнетизма

и основных электромагнитных явлений и показать на этой основе необходимость уточнения некоторых устоявшихся представлений в области электромагнетизма. Изложенный материал ни в коем случае не исчерпывает всей проблемы, но обозначает возможные направления дальнейших исследований в целях углубленного понимания сущности электромагнетизма. Предлагаемая работа, являющаяся более постановкой проблемы, нежели ее решением, тем не менее может оказаться полезной как теоретикам электромагнетизма, так и прикладникам, а также всем, кто хотел бы разобраться во внутренней сущности электромагнитных явлений.

Автор надеется на конструктивную критику изложенного материала и на то, что данная работа послужит примером для других авторов, также не удовлетворенных положением в теории электромагнетизма.

Введение.

Краткая история становления теории электромагнетизма

Как известно, развитие теории электромагнетизма прошло этапы:

- стихийного накопления фактов;
- опытного накопления фактов;
- попыток создания физических теорий, объясняющих явления;
- попыток создания математических теорий, описывающих явления и позволяющих создать методики их расчета;
- обобщения физических теорий и создания единой математической теории;
- экспериментальных исследований, имеющих целью проверки и подтверждения положений общей теории;
- внедрения полученных результатов в широкую практику.

На базе многочисленных опытных данных были наработаны методы расчетов, позволившие точно рассчитать силовые и слаботочные устройства и агрегаты, линии передачи и электрические цепи. А в XX столетии на базе полученных к этому времени знаний были созданы важнейшие отрасли современной промышленности — электромашиностроение, радиотехника и электроника, без которых невозможно существование современного человечества. Положение о том, что «нет ничего более прикладного, чем хорошая теория», полностью себя оправдало на практике.

Современная теория электромагнетизма была практически полностью оформлена в конце XIX столетия. Ей предшествовал длительный период накопления знаний об электричестве и магнетизме. В XVII и XVIII веках исследованию природы электричества были посвящены труды М. В. Ломоносова, Г. В. Рихмана, Б. Франклина, Ш. О. Кулона, П. Дивинша и других ученых. Решающее значение имело создание А. Вольтом первого источника непрерывного тока. В первой трети XIX столетия были проведены многочисленные исследования химических, тепловых, световых и магнитных явлений, вызываемых

электрическим током (труды В. В. Петрова, Х. К. Эрстеда, Д. Ф. Араго, М. Фарадея, Дж. Генри, А. М. Ампера, Г. С. Ома и других). Во второй половине этого же столетия эти работы получили многочисленные практические внедрения во многих разработках, нашедших широкое применение в промышленности [9, 10].

И при всем этом практически никто не знает, какова *суть* электричества и магнетизма, *что* они собой представляют, в чем заключается их физическая природа.

Нужно сказать, что в предыдущее столетие были предприняты некоторые попытки разобраться в вопросе о том, что же представляют собой электричество и магнетизм физически, из чего они состоят и как они устроены. Так или иначе все они были вынуждены привлечь к рассмотрению представления об эфире, движения которого, по их мнению, и лежали в основе электромагнетизма.

М. Фарадей выдвинул предположение о существовании силовых трубок электричества («Фарадеевы силовые линии») [11, 12]. Представления об электромагнитных явлениях как о вихревых движениях эфирной жидкости были сформулированы Г. Гельмгольцем [13, 14], В. Томсоном [15–19], Челлисом [20], Максвеллом [21–23], а также некоторыми другими авторами — Хевисайдом [24, 25], Кемпбеллом [26], Лармором [27], Ланжевеном [28], Абрагамом [29] и др. Значительный вклад в понимание процессов, связанных с прохождением электрического тока по проводам внесли немецкий физик П. Друде [30, 31], создавшим электронную теорию проводимости металлов, и нидерландский физик Г. Лоренц [32, 33] существенно развивший и дополнивший эту теорию. В XX столетии подобные идеи высказывались Дж. Томсоном [34, 35], Н. К. Кастериным [36], В. Ф. Миткевичем [37–42].

Теория электричества и магнетизма была создана и практически завершена во второй половине прошлого столетия. Ее апофеозом явился знаменитый «Трактат об электричестве и магнетизме» [43], написанный Максвеллом в 1873 г. В нем Максвеллу удалось обобщить результаты работ ряда ученых XIX столетия, таких как В. Томсон, М. Фарадей, Г. Гельмгольц, Кирхгоф, Ранкин, Кулон, Ампер, Риман, Нейман, Эрстед, Ленц и многих других (Стокс, Вебер, Челлис, Физо, Верде, Рив, Бир, Холл, Квинке, Грин, Дженкин, Лагранж, Феличи, Фуко, Кноблаух, Пулье) и дополнить достижения исследователей электромагнитных явлений того времени теорией электромагнитного поля. В таком виде теория электромагнетизма сохранилась до наших дней практически без изменений. В «Трактате» Максвеллом были окончательно оформлены знаменитые уравнения электродинамики, получившие его имя. В таком виде теория электромагнетизма сохранилась до наших дней

практически без изменений. Трактат Максвелла явился основой всех последующих учебников по электротехнике и электродинамике.

Пожалуй, не меньшее значение имела и работа Г. Лоренца «Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения», написанная им в 1909 г. [33].

Работы Максвелла и, в частности, его уравнения электромагнитного поля оказали решающее влияние на развитие уже в XX столетии таких областей науки, как электротехника, электродинамика, радиотехника, электроника и даже оптика. Из этих знаменитых уравнений вытекало, что могут существовать электромагнитные волны, распространяющиеся в пространстве со скоростью света. Это предсказание было сделано Максвеллом в работе «О физических силовых линиях» (1861–1862) [22]. В этой работе Максвелл, пользуясь моделью некоего вихревого механизма в эфире, впервые приходит к своим знаменитым уравнениям и вводит понятие тока смещения. Максвелл совершенно определенно становится на позиции Фарадея, связанные с признанием реальности физического состояния среды, представляемого силовыми линиями. Концепция близкодействия сложилась у него окончательно и дальнейшей его задачей стало отразить структуру поля в моделях и уравнениях, что и было им выполнено в 1873 г. в «Трактате об электричестве и магнетизме».

Исходя из уравнений Максвелла, основанных на представлениях о вихревых движениях эфира, немецкий физик Генрих Герц в 1886–1889 гг. с помощью изобретенного им вибратора экспериментально доказал существование электромагнитных волн и исследовал их свойства (отражение от зеркал, преломление в призмах и т. д.). Герц подтвердил все основные выводы максвелловской теории о свойствах электромагнитных волн.

После опубликования в 1888 г. работ Герца по электродинамике русский физик и изобретатель А. С. Попов в 1895 г. создал необходимую для передачи и приема электромагнитных волн аппаратуру, чем положил начало радиотехнике.

Таким образом, уравнения электромагнитных процессов, выведенные Дж. К. Максвеллом на основе представлений о вихревых движениях эфира, имеют не только теоретическое обоснование, но и прошли всестороннюю проверку практикой.

Полезно напомнить, что уравнения электродинамики выведены Максвеллом на основании моделей движения эфира, в существовании которого Максвелл был убежден.

«Действительно, — пишет Максвелл, — если вообще энергия передается от одного тела к другому не мгновенно, а за конечное время, то должна существовать среда, в которой она временно пребывает, оставив первое тело и не достигнув второго. Поэтому эти теории

должны привести к существованию среды, в которой и происходит это распространение».

Уровень знаний свойств эфира тогда оказался недостаточным для этой цели, возможно, по этой причине сколько-нибудь удовлетворительной качественной теории электромагнитных явлений создать не удалось, и внимание исследователей было обращено к количественному изучению электрических и магнитных явлений, выявлению закономерностей и созданию на их основе расчетных методов. На этом пути были получены выдающиеся результаты, позволившие создать современную математическую теорию электромагнетизма. Но не физическую.

В связи с трудностями создания физической теории электромагнетизма, а также в связи с успехами количественных методов у многих теоретиков и практиков сложилось впечатление о том, что никакой необходимости в понимании сути электрических и магнитных явлений нет. Однако такое мнение глубоко ошибочно. Непонимание физической сущности явлений приводит к тому, что созданные количественные методы начинают применяться без каких бы то ни было ограничений, что иногда приводит к большим ошибкам в расчетах. Более того, не учтенными оказываются многие существенные обстоятельства. И еще более — появляются новые задачи, которые созданными методами решить не представляется возможным, и они остаются нерешенными. Примеров тому много и в электротехнике, и в радиотехнике, и других областях, так или иначе связанных с электромагнитными явлениями, даже в оптике.

Если бы была создана качественная теория электромагнитных явлений, то, вероятно, большинство функциональных описаний и вытекающих из них количественных методов расчетов сохранились бы неизменными, но в некоторых случаях они претерпели бы существенные уточнения. А это позволило бы создать не только новые методы расчетов, более точные, но даже новые направления.

Так или иначе, но широко используя математические зависимости теории электромагнетизма и делая из них иногда даже общезначимые заключения, теоретики и практики до сих пор не имеют ни малейшего представления о сущности электричества. Подавляющее большинство к этому притерпелось и не считает нужным этот вопрос поднимать. Но не следует забывать, что рано или поздно несовершенство теории неизбежно приведет к столкновению с интересами практиков, когда окажется, что созданного теоретического задела недостаточно для решения прикладных задач. Это потребует дальнейшего развития теории, но развитие теории, не имеющей представлений о сущности рассматриваемых ею явлений, невозможно.

На необходимость сущностного подхода к изучению электромагнитных явлений обращали внимание многие ученые. Еще Ф. Энгельс в 1882 году писал [44]:

«Исключительная эмпирия, позволяющая себе мышление в лучшем случае разве лишь в форме математических вычислений, воображает, будто она оперирует только бесспорными фактами. В действительности же она оперирует преимущественно традиционными представлениями, по большей части устаревшими продуктами мышления своих предшественников. Последние служат ей основой для бесконечных математических выкладок, в которых из-за строгости математических формул легко забывается гипотетическая природа предпосылок. Эта эмпирия уже не в состоянии правильно изображать факты, ибо в изображение их у нее прокладывается традиционное толкование этих фактов».

В 1906 г. в известной работе «Теория электронов» Г. Лоренц отмечает:

«Хотя уравнения (электромагнитного поля. — В. А.) являются полезными при рассмотрении многих задач, они не могут быть применены во всех без исключения случаях. Если бы даже это и имело место, наша теория перестала бы нас удовлетворять при попытке заглянуть глубже в природу явлений: действительно, ведь в этой общей теории мы выражаем особенные свойства различных весомых тел, просто приписывая каждому из них специальные значения диэлектрической постоянной, проводимости и магнитной проницаемости. Если мы хотим понять, *каким образом* (курсив мой. — В. А.) электрические и магнитные свойства зависят от температуры, плотности, химического строения или кристаллического состояния вещества, то мы не можем удовлетвориться простым введением для каждого вещества этих коэффициентов, значения которых должны определяться из опыта: мы будем принуждены обратиться к какой-нибудь гипотезе относительно механизма, лежащего в основе всех этих явлений».

Следует с прискорбием констатировать, что успехи прикладных наук создали ныне существующей теории электромагнитных явлений и, в особенности, теории Максвелла ореол абсолютной истинности, а современная теоретическая физика исключила представления о существовании эфира в природе, вихревые движения которого рассматривались Максвеллом как основа электромагнитных явлений. Тем самым была исключена какая бы то ни было возможность дальнейшего углубления в понимание сущности электромагнитных явлений. Прямым следствием этого явилось то, что математические зависимости электродинамики, созданной Максвеллом более ста лет назад, практически никак не развивались.

Попытки некоторых исследователей что-либо изменить в этих уравнениях неизменно оканчивались неудачей. Это дало основание Л. Больцману в своих примечаниях к переводу работы Максвелла «О физических силовых линиях» в 1898 г. написать [22, с. 194]:

«Я мог бы сказать, что последователи Максвелла в этих уравнениях, пожалуй, ничего кроме букв не переменили. Однако это было бы слишком. Конечно, не тому следует удивляться, что к этим уравнениям вообще что-то могло бы быть добавлено, а гораздо более тому, как мало к ним было добавлено».

Сегодня, сто лет спустя, это удивление Больцмана сохраняет свою силу: к уравнениям Максвелла практически не добавлено ничего, хотя за это время написаны сотни учебников по теоретическим основам электротехники, электродинамики и радиотехнике, решены тысячи прикладных задач, созданы разнообразнейшие устройства. Казалось бы, что нет никаких оснований возвращаться к этому вопросу. Однако это не так.

Во-первых, идеализированные представления о движениях эфирной жидкости привели к парадоксам в моделях электромагнетизма, подобным тем, которые имеют место в гидродинамике идеальной жидкости, например, энергия единицы длины вихря равна бесконечности независимо от его интенсивности. В электродинамике возник парадокс, аналогичный рассмотренному: энергия единицы длины проводника с током равна бесконечности независимо от величины тока. Правда, поскольку одиночного проводника в природе не существует, появляется возможность разрешения этого парадокса за счет рассмотрения всей конструкции в целом, включая обратный проводник, тогда этот парадокс разрешается. Тем не менее, парадоксального положения не должно существовать ни для какой системы, в том числе и для условного одиночного проводника.

Имеются и некоторые другие недостатки существующих моделей: большинство из них не рассматривает взаимодействия вещества и электромагнитных полей, отрывая их тем самым друг от друга, в некоторых выражениях никак не отражено взаимодействие источников полей и тел, на которые они воздействуют и т. п.

Во-вторых, выяснилось, что многие расчеты, построенные на основе уравнений Максвелла, дают весьма приближенные результаты, отличающиеся от найденных эмпирическим путем на десятки процентов, иногда и в несколько раз. Это касается, например, взаимной индукции больших контуров. Правда, прикладники к этому привыкли, относят неувязки к не учету сопутствующих факторов и в процессе отладки устройств вносят необходимые коррективы. Но анализ показывает, что одними неучтенными факторами отклонения в расчетах объяснить нельзя.

В-третьих, обнаружилось, что существует серия задач электродинамики, которые не могут быть решены на основе существующих представлений. Это связано, в первую очередь, с тем, что авторами моделей рассматривались лишь первые приближения к электромагнитным явлениям, а таких приближений по мере накопления новых данных может быть сколько угодно, привели к тому, что некоторые прикладные задачи электродинамики оказываются нерешенными, причем имеются задачи, которые принципиально нельзя решить на базе уравнений Максвелла.

К таким задачам, например, относится совместное движение двух одинаковых зарядов, неподвижных относительно друг друга: пока они оба неподвижны, они отталкиваются друг от друга по закону Кулона, но если они вместе, не смещаясь один относительно другого, перемещаются в пространстве, то они теперь стали токами, притягивающимися друг к другу. Почему?

Такой задачей, например, является задача о распространении электромагнитных волн диполем Герца, помещенным в полупроводящую среду. Диполь Герца, т. е. диполь с сосредоточенными параметрами, которые известны, помещенный в полупроводящую среду, параметры которой тоже известны, излучает ток известной величины, частота которого тоже известна. Нужно определить плотность тока в среде в заданной точке пространства. Эта задача полностью физически определена. Несмотря на тривиальность постановки и заманчивую возможность из общего решения этой задачи получить как предельный случай многие частные результаты — излучение в идеальной среде при отсутствии активной проводимости, затухание плоской волны в полупроводнике при бесконечных расстояниях от диполя и некоторые другие, — задача об излучении диполя Герца в полупроводящей среде никогда и никем не была решена, и попытки ее решить неизменно кончались неудачей. Имеются, правда, попытки сформулировать готовое решение путем перемножения двух частных решений — решения задачи о распространении поля диполем Герца в идеальной среде и решения задачи плоской волны, но такой подход совершенно некорректен. На самом деле эта задача не может быть решена на основе уравнений Максвелла, так как приводит к системе уравнений, не имеющих общего решения.

Не решены предельные задачи об электрическом поле в пульсирующем однородном электрическом поле и многие другие. Существуют и другие примеры и даже целые классы электродинамических задач, физически полностью определенных, которые, тем не менее, нельзя решить с помощью уравнений Максвелла.

В-четвертых, следует отметить, что не все понятия, используемые в теоретической электротехнике, имеют четкий физический смысл. Что

такое «векторный потенциал $\mathbf{A}$ »? Это такая величина, вихрь которой есть вектор магнитной индукции $\mathbf{B}$:

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}.$$

Физический же смысл этой величины отсутствует.

В-пятых, в логике электромагнетизма имеются некоторые неувязки. Например, статический постулат Максвелла

$$\oint_S \mathbf{D} dS = q,$$

помещаемый в учебниках теоретических основ электродинамики в разделах статики, после представления его в дифференциальной форме

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho$$

помещается уже в раздел динамики, хотя последняя форма представления по физической сущности ничем не отличается от предыдущей. В результате игнорируется запаздывание в значениях электрической индукции $\mathbf{D}$ при перемещении зарядов q внутри охваченного поверхностью S пространства.

А в-шестых, необходимо напомнить, что ни одно явление не может быть описано полностью, что всякое описание приближенно, и если написано уравнение, отражающее некий процесс, то сам факт написания этого уравнения с конечным числом членов означает, что это уравнение описывает процесс частично, приближенно. А значит рано или поздно возникнет необходимость его уточнения. Это относится ко всем конкретным процессам и физическим явлениям, и электромагнитные явления не являются исключением.

Изложенные моменты, а также некоторые другие соображения не позволяют считать развитие теории электромагнетизма полностью завершенным. Однако дальнейшая эволюция ее возможна лишь на основе детального качественного рассмотрения процессов, происходящих в электромагнитных явлениях, что и заставляет вновь вернуться к разработке моделей этих явлений с учетом тех недостатков, которые были присущи ранним гидромеханическим моделям.

Поэтому попытки уточнения уравнений электродинамики не должны вызывать протеста. Необходимо лишь убедиться в корректности постановки задачи.

Однако всякое уточнение уравнений должно базироваться на представлении о сущности явления, на его качественной модели. Дж. К. Максвелл следовал динамическому методу исследований электромагнетизма. Он представлял электрические и магнитные явления

как некие вихревые процессы, протекающие в эфире — среде, заполняющей все мировое пространство. И поскольку он полагал, что эфир — это нечто вроде идеальной жидкости, то он широко использовал представления гидромехаников своего времени о свойствах и формах движения такой жидкости, в частности, представления Г. Гельмгольца, У. Ранкина и других исследователей. Учитывая, что представления Максвелла об электромагнитных явлениях, выраженные его уравнениями, получили хорошее подтверждение, хотя и не абсолютное, было бы логично вернуться к его модели с поправкой на современные представления об эфире. Однако на пути подобных попыток стеной встали два основополагающих раздела современной теоретической физики — специальная теория относительности А. Эйнштейна — СТО и квантовая механика. Обе эти теории являются основой всего здания современной физической теории и признаны практически всеми ведущими физиками. Но они обе категорически отрицают сам факт наличия в природе эфира, тем самым выбивая почву из под ног любых попыток выяснения сущности электромагнитных явлений и уточнения уравнений электродинамики.

Несмотря на все достижения, физическая теория электромагнитных явлений так и не родилась, и все попытки различных авторов как-то внести ясность в этот вопрос в XX столетии наткнулись на укоренившееся представление об отсутствии в природе эфира как такового, точке зрения, принудительно навязанной физике школой релятивистов, взявшей на себя смелость шельмовать всякого, кто пытался как-то исправить положение в этой области.

Однако в настоящее время стало понятно, что никакого обоснования об отсутствии эфира в природе у Специальной теории относительности нет, а Общая теория относительности того же автора признает существование эфира в природе. Квантовая же механика, отказавшись от эфира вслед за Специальной теорией относительности, тем самым отказалась от рассмотрения физической сущности внутриатомных процессов, что создало для нее большие трудности.

Специальная теория относительности А. Эйнштейна не обосновала отсутствие эфира в природе, а постулировала это положение, опираясь на ложно понятые результаты исследования американским физиком А. Майкельсоном эфирного ветра. Однако проведенный в настоящее время анализ работ по обнаружению эфирного ветра, выполненных рядом исследователей — Майкельсоном, Морли, Миллером, а также рядом других с 1881 по 1959 гг., показал, что в этом направлении были выполнены серьезные исследования и эфирный ветер был обнаружен, причем, еще Майкельсоном, а его последователями были определены его скорость и направление в околоземном пространстве. В связи

с изложенным автором настоящей работы была детально исследована аргументация авторов СТО и квантовой механики об отсутствии в природе эфира и выяснено, что их аргументация не состоятельна [4-8].

Автором была выполнена попытка разработки эфиродинамической картины мира на основе представлений о газоподобном эфире. В этой работе, в частности, определены физические параметры эфира как вязкого сжимаемого газа. Следовательно, появилась некоторая основа для новой попытки уточнения представлений о физической сущности электромагнитных явлений и уточнения их описания.

В настоящее время есть все основания вернуться к моделям электричества и магнетизма, разработанным Дж. К. Максвеллом и его предшественниками, попытаться понять их недостатки с позиций сегодняшних представлений об эфире и попытаться понять физическую сущность электричества, магнетизма и электромагнитных явлений, для чего необходимо уточнить физическую модель электромагнетизма и на этой основе произвести соответствующие уточнения уравнений электромагнитных явлений. При этом необходимо не забывать, что и уточненная модель, и уравнения, вытекающие из нее не могут быть полными и дальнейшие уточнения модели и уравнений электродинамики в будущем неизбежны.

Изложенное дает основание для попытки исполнить наставление Ф. Энгельса, высказанное им в 1882 г. в «Диалектике природы» [44, с. 452]:

«Электричество — это движение частиц эфира и молекулы тел принимают участие в этом движении. ...Различные теории по-разному изображают характер этого движения, ...опираясь на новейшие исследования о вихревых движениях видят в нем — каждая по-своему — тоже вихревое движение.

...Эфирная теория... дает надежду выяснить, **что** является собственно вещественным субстратом электрического движения, **что** собственно за вещь вызывает своим движением электрические явления.»

Не должно быть сомнения в том, что предпринятая ниже попытка представить сущность электромагнитных явлений, как и всякая подобная попытка, носит частичный характер. Это более постановка проблемы, нежели ее решение. Тем не менее, автор уверен, что подобные попытки полезны, поскольку помогают лучше понять сущность электромагнитных явлений, определить новые направления исследований, а в некоторых случаях уточнить уже известные математические зависимости.

Представленные ниже модели электромагнетизма, по-видимому, имеют свои недостатки, поэтому в дальнейшем и их также следует уточнять и дополнять, как и всякие другие модели.

Сегодня стремление понять физическую сущность электромагнитных явлений более чем своевременно. Можно считать, что на эту проблему следовало бы обратить внимание значительно раньше, ибо все материалы для этого были. Рядом авторов подобные попытки были предприняты. Среди них следует отметить труды В. Ф. Миткевича (Ленинград, 20–30-е гг.) [37–42], современные работы Г. Н. Николаева (Томск) [45], в которой приведен обширный перечень парадоксальных с точки зрения современной электродинамики явлений, а также и некоторых других. Их недостатком все же следует считать неполноту физических представлений о сущности электромагнетизма, что не позволило создать единую и непротиворечивую физическую картину электромагнитных явлений. Ниже сделана попытка в какой-то степени восполнить этот пробел.

Следует отметить, что при реализации этой попытки возникли определенные трудности, связанные с не проработанностью отдельных положений газовой механики и даже отдельных положений такого раздела математики, как векторный анализ. К первым относятся явно недостаточный уровень теории пограничного слоя в сжимаемых средах, теории взаимодействия винтовых струй, теории взаимодействия винтовых вихревых тороидов и некоторые другие. Ко вторым относятся некоторые представления, укоренившиеся в векторном анализе, но недостаточно обоснованные физически, например, запрет деления коллинеарных (совпадающих по направлению) векторов друг на друга, хотя физический смысл такой операции очевиден, запрет на представление такой величины, как градиент вектора, хотя и здесь физический смысл ясен (например, градиент скорости потока воды в реке). Некоторые из этих трудностей удалось обойти, но детальная проработка всех подобных вопросов впереди.

Глава 1

Некоторые положения эфиродинамики

1.1. Свойства эфира в околоземном пространстве

Как показано в [3] эфир — среда, заполняющая все мировое пространство, является строительным материалом для всех видов материальных образований — от элементарных частиц вещества до звездных скоплений и галактик. Движения эфира проявляются как силовые поля взаимодействий. Эфир — газоподобная среда, обладающая всеми свойствами обычного, т.е. вязкого и сжимаемого газа. Там же показано, что на всех уровнях организации материи действуют одни и те же физические законы, и никаких «особых» или «квантовых» законов микромира не существует. В частности, квантовые закономерности микромира элементарно объясняются закономерностями сжимаемого газа. А это значит, что для определения параметров эфира могут быть использованы законы обычной газовой механики, что и было сделано автором.

Расчеты показали, что плотность и давление эфира в околоземном пространстве соответственно составляют $8,85 \cdot 10^{-12}$ кг/м³ и $2 \cdot 10^{32}$ Н/м², при этом его вязкость совершенно незначительна. Молекула эфира — амер имеет размеры многократно меньшие размера электрона. Но при всем этом эфир как чрезвычайно разреженный газ подчиняется всем закономерностям газовой механики, и его плотность в различных газовых потоках может меняться в чрезвычайно широких пределах от указанной выше для свободного эфира до $10^{17} - 10^{18}$ кг/м³ в теле протона.

Параметры эфира в околоземном пространстве приведены в табл. 1.

1.2. Формы движения эфира

Элемент эфира — амер — обладает единственной формой движения — **равномерным поступательным движением** в пространстве. Взаимодействие амеров друг с другом осуществляется единственным способом — путем упругого соударения и, тем самым, обменом количеством

Таблица 1

Параметры эфира в околоземном пространстве

Параметр	Величина	Единица измерения
Эфир в целом		
Плотность	$\rho_3 = 8,85 \cdot 10^{-12}$	кг · м ⁻³
Давление	$P > 10^{37}$	Н · м ⁻²
Удельное энергосодержание	$w > 10^{37}$	Дж · м ⁻³
Температура	$T < 3,9 \cdot 10^{-54}$	К
Скорость первого звука	$c_1 > 1,3 \cdot 10^{24}$	м · с ⁻¹
Скорость второго звука	$c = 3 \cdot 10^8$	м · с ⁻¹
Коэффициент температуропроводности	$a \approx 10^7$	м ² · с ⁻¹
Коэффициент теплопроводности	$\kappa_T \approx 7 \cdot 10^{96}$	кг · м · с ⁻³ · К ⁻¹
Кинематическая вязкость	$\chi \approx 10^7$	м ² · с ⁻¹
Динамическая вязкость	$\eta \approx 10^{-4}$	кг · м ⁻¹ · с ⁻¹
Показатель адиабаты	$\gamma = 1,4$	—
Теплоемкость при постоянном давлении	$c_p > 3,3 \cdot 10^{101}$	м ² · с ⁻² · К ⁻¹
Теплоемкость при постоянном объеме	$c_v > 2,35 \cdot 10^{101}$	м ² · с ⁻² · К ⁻¹
Амер (элемент эфира)		
Масса	$m_a < 6,3 \cdot 10^{-125}$	кг
Диаметр	$d_a < 10^{-48}$	м
Количество в единице объема	$n_a > 1,4 \cdot 10^{113}$	м ⁻³
Средняя длина свободного пробега	$\lambda < 6,3 \cdot 10^{-18}$	м
Средняя скорость теплового движения	$u \approx 1,6 \cdot 10^{24}$	м · с ⁻¹

Примечание: в настоящей таблице некоторые параметры эфира уточнены по сравнению с параметрами, приведенными в [1].

движения (импульсами). Это соударение с большой степенью приближения можно считать абсолютно упругим, т. е. происходящим без потерь количества движения.

Совокупность амеров — элементарный объем эфира — обладает тремя формами движения — диффузионной, поступательной и вращательной (рис. 1.1).

Диффузионная форма движения амеров в эфире есть всегда, даже когда эфир полностью уравновешен и никакого внешнего движения в нем нет. Поэтому эта форма движения является основной, исходной для рассмотрения любых других форм движений.

Диффузионная форма движения эфира, как и любого газа, обеспечивает три вида движения: перенос плотности, перенос количества движения (импульса), перенос энергии.

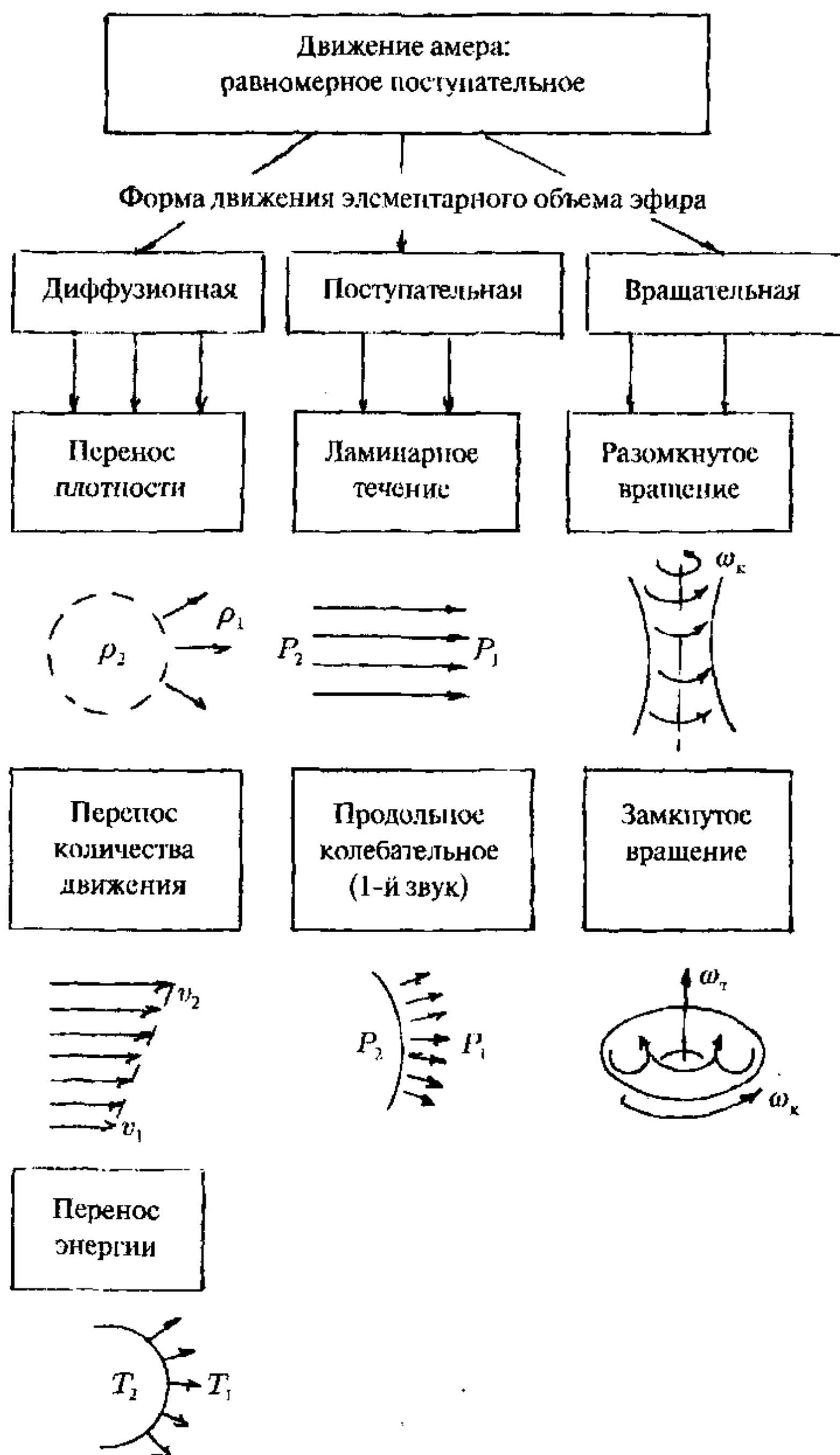


Рис. 1.1. Движение амера, формы и виды движения эфира

Поступательная форма движения эфира обеспечивает два вида движения: ламинарное течение (типа ветра) и продольное колебательное (типа звука, в пределах модуля упругости).

Вращательная форма движения эфира обеспечивает два вида движения: разомкнутое вращательное (типа смерча) и замкнутое вращательное (типа тороида),

Всего семь основных видов движения.

Перечисленные виды движения могут дать широкий спектр комбинированных видов движения, соответствующих тем или иным физическим взаимодействиям, физическим полям и явлениям. Кроме того, с учетом взаимодействия потоков эфира, обладающих различными формами и видами движений, количество вариантов взаимодействия может быть достаточно велико. Однако во всех этих формах и видах движений эфира лежит единственный вид движения — перемещение амеров в пространстве и единственный вид их взаимодействия — упругое соударение, что и является общей основой для всех форм движения эфира и для всех видов организации вещества, начиная от элементарных частиц вещества и кончая Вселенной в целом.

1.3. Структура газового тороида и происхождение винтового движения эфира

Для выяснения характера движения потоков эфира в окрестностях уплотненного газового тороида, рассмотрим структуру самого тороида (рис. 1.2).

Как показано в [1], при образовании газовых вихревых тороидов происходит их самопроизвольное уплотнение до тех пор, пока плотность газа в стенках не достигнет некоторой критической величины. Эфирный тороидальный вихрь, как и всякий уплотненный газовый вихрь, представляет собой некое подобие трубы, замкнутой саму на себя. Весь основной эфир сосредоточен в его уплотненных стенках, причем плотность стенок вихря на 1–2 порядка выше, чем средняя плотность всего тороида. Можно предположить, что для уплотненных эфирных тороидальных вихрей плотность эфира в их стенках уже является критической и далее сжатие эфира, по крайней мере, в околоземном пространстве невозможно. Это означает, что и в наружных слоях эфирного вихря, и во внутренних плотность стенок одна и та же. Толщина стенки во внутренней области уплотненного эфирного вихря должна быть несколько шире, чем толщина внешней стенки, но в целом площадь поперечного сечения внутренней области тороида S_1 , через которую должен пройти поток эфира в тороидальном движении, существенно меньше, чем площадь поперечного сечения внешней области S_2 ,

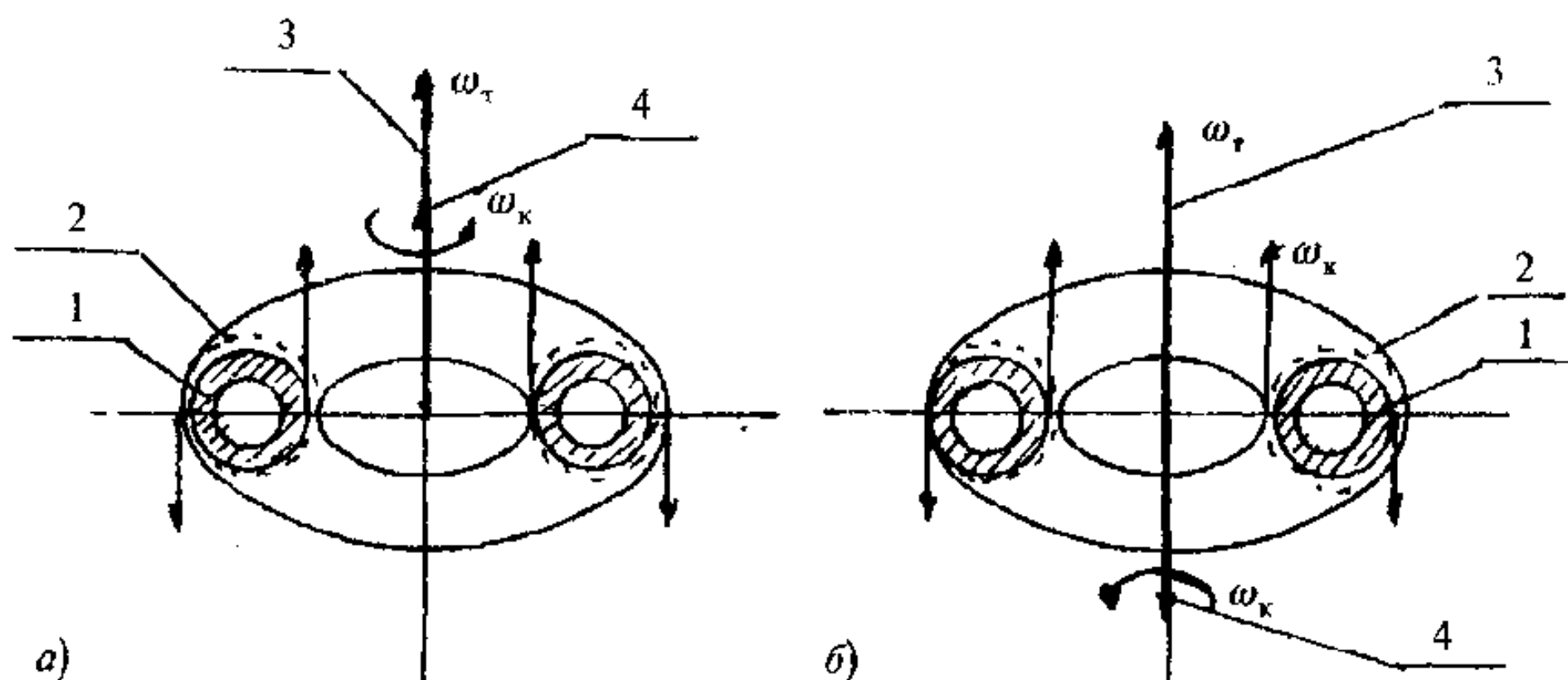


Рис. 1.2. Поперечное сечение газового тороидального вихря: а) правовинтовое; б) винтовое; 1 — уплотненные стенки тороидального вихря; 2 — пограничный слой; 3 — вектор тороидального вращения; 4 — вектор кольцевого вращения

и следовательно, при одном и том же расходе эфира тороидальная составляющая скорости потока эфира должна существенно снизиться, так что скорость потока в тороидальном направлении во внешней области стенок и во внутренней будут соотноситься как

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{S_1}{S_2}. \quad (1.1)$$

Если бы вихревой тороид состоял из несжимаемой жидкости, можно было бы считать, что уменьшение скорости тороидального потока в его наружной части приводит к обмену энергией с окружающей средой и уменьшается за счет отдачи энергии во внешнюю среду. Но уплотненный эфирный тороид состоит из сильно сжатого эфира, и потоку некуда отдать энергию своего движения. Единственным способом сохранения энергии потока или, что то же самое, скорости потока является изменение направления его движения, преобразование тороидального движения в кольцевое, т. е. в движение вокруг оси тороида, проходящей через его внутреннее отверстие. Тем самым тороидальное движение преобразуется в винтовое, состоящее из взаимно перпендикулярных в каждой точке тела протона тороидального и кольцевого движений.

Винтовое движение тела уплотненного тороида передается во внешнюю среду благодаря вязкости эфира. Это винтовое движение тороида будет передано внешней среде, потоки которой также станут винтовыми. И таким образом, взаимодействие тороидальных вихрей в газовой среде — эфире будет осуществляться через потоки эфира.

Скорость тороидального движения в пространстве вокруг протона, как и всякого тороидального вихря (при пренебрежении изменением

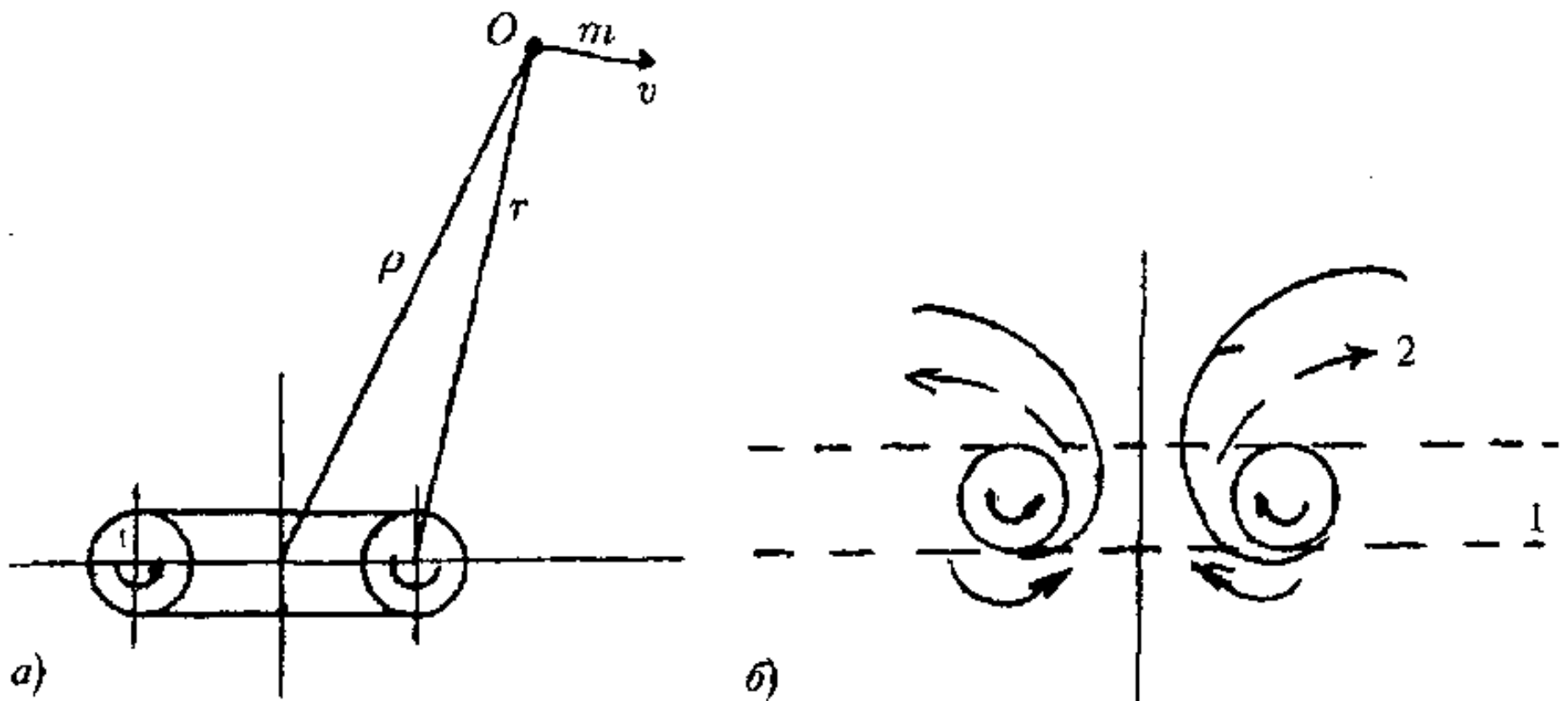


Рис. 1.3. К выводу закона распределения скоростей вокруг тороидального вихря: для тороидального движения (а) и для кольцевого (б); 1 — распространение кольцевого движения вертушкой при отсутствии тороидального движения; 2 — распространение кольцевого движения тороидальным вихрем

плотности и температуры в окружающем протон эфире) изменяется по закону Био—Савара:

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}) = -\frac{S\Gamma_T}{4\pi} \int \frac{(\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}) \times d\boldsymbol{\rho}}{|\mathbf{r} - \boldsymbol{\rho}|^3}, \quad (1.2)$$

где $S = \pi R^2$ — площадь поперечного сечения кольца тороида; R — радиус кольца тороида; $\Gamma_T = \oint \mathbf{v}_T d\mathbf{l} = 2\pi r_T v_{T0}$ — циркуляция скорости тороидального движения; r_T — радиус тела тороида; v_{T0} — тороидальная скорость на поверхности тороида по его экватору (рис. 1.3).

Кольцевое движение эфира захватывается тороидальным движением, и вокруг всего тела протона образуется общее винтовое движение эфира, распространяющееся на все окружающее протон пространство.

Скорость кольцевого движения в пространстве вокруг тороида изменяется по закону:

$$v(r) = \frac{b\Gamma_K}{4\pi r^2},$$

где b — толщина тела тороида; $\Gamma_K = \oint \mathbf{v}_K d\mathbf{l} = 2\pi R v_{K0}$ — циркуляция кольцевого движения; R — радиус кольца тороида; v_{K0} — кольцевая скорость на поверхности тороида по экватору. Это соответствует теореме Гаусса.

Таким образом, тороидальная составляющая скорости потока во внешнем пространстве убывает с расстоянием в соответствии с законом Био—Савара пропорционально третьей степени расстояния, а скорость кольцевой составляющей в соответствии с теоремой Гаусса — пропорционально второй степени расстояния.

1.4. Взаимодействие цилиндрического винтового газового вихря с потоками газовой среды

Взаимодействие любых материальных структур — частиц вещества и силовых полей может осуществляться только в том случае, если ими создаются градиенты давлений в эфире. Тогда тело, попавшее в неравномерно распределенное поле давлений, созданное другим телом, начинает испытывать воздействие этого тела через этот градиент давлений. Способов создания градиентов давлений в эфире, как и во всякой газовой среде, всего два — термодиффузионный и скоростной. В первом случае любое вихревое образование эфира — частица вещества, будучи более холодным, нежели окружающая среда, создает вокруг себя неравномерное температурное поле и, как следствие, неравномерное поле давлений, попав в которое другое вихревое образование — другая частица вещества начинает испытывать разность давлений, стремящуюся сблизить эти частицы. Так создается гравитационное притяжение масс (рис. 1.4 а). Во втором случае градиент давлений создается градиентными течениями эфира (рис. 1.4 б).

Для выяснения физической сути взаимодействия вихрей друг с другом через эфир рассмотрим взаимодействие цилиндрического газового вихря с ламинарным газовым потоком, омывающим его (рис. 1.5).

На той стороне вихря, на которой направления движения поверхности вихря v_v и потока v_n совпадают, градиент скорости эфира

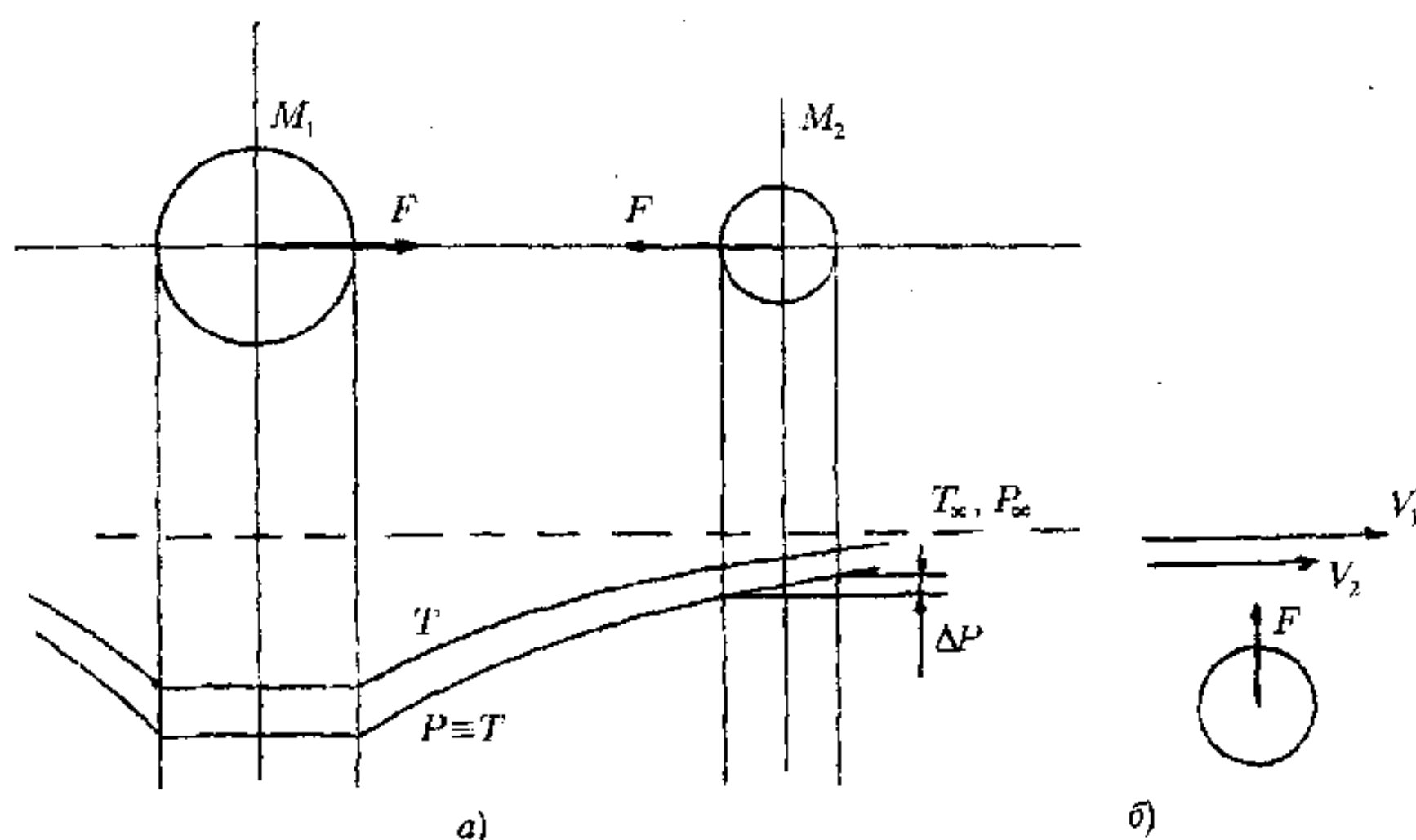


Рис. 1.4. Взаимодействие частиц вещества через градиенты давлений: а) в случае термодиффузионного взаимодействия; б) в случае градиента скоростей потоков эфира

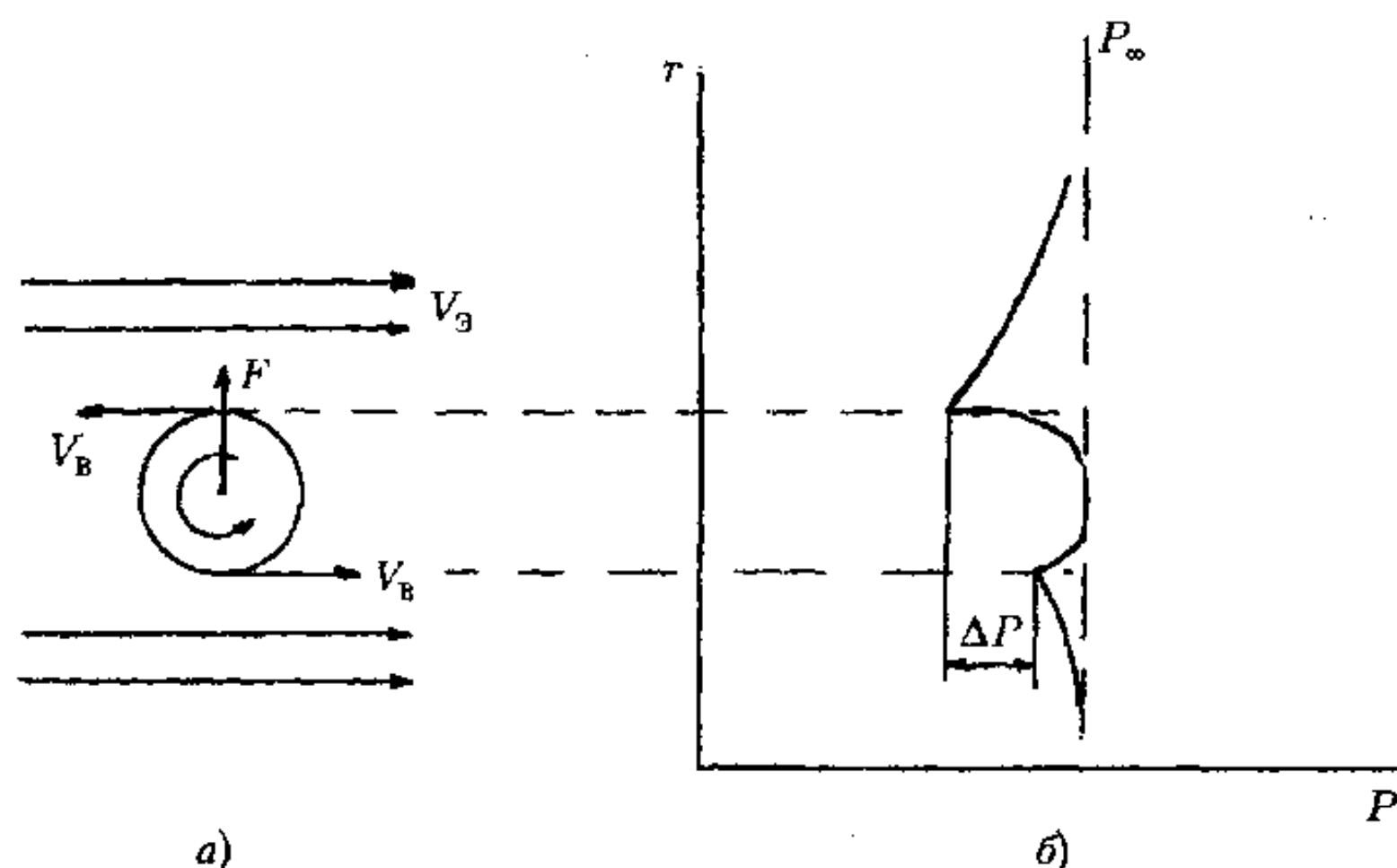


Рис. 1.5. Взаимодействие цилиндрического газового вихря с омывающим его потоком газа

будет меньше, чем с противоположной стороны, и поэтому давление эфира на стороне, этой стороне вихря будет больше. В соответствии с уравнением Бернулли эти давления определяются выражениями:

— в области a :

$$P = P_0 - \frac{\rho_э (v_v - v_п)^2}{2}; \quad (1.4)$$

— в области b :

$$P = P_0 - \frac{\rho_э (v_v + v_п)^2}{2}. \quad (1.5)$$

Произведя соответствующие вычисления и пренебрегая малыми членами, получим значения разности давлений, действующих на вихрь:

$$\Delta P = \rho_э v_v v_п, \quad (1.6)$$

которое создаст силу, воздействующую на вихрь в направлении, перпендикулярном оси вихря и направлению потока.

При взаимодействии винтового тороида с омывающим его винтовым потоком любого знака сущность взаимодействия не меняется, при рассмотрении его нужно лишь учитывать модуль относительной скорости эфира.

Взаимодействие цилиндрического вихря с потоком омывающего его газа существенно меняется, если сам поток газа ускоряется или тормозится некоей плоскостью, параллельной оси вихря. Здесь принципиальное значение имеют два предельных случая:

- если плоскость движется относительно поверхности вихря с той же скоростью, что и сама поверхность, этому случаю соответствует наличие двух одинаковых цилиндрических вихрей, расположенных параллельно друг другу и вращающихся в противоположных направлениях (рис. 1.6 а);
- если плоскость неподвижна в пространстве, этому случаю соответствует наличие двух одинаковых цилиндрических вихрей, расположенных параллельно друг другу и вращающихся в одинаковых направлениях (рис. 1.6 б).

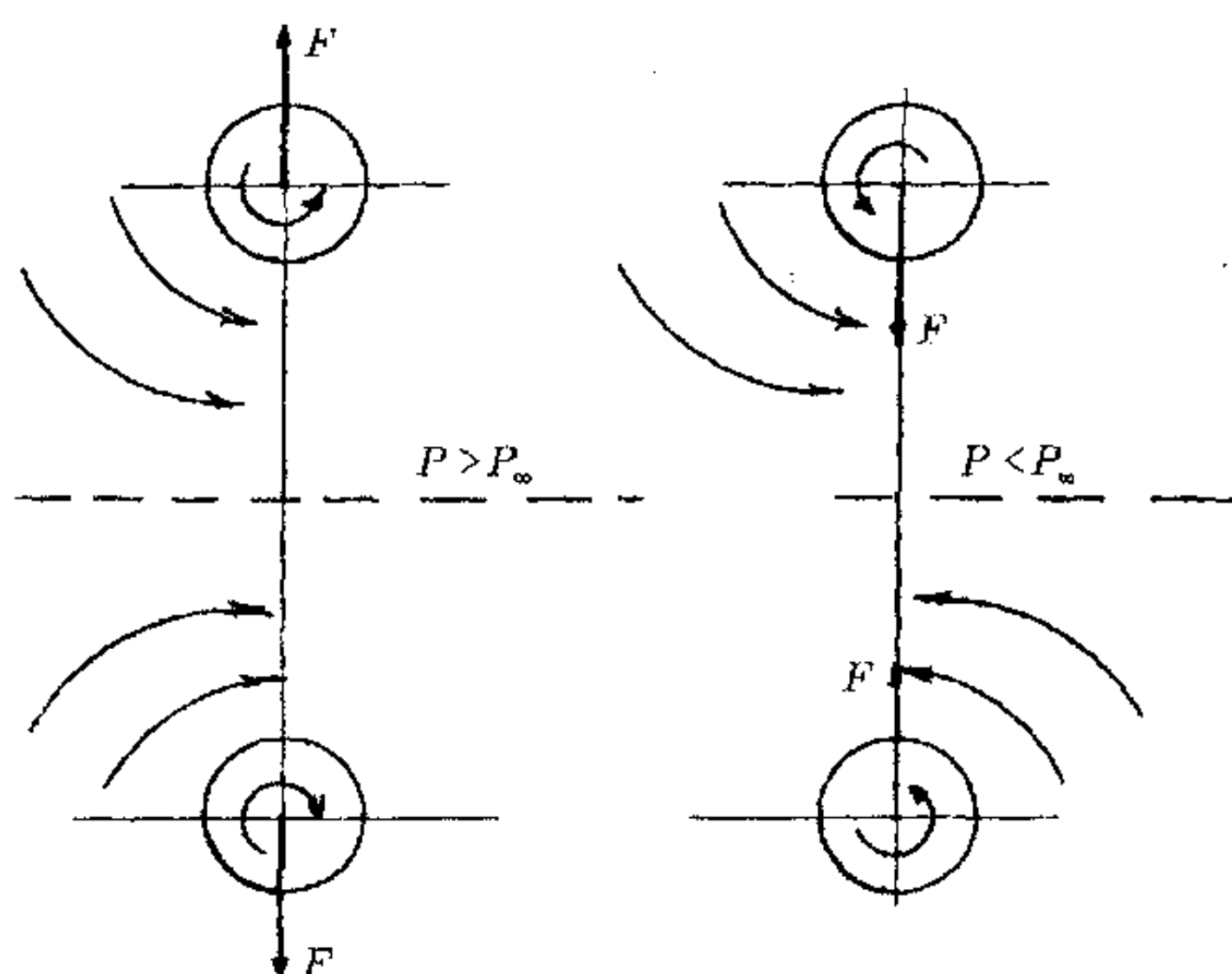


Рис. 1.6. Взаимодействие двух цилиндрических газовых вихрей: вращающихся в противоположных направлениях (а) и вращающихся в одном направлении (б)

В обоих случаях источником энергии для движения потока газа являются сами вихри. Рассматриваемой плоскостью является плоскость симметрии, расположенная между вихрями. И в том, и в другом случаях каждый вихрь загоняет газ из внешнего пространства в промежуток между вихрями, сжимая его и придавая потоку дополнительную энергию. Но в первом случае градиент скорости потока между вихрями мал, а во втором случае велик, и поэтому взаимодействие вихрей с потоками газа и тем самым друг с другом существенно отличаются друг от друга.

Обычно для подобных расчетов используются уравнения Бернулли. Однако в них предполагается только взаимный обмен энергии давления

и энергии поступательного движения газа при постоянстве их суммы. Поэтому эти уравнения оказываются непригодными для расчета указанных случаев. Общая газодинамическая задача расчета взаимодействий вихрей с учетом изменения температуры, вязкости и давлений оказывается достаточно сложной. Тем не менее, определенные соображения здесь можно привести.

В первом случае при отсутствии градиента скоростей давление газа между вихрями повышается за счет его сжатия, поскольку газ из свободного пространства загоняется в относительно узкий просвет между цилиндрами. Повышение давления приведет к отталкиванию вихрей друг от друга.

Во втором случае газ точно так же загоняется из свободного пространства в тот же просвет, что хорошо видно из рисунка, но здесь возникает большой градиент скорости, в результате которого давление в газе падает существенно больше, чем повышается за счет сжатия газа. Это происходит, в частности, потому, что в градиентном потоке газа температура снижается по закону

$$\Delta T = -\frac{\Delta u^2}{2c_p}, \quad (1.7)$$

где Δu — перепад скорости; c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении.

Сила, действующая на стенку вихря, может быть выражена некоторым аналогом формулы Ньютона для вязкого трения

$$dF_y = -\frac{\eta dS dv_x}{dy}. \quad (1.8)$$

Эта сила, пропорциональная коэффициенту внутреннего трения η , площади поверхности S и градиенту скорости газового потока вблизи плоскости dv_x/dy , связана с затратой энергии поверхностью вихря на перемешивание слоев газа в потоке и направлена перпендикулярно плоскости симметрии (вдоль оси y).

Уравнение Ньютона выглядит так же, но в нем индексы иные:

$$dF_x = -\frac{\eta dS dv_z}{dy}. \quad (1.9)$$

и эта сила направлена вдоль плоскости симметрии (вдоль оси x). Благодаря этой силе вихри стремятся перемещаться в пространстве в первом случае вместе поступательно вдоль оси x , во втором случае — тоже вдоль оси x , но в противоположных направлениях, вращаясь вокруг общего центра симметрии.

Уравнение состояния газа, как известно, определяется выражением

$$PV = RT, \quad (1.10)$$

где P — давление газа; V — объем газа; R — универсальная газовая постоянная; T — абсолютная температура, причем, как следует из кинетической теории газов

$$T = \frac{m_a v_T^2}{3K}, \quad (1.11)$$

здесь m_a — масса одной молекулы газа (в данном случае масса амера); v_T — скорость теплового движения амера; $K = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж · °К⁻¹ — постоянная Больцмана.

Из выражения (1.10) следует, что

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta T}{T} - \frac{\Delta V}{V}. \quad (1.12)$$

Или учитывая, что давление возрастает при уменьшении объема, а имеем

$$\frac{\Delta T}{T} \approx -\frac{\Delta V}{V}. \quad (1.13)$$

Получим

$$\frac{\Delta P}{P} = -2\frac{\Delta V}{V}. \quad (1.14)$$

Или иначе

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2V_1}{V_2} = k_p > 1. \quad (1.15)$$

В общем случае давление испытываемое поверхностями вихрей может быть выражено как

$$\Delta P = k_p P_0 - \frac{\eta dv_y}{dy}, \quad (1.16)$$

где P_0 — давление газа в свободном пространстве; $k_p > 1$ — коэффициент, учитывающий сжатие газа и повышение его температуры, в первом приближении пропорциональный квадрату сокращения объема (одна степень за счет сжатия, если бы температура газа не изменялась, вторая — за счет повышения температуры).

В результате взаимодействия двух одинаковых вихрей через общую газовую среду внешнее давление будет прижимать их друг к другу, при этом они начнут прижиматься друг к другу тем сильнее, чем меньше окажется величина промежутка между ними, поскольку градиент скорости будет при этом возрастать. Сближение будет происходить до той величины, пока не вступят в действие вторичные факторы, препятствующие дальнейшему снижению давления, например, соизмеримость промежутка с длиной свободного пробега молекул и пр.

1.5. Взаимодействие двух винтовых газовых торроидов

Дистанционное взаимодействие двух винтовых торроидальных колец (рис. 1.7) может быть рассмотрено с учетом изложенного выше. Существенная разница заключается в том, что эта задача уже не плоская, а трехмерная, хотя качественно все предыдущие соображения остаются в силе.

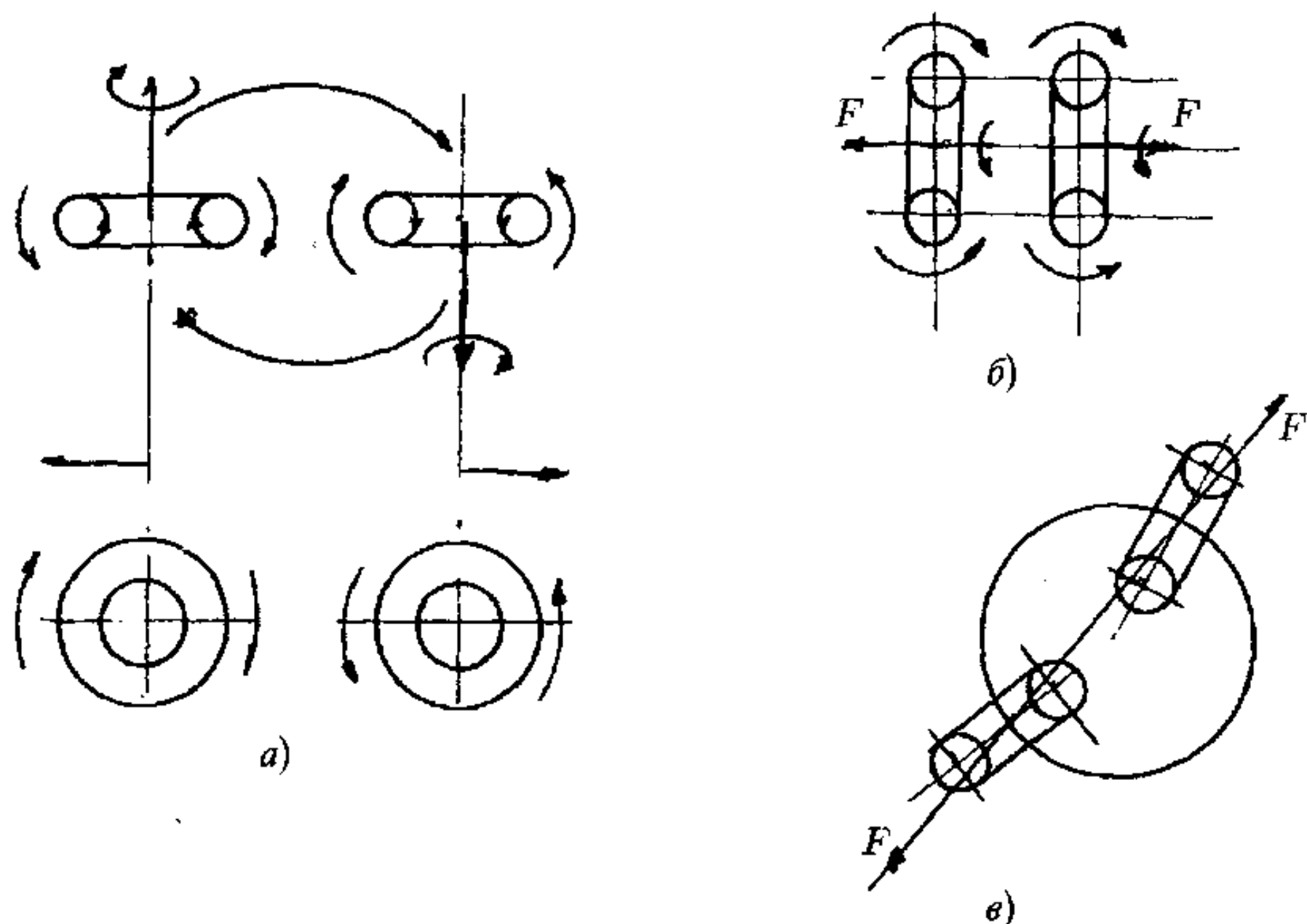


Рис. 1.7. Дистанционное взаимодействие торoidalных винтовых вихрей находящихся в общей плоскости (а), при соосном положении (б), в общем случае (в)

Если в непосредственной близости друг от друга находятся два одинаковых винтовых тороида, то торoidalное движение заставляет их взаимно сорентироваться так, чтобы направление торoidalных потоков на поверхности второго тороида оказалось антипараллельным по отношению к направлению торoidalного потока, создаваемого первым торойдом.

Силы ориентации вызваны тем, что винтовой поток, выходящий из одного тора, омывает тело второго тора. Из двух положений, при которых плоскость второго тороида перпендикулярна направлению набегающего потока, только одно устойчиво, то, при котором торoidalные потоки эфира на поверхности тела второго тороида антипараллельны

направлению набегающего потока. Второе положение, при котором тороидальные потоки на поверхности тела тороида параллельны набегающего потока неустойчиво.

В общем случае тороидальный поток первого тора создает на поверхности второго тора различные градиенты скоростей. Там, где градиент скоростей меньше, т. е. там, где направление движения стенки второго тора и эфирного потока первого тора совпадают, давление выше, чем на той части второго тора, где направления противоположны. В результате на тело второго тора оказывается давление, нормальное к поверхности тора и создается момент, стремящийся развернуть второй тор так, чтобы его поверхностные потоки оказались направленными противоположно потоку эфира, выходящего из первого тора. Момент, который будет испытывать вторая подобная тороидальная частица, попавшая в ее поле, будет определяться произведением собственных моментов тороидального движения двух частиц и углом между их векторами тороидального движения:

$$M = \rho_3 \frac{R_1 S_1 v_{T1} R_2 S_2 v_{T2}}{R^3} \sin \theta, \quad (1.17)$$

где ρ_3 — плотность окружающей тороиды эфира; $R_1, S_1, v_{T1}, R_2, S_2, v_{T2}$ — соответственно радиусы тороидов, площади их сечения и экваториальные скорости их тороидального движения; θ — угол между направлением оси тороида и направлением потоков эфира, его омывающих. Затем кольцевое движение начнет их отталкивать друг от друга, поскольку между частицами кольцевое движение имеет минимальный градиент скоростей, а по периферии градиент скоростей относительно большой. Это значит, что между частицами давление эфира выше, чем с противоположных сторон и они начнут отталкиваться друг от друга. Если же у частиц кольцевые движения ориентированы относительно их тороидальных движений различно, то градиент скоростей между частицами будет больше, чем с внешних сторон, и частицы начнут испытывать силы сближения. Силы, действующие на оба тороида, определятся произведением

$$F = \pm \rho_3 \frac{S_1 v_{k1} \cdot S_2 v_{k2}}{R^2}, \quad (1.18)$$

где S_1 и S_2 — площади поверхностей тороидов; v_{k1}, v_{k2} — экваториальные скорости их кольцевого движения.

Знаку «+» соответствует сила отталкивания тороидов друг от друга при одинаковом знаке винтового движения эфира в теле обоих тороидов (оба тороида либо правовинтовые, либо оба левовинтовые), знаку «−» соответствует сила притяжения тороидов друг к другу при разных знаках

винтового движения эфира в их телах (один тороид правовинтовой, а другой — левовинтовой). Данное выражение соответствует закону Кулона.

Этому выражению соответствует интегральное выражение

$$\oint_S v_k dS = b\Gamma_k, \quad (1.19)$$

и, таким образом, можно говорить о потоке кольцевой скорости эфира сквозь замкнутую поверхность S свободного пространства.

1.6. Строение вещества

Как уже упоминалось, единственной формой движения, позволяющей собрать и удержать уплотненный газ, является тороидальное вихревое движение. Эта форма движения реализована в протоне — основной частице микромира.

Протон — винтовой тороидальный вихрь уплотненного эфира является основной частицей микромира.

Протоны образуются в центре Галактики в результате соударения двух струй эфира, поступающих в ядро Галактики соответственно по двум ее спиральным рукавам. Врываясь в ядро со скоростями порядка десяти или более тысяч километров в секунду, струи хаотически перемешиваются и образуют вихри, в том числе и кольцевые. Эти вихри самоуплотняются и одновременно делятся до тех пор, пока плотность эфира в винтовых вихревых тороидах не достигнет критической величины. Такие предельно уплотненные винтовые эфирные тороиды и есть протоны.

Средняя массовая плотность протона составляет порядка $10 \text{ кг}^{18} \cdot \text{м}^{-3}$, что на 29 порядков более, чем плотность окружающего его эфира.

Удержание сильно сжатого эфира в объеме протона возможно лишь, если температура эфира соответственно понижена на столько же порядков, что и имеет место. Поэтому протон, как и всякое газовое вихревое образование, имеет пониженную температуру относительно окружающей среды. На поверхности протона имеется пограничный слой эфира, в котором плотность эфира понижается почти до плотности эфира в свободном пространстве, хотя и остается небольшая разность, температура повышается до температуры окружающего эфира, хотя и здесь сохраняется небольшая разница, а скорость потоков эфира снижается. В пограничном слое на поверхности протона вязкость газа понижена за счет снижения температуры, что предохраняет тело протона от потери энергии, благодаря чему вихревое тело протона сохраняется достаточно долго — в течение более чем десяти миллиардов лет.

За счет разности температуры поверхности пограничного слоя протонов и температуры окружающей среды осуществляются термодиффузионные взаимодействия частиц вещества, за счет скорости потоков эфира на поверхности пограничного слоя протонов осуществляются все градиентные скоростные взаимодействия — сильные ядерные и электромагнитные.

Структура протона и создаваемых им потоков эфира приведена на (рис. 1.8).

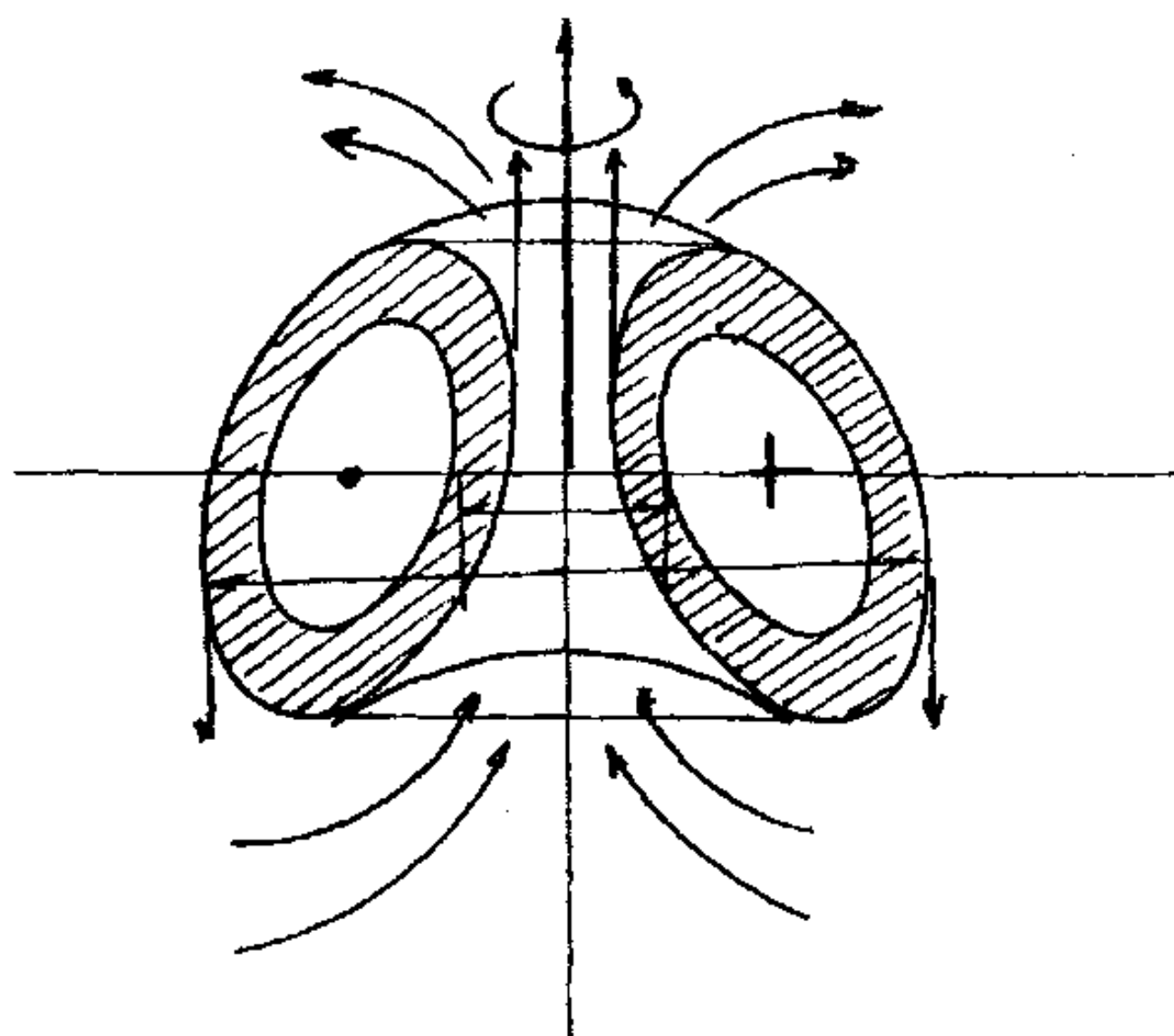


Рис. 1.8. Структура протона и создаваемых им потоков эфира

Потоки эфира в теле протона движутся по винтовой линии (в настоящее время знак винтового движения в теле протона еще не установлен).

В самом центре протона сквозь его отверстие движется поток эфира вдоль его оси. Здесь эфир сильно уплотнен, скорость его вдоль оси практически равна скорости внутренних стенок протона, градиент скорости мал, температура потоков эфира, проходящих сквозь центральное отверстие протона повышена за счет его сжатия, это означает, что здесь вязкость эфира высокая, сцепление потока с телом протона высокое, поэтому тороидальное движение тела протона обеспечивает прокачку потока внешнего эфира сквозь это отверстие, совершая при этом работу и расходуя свою энергию. Полученную энергию этот поток, вырываясь из центрального отверстия протона отдает внешнему эфиру. Таким образом, кинетическая энергия тела протона и является той энергией,

которая расходуется на образование потоков эфира во внешней среде. Вырываясь наружу, поток растекается, образуя вокруг протона винтовой поток эфира, охватывающий все тело протона снаружи. При этом знак винтового движения потоков эфира в этом пространстве тот же, что и в теле самого протона.

Общая газодинамическая задача расчета взаимодействия тела протона с окружающим его эфиром достаточно сложна, поскольку требует учета изменения температуры, вязкости и давления эфира как вдоль оси протона, так и по его поверхности, а также процессов, происходящих в пограничном слое в районе оси и на поверхности протона, поэтому на данном этапе приходится ограничиваться приближенными представлениями.

Как известно, протон обладает собственным магнитным моментом. Наиболее близким параметром для газомеханической интерпретации магнитного момента является полная энергия винтового движения, определяемая как

$$W_p = \frac{m_p}{2} \left[\oint_{L_k} v_k^2 dl_k + \oint_{L_T} v_T^2 dl_T \right]. \quad (1.20)$$

Здесь m_p — масса протона; v_k и v_T — кольцевая и тороидальная экваториальные скорости на поверхности протона; L_k и L_T соответственно длины пути кольцевого и тороидального потоков эфира в теле протона.

Практически можно считать установленным, что вокруг своей оси протон вращается по закону твердого тела, т. е. его угловая скорость постоянна, а линейная скорость нарастает пропорционально расстоянию от оси вращения. Кольцевое движение образует момент количества движения протона вокруг своей оси, т. е. его спин. Значение спина определится выражением:

$$s = k_\phi m_p \oint_{L_k} v_k dl = k_\phi 2\pi m_p R v_{k0}, \quad (1.21)$$

где m_p — масса протона; $\oint v_k dl$ — циркуляция кольцевого движения; R — радиус протона тороида; v_{k0} — кольцевая скорость потока эфира на поверхности тороида по экватору; k_ϕ — коэффициент формы, учитывающий, что не вся масса протона сосредоточена в его внешней части.

Протон — основная частица микромира может находиться в трех состояниях: в состоянии собственно протона (рис. 1.9 а), в состоянии нейтрона (рис. 1.9 б) и в состоянии атома водорода (рис. 1.9 в).

В состоянии собственно протона тороидальный уплотненный винтовой вихрь — протон захватывает своими движениями окружающий эфир, в котором создаются как тороидальное, так и кольцевое

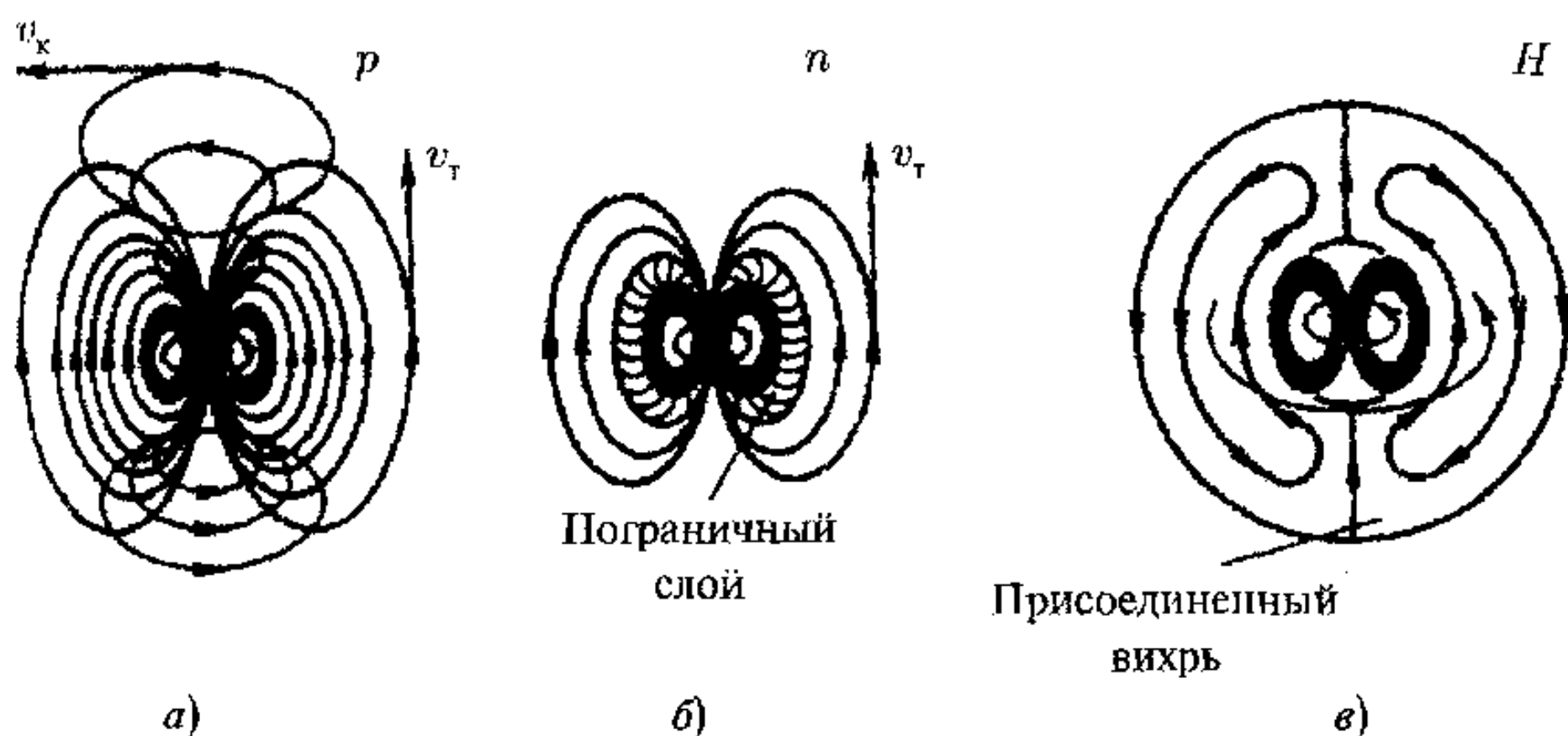


Рис. 1.9. Три состояния протона: собственно протон (а), нейтрон (б) и атом водорода (в)

движения, скорости которых убывают в соответствии с указанными выше законами Био—Савара для тороидального и Гаусса для кольцевого. Винтовое поле скоростей потоков эфира вокруг протона и воспринимается как его электромагнитное поле.

Во втором состоянии — нейтрона на поверхности протона образуется пограничный слой эфира, в котором из-за повышенного градиента скоростей вязкость понижена и тем самым экранируется кольцевое движение, которое у нейтрона не проникает за пределы этого слоя. Тороидальное же движение гасится этим пограничным слоем лишь частично. В результате протон в состоянии нейтрона окружен только тороидальными потоками эфира, причем ослабленными.

В третьем состоянии — атома водорода потоки эфира замыкаются не через центральное отверстие протона, а во вне, образуя присоединенный вихрь, который подкручивается потоками эфира, выходящими из центрального тороида — самого протона. В этом присоединенном вихре кольцевое движение имеет то же направление, что и кольцевое движение протона, но тороидальное имеет противоположный знак. Поэтому и винтовое движение эфира в присоединенном вихре имеет знак, противоположный тому, какой имеет винтовое движение в теле протона. Этот присоединенный вихрь воспринимается как электронная оболочка атома водорода.

Ядра атомов формируются из протонов и нейтронов безо всяких дополнительных частей благодаря наличию между нуклонами пограничного слоя, в котором весьма велико значение градиента скорости (более чем $10^{37} \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}/\text{м}$), давление эфира понижено, благодаря чему

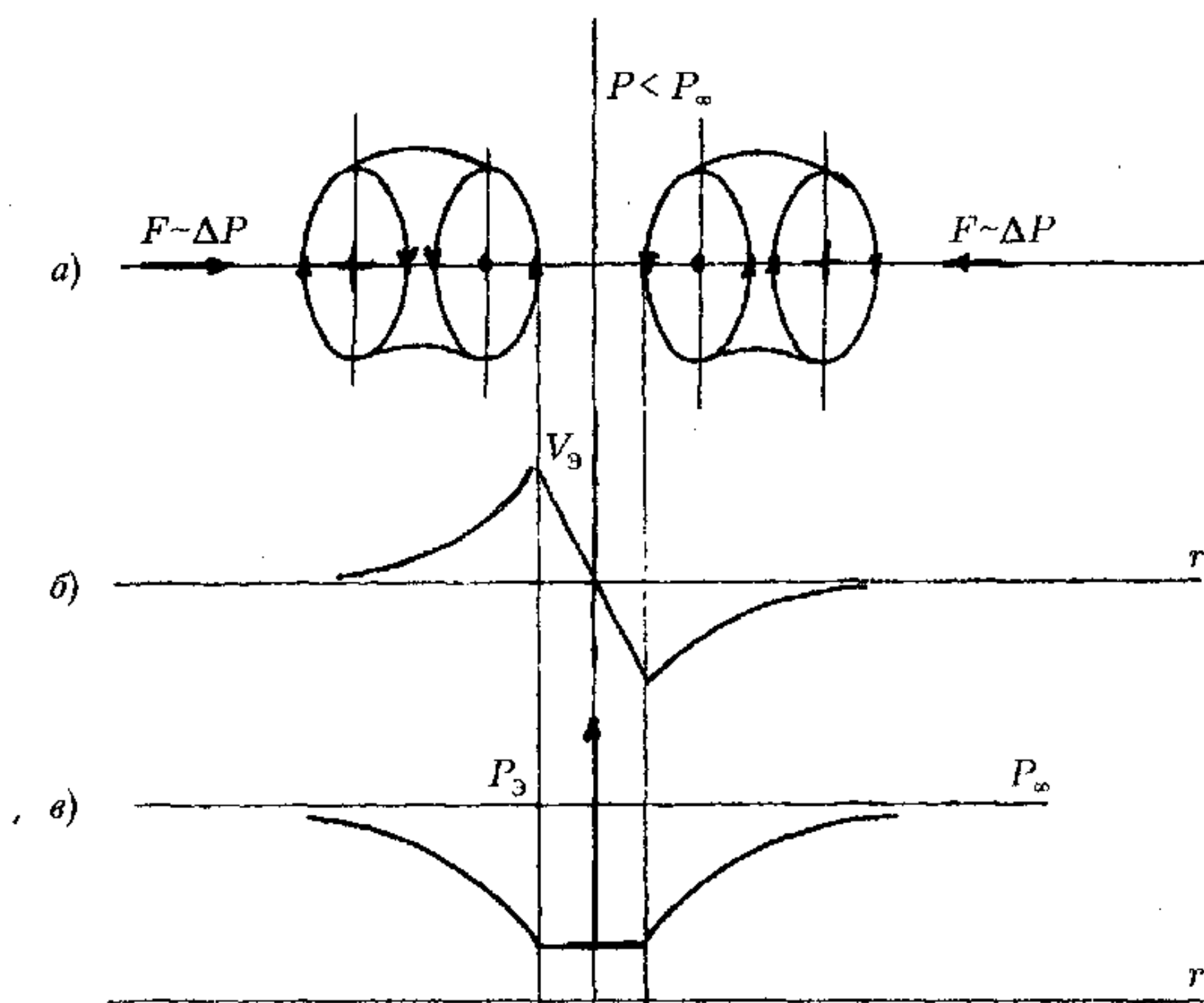


Рис. 1.10. Образование сложных ядер атомов: а) соединение нуклонов боковыми стенками; б) эюры торoidalных скоростей в промежутке между нуклонами; в) эюра давлений эфира

внешнее давление эфира прижимает нуклоны друг к другу боковыми поверхностями, этим реализуется сильное ядерное взаимодействие нуклонов в атомном ядре (рис. 1.10)

Все протоны, находящиеся в ядре, выдувают из своих центральных отверстий винтовые струи эфира, к которым во внешнем пространстве добавляются присоединенные вихри, число которых оказывается равным числу протонов. Так формируются электронные оболочки сложных ядер (рис. 1.10 в).

Электронные оболочки атомов могут соединяться двумя способами — путем прилипания друг к другу при антипараллельном направлении поверхностных потоков эфира, это соответствует ионной химической связи атомов в молекуле (рис. 1.11 а), или путем объединения двух присоединенных вихрей в один общий для двух атомов вихрь, это соответствует ковалентной химической связи (рис. 1.11 б).

При образовании ковалентной связи общая длина эфирного потока в молекуле оказывается меньше, чем суммарная длина эфирных

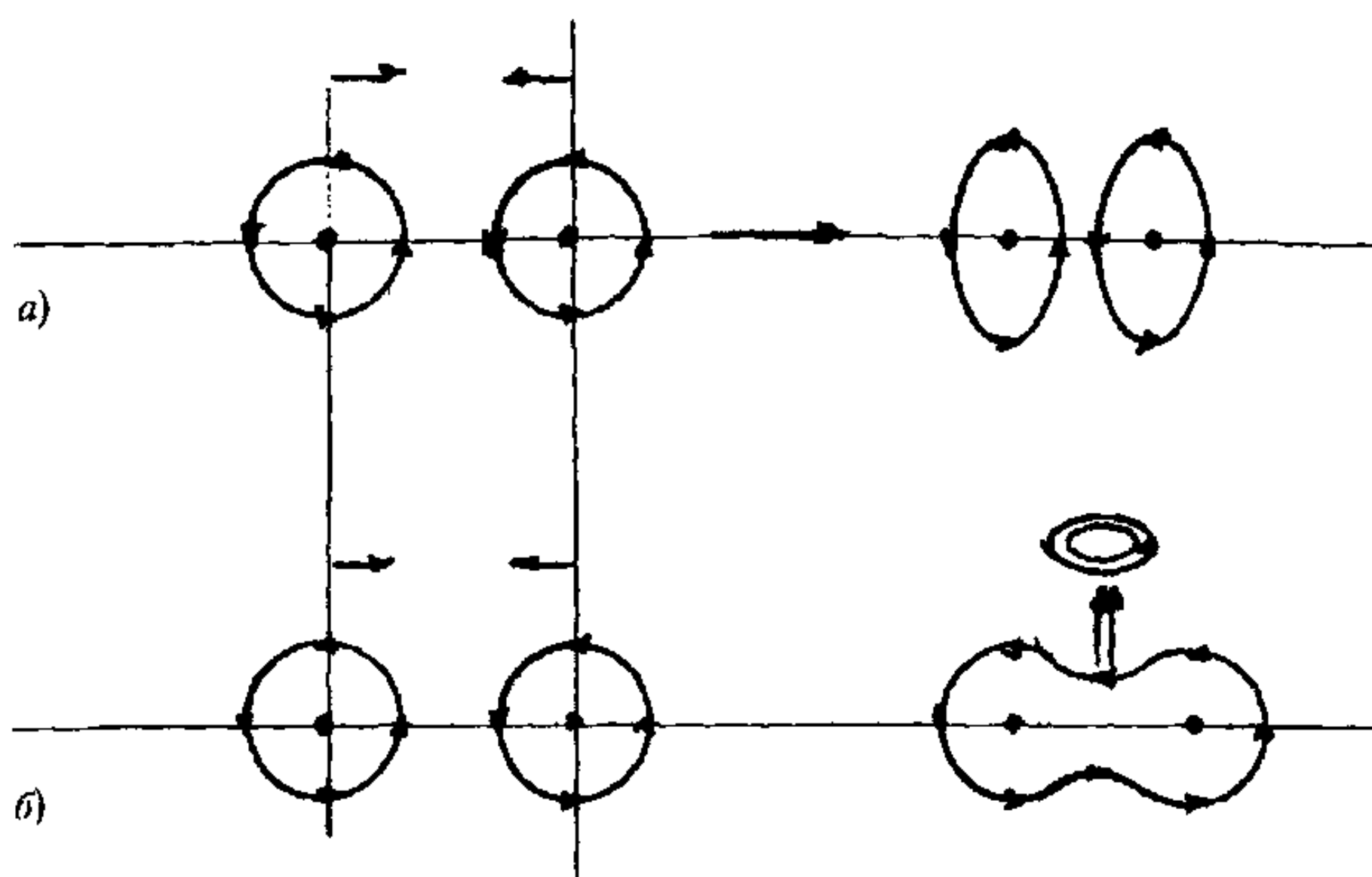


Рис. 1.11. Химические связи атомов: а) ионная; б) ковалентная

потоков в атомах до их объединения, поэтому часть эфира в виде струйки уплотненного винтового потока выбрасывается во внешнее пространство. Такой кусочек струи не может существовать, и он обращается в самостоятельный тороидальный вихрь — лептон, легкую частицу.

В простых химических реакциях типа щелочь — кислота масса такого лептона составляет порядка 10^{-4} электронной массы, размер лептона в общей массе всех лептонов, выделившихся в процессе реакции и образовавших «лептонную пену», составляет порядка 0,01 мм, что определено автором экспериментально.

В металле при объединении атомов в общий кристалл из общей вихревой оболочки нескольких атомов выбрасываются эфирные струи, масса каждой из которых соответствует массе целого электрона. Каждая такая струйка образует самостоятельный тороидальный вихрь — электрон.

Присоединенные вихри — электронные оболочки атомов своими поверхностными потоками и благодаря вязкости эфира стимулируют появление во внешнем пространстве вторых присоединенных вихрей — оболочек ван дер Ваальса. Если в этот второй присоединенный вихрь попадет еще одна молекула, она будет удерживаться в нем, потому что создаваемые в этом вихре потоки эфира создадут по ее поверхности градиенты течений, в которых давление эфира будет понижено. Так

образуются межмолекулярные связи. Однако если скорость молекулы будет достаточно велика, этих сил может не хватить для удержании молекулы. Тогда она вылетит из этой области.

Таким образом, все вещество представляет собой набор винтовых вихрей эфира различной плотности, а сам эфир играет роль всеобщего строительного материала для всех видов вещества.

Глава 2

Физическая сущность категорий электромагнетизма

2.1. Физическая сущность элементарного электрического заряда

Сопоставляя взаимодействие тороидальных винтовых колец с поведением заряженных частиц, можно сделать следующие выводы.

1. Поскольку ориентация частиц в пространстве определяется тороидальным движением, то магнитное поле тороидальной частицы отождествляется с тороидальным движением среды в ее окрестностях.

2. Поскольку факт притяжения или отталкивания определяется ориентацией кольцевого вращения относительно тороидального, то электрический заряд частицы следует отождествить с наличием кольцевого вращения.

3. Полярность заряда определяется ориентацией кольцевого движения относительно тороидального. Все электромагнитные явления имеют в своей основе указанные выше движения и могут быть интерпретированы с этих позиций.

Полагая форму протона приближенной к форме шара, сопоставим энергию поля кольцевой скорости эфира вокруг протона с энергией электрической напряженности его поля, учитывая, что

$$v = \frac{v_k r_0^2}{r^2}. \quad (2.1)$$

Энергия кольцевого движения составит:

$$w_v = \int_{V_0}^{\infty} \frac{\rho_3 v_k^2}{2} dV = 2\pi \rho_3 v_k^2 r_0^3, \quad (2.2)$$

где ρ — плотность среды, кг/м³; v_k — скорость среды, м/с; r_0 — радиус шара, м; w_v — энергия поля кольцевой скорости, Дж.

Для электрического заряда q энергия составляет:

$$w_q = \int_{V_0}^{\infty} \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} dV; \quad E = \frac{q}{4\pi \epsilon_0 \epsilon r_0^2}, \quad (2.3)$$

и, таким образом,

$$w_q = \frac{q^2}{8\pi \epsilon_0 \epsilon r_0}, \quad (2.4)$$

где q — заряд, Кл; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, Ф/м; ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость среды.

Сопоставляя выражения для механической энергии поля скоростей среды с электрической энергией поля заряда протона, имеем:

$$w_v = w_q; \quad r_0 = r_p \quad (2.5)$$

и далее получаем:

$$2\pi \rho_3 v_k^2 r_0^3 = \frac{q^2}{8\pi \epsilon_0 \epsilon r_0}, \quad (2.6)$$

и следовательно,

$$\rho_3 (v_k S_p)^2 = \epsilon_0 \epsilon \left(\frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} \right)^2, \quad (2.7)$$

откуда

$$\epsilon_0 \epsilon = \rho_3; \quad q = \rho_3 v_k S_p. \quad (2.8)$$

Таким образом, величины ϵ_0 и q приобретают простую интерпретацию:

$$\epsilon_0, [\Phi/\text{м}] = \rho_3, [\text{кг}/\text{м}^3], \quad (2.9)$$

т. е. диэлектрическая проницаемость вакуума, выраженная в единицах Ф/м, есть плотность эфира в свободном пространстве, выраженная в единицах $\text{кг}/\text{м}^3$, а электрический заряд есть циркуляция кольцевой скорости плотности эфира на всей его поверхности и единице измерения Кл (кулон) соответствует единица измерения $\text{кг}/\text{с}$:

$$q, [\text{Кл}] = \rho_3 v_k S_p, [\text{кг}/\text{с}], \quad (2.10)$$

т. е. электрический заряд представляет собой циркуляцию количества кольцевого движения эфира на всей поверхности винтового вихревого тороида.

2.2. Единицы электрических и магнитных величин в системе МКС

До недавнего времени в электротехнике использовались абсолютная электрическая система единиц СГСЭ, абсолютная электромагнитная система единиц СГСМ, а также абсолютная Гауссова система единиц, в которых основными единицами являлись сантиметр, грамм и секунда, но в системе СГСЭ абсолютная диэлектрическая проницаемость считается безразмерной и равной единице для вакуума:

$$\epsilon_0 = 1;$$

в системе СГСМ абсолютная магнитная проницаемость считается безразмерной и равной единице для вакуума:

$$\mu_0 = 1;$$

а в Гауссовой системе единиц абсолютная диэлектрическая и магнитная проницаемости считаются безразмерными и принимаются одновременно равными единице для вакуума:

$$\epsilon_0 = \mu_0 = 1.$$

В результате одна и та же электрическая или магнитная величина оказывается имеющей разную размерность. Например, количество электричества (электрический заряд) имеет размерность: в СГСЭ и Гауссовой системах единиц — $\text{см}^{3/2} \cdot \text{г}^{1/2} \cdot \text{с}^{-1}$; а в системе единиц СГСМ — $\text{см}^{1/2} \cdot \text{г}^{1/2}$; магнитный поток в системе единиц СГСЭ имеет размерность — $\text{см}^{3/2} \cdot \text{г}^{-1}$ в СГСМ и Гауссовой системах единиц — $\text{см}^{3/2} \cdot \text{г}^{1/2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Наличие трех практически одновременно действующих систем электрических и магнитных единиц всегда вызывало большие трудности в расчетах, но главной трудностью являлось отсутствие какого бы то ни было физического смысла в этих единицах: как понимать, например, корень квадратный из грамма, или сантиметр, возведенный в степень $3/2$?

Международная система электрических и магнитных единиц МКСА, основанная на тех же представлениях, что и система МКС, о единицах массы — килограмме, длины — метре и времени — секунде, добавила к ним новую основную единицу — единицу силы тока Ампер. В ней приведенные выше величины имеют целочисленные степени: количество электричества — $\text{А} \cdot \text{с}$; магнитный поток — $\text{м}^2 \cdot \text{кг} \cdot \text{А}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$, так же как и все остальные электрические и магнитные величины.

Недостатком системы МКСА, однако, по-прежнему является отсутствие физического содержания в понятии «сила тока», через это

и в ее единице «Ампер», а далее и во всех электрических и магнитных величинах.

Поскольку выше было установлено физическое содержание понятия «электрический заряд», а через это и понятие «сила тока»

$$I = \frac{dq}{dt}, \quad \text{кг/с}^2, \quad (2.11)$$

то появляется возможность распространить систему единиц МКС на все электрические и магнитные величины, подставив в них значение единицы измерения тока. Ниже приведена таблица единиц измерений основных электрических и магнитных величин в системе единиц МКС.

Таблица 1

Величина	Название единицы	Обозначение	Единица измерения в МКСА*	Единица измерения в МКС
Работа и энергия	джоуль	Дж	$\text{м}^2 \cdot \text{кг/с}^2$	$\text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-2}$
Мощность	ватт	Вт	$\text{м}^2 \cdot \text{кг/с}^3$	$\text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$
Количество электричества (электрический заряд)	кулон	Кл	$\text{А} \cdot \text{с}$	$\text{кг} \cdot \text{с}^{-1}$
Сила тока	ампер	А	А	$\text{кг} \cdot \text{с}^{-2}$
Поток электрического смещения (индукции)	кулон	Кл	$\text{А} \cdot \text{с}$	$\text{кг} \cdot \text{м}^{-2}$
Электрическое смещение (индукция)	кулон на квадратный метр	Кл/м^2	$\text{А} \cdot \text{с/м}^2$	$\text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-2}$
Напряжение, разность потенциалов, электродвижущая сила	вольт	В	$\text{м}^2 \cdot \text{кг/А} \cdot \text{с}^3$	$\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$
Емкость	фарада	Ф	$\text{А} \cdot \text{с}^4/\text{м}^2 \cdot \text{кг}$	$\text{кг} \cdot \text{м}^{-2}$
Электрический момент	—	$\text{Кл} \cdot \text{м}$	$\text{А} \cdot \text{с} \cdot \text{м}$	$\text{кг} \cdot \text{м} \cdot \text{с}^{-1}$
Вектор поляризации (поляризованность)	—	Кл/м^2	$\text{А} \cdot \text{с/м}^2$	$\text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$
Электрическая проницаемость	фарада на метр	Ф/м	$\text{А} \cdot \text{с}^4/\text{м}^3 \cdot \text{кг}$	$\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$
Напряженность электрического поля	вольт на метр	В/м	$\text{м} \cdot \text{кг/А} \cdot \text{с}^3$	$\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$
Электрическое сопротивление	ом	Ом	$\text{м}^2 \cdot \text{кг/А}^2 \cdot \text{с}^3$	$\text{кг}^{-1} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}$
Удельное электрическое сопротивление	—	$\text{Ом} \cdot \text{м}$	$\text{м}^3 \cdot \text{кг/А}^2 \cdot \text{с}^3$	$\text{кг} \cdot \text{м}^3 \cdot \text{с}^{-2}$

Продолжение табл. 1

Величина	Название единицы	Обозначение	Единица измерения в МКСА*	Единица измерения в МКС
Удельная электрическая проводимость	—	1/Ом · м	$A^2 \cdot c^3 / M^3 \cdot K$	$K^{-1} \cdot M^{-3} \cdot c^2$
Подвижность ионов	—	$M^2 / B \cdot c$	$A \cdot c^2 / K$	—
Магнитный поток	вебер	Вб	$M^3 \cdot K / A \cdot c^2$	M^2
Магнитная индукция	тесла	Тл	$K / A \cdot c^2$	$M \cdot M^{-1}$
Магнитный момент	—	$A \cdot M^2$	$A \cdot M^2$	$K \cdot M^2 \cdot c^{-2}$
Вектор интенсивности намагничения (намагниченность)	—	A/м	A/м	$K \cdot M^{-1} \cdot c^{-2}$
Индуктивность и взаимная индуктивность	генри	Гн	$M^2 \cdot K / A^2 \cdot c^2$	$K^{-1} \cdot M^2 \cdot c^2$
Магнитная проницаемость	генри на метр	Гн/м	$M \cdot K / A^2 \cdot c^2$	$K^{-1} \cdot M \cdot c^2$
Напряженность магнитного поля	ампер на метр	A/м	A/м	$K \cdot M^{-1} \cdot c^{-2}$
Магнитодвижущая сила	ампер или ампервиток	A или Ав	A	$K \cdot c^{-2}$
Магнитное сопротивление	—	A/Вб или Ав/Вб	$A^2 \cdot c^2 / M^2 \cdot K$	$K \cdot M^{-2} \cdot c^{-2}$

* По данным Справочника по физике для инженеров и студентов вузов. М.: Наука, 1971.

2.3. Физическая сущность электро- и теплопроводности металлов

В металлах атомы соединены друг с другом электронными оболочками, образуя в пределах одного домена сплошную систему типа большой молекулы, связи здесь ковалентны. Это приводит к тому, что при соединении атомов длина эфирного потока уже у молекулы, состоящей всего из двух атомов, оказывается меньше, чем сумма длин путей эфирных потоков у атомов до соединения. Поэтому при соединении атомов в молекулу часть уплотненного закрученного эфира выбрасывается из образовавшейся молекулы и замыкается сама на себя, образуя новую частицу — свободный электрон (рис. 2.1), который хаотически начинает перемещаться в межмолекулярном пространстве в пределах оболочки ван дер Ваальса, соударяясь с электронными оболочками молекул и обмениваясь с ними энергией.

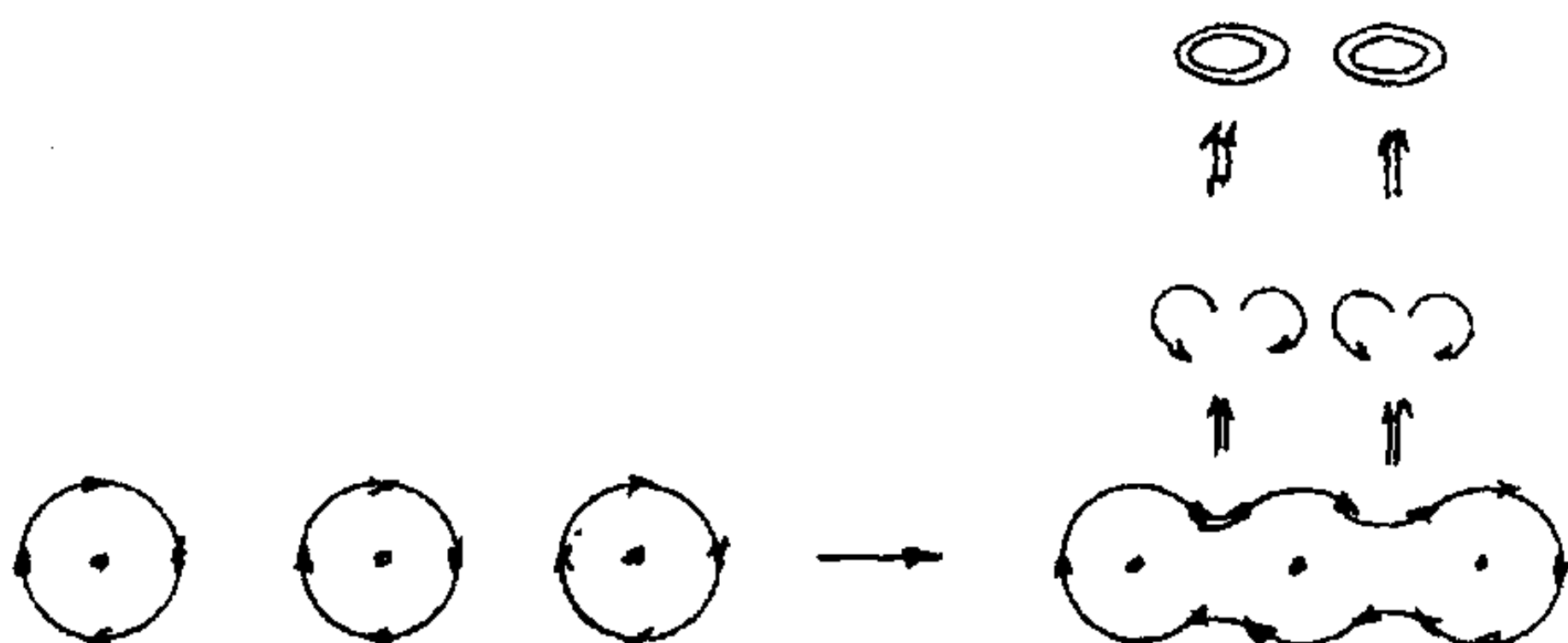


Рис. 2.1. Образование свободных электронов в металле

Согласно электронной теории, свободные электроны в металлических проводниках образуют так называемый электронный газ. Двигаясь хаотично в межатомном пространстве тела проводника, электроны соударяются с поверхностями атомов и молекул, обмениваясь с ними импульсами и тем самым поддерживая общую для всего тела температуру. Именно наличие и подвижность электронного газа обеспечивает высокую теплопроводность металлических проводников. Однако при этом возникает вопрос, что представляет собой теплота твердого тела.

В чем заключается механизм температуры твердого тела, что является в твердом теле носителем теплоты и чем физически теплота твердого тела отличается от теплоты газа.

Как известно из газовой динамики, абсолютная температура T газа есть мера кинетической энергии одной его молекулы:

$$T = \frac{m_M v^2}{3k}, \quad (2.12)$$

где — m_M масса молекулы газа; v средняя скорость ее теплового движения; $k \approx 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж · (К) — постоянная Больцмана. В смеси газов температура одна и та же для всех составляющих смесь газов, при разной массе молекул это означает, что у них скорость теплового движения различна: чем меньше масса молекулы газа, тем больше ее тепловая скорость.

Твердое тело, находясь в газовой среде, воспринимает своей поверхностью удары молекул газа. Но удар приходится не по ядру молекулы твердого тела, а по его электронной оболочке.

В соответствии с положениями эфиродинамики электронная оболочка атома представляет собой присоединенный вихрь эфира, внешний размер которого составляет порядка 10^{-10} м, в то время как диаметр ядра имеет размер порядка 10^{-15} м. Поскольку ядра атомов в среднем

имеют массу в 3 700 раз больше, чем вся электронная оболочка, то получается, что массовая плотность электронной оболочки на 18 порядков меньше, чем массовая плотность ядра. Удар же газовой молекулой, в которой имеется подобная же электронная оболочка с аналогичной плотностью, приходится практически на всю площадь электронной оболочки твердого тела. При приведенных соотношениях плотности нет никакого основания полагать, что удар газовой молекулы о молекулу твердого тела вызовет колебания молекулы твердого тела как некоего целого образования. Однако этот удар неизбежно вызовет деформацию самой электронной оболочки молекулы твердого тела, в результате чего на ее поверхности возникнут волны, распространяющиеся уже по всей ее поверхности и передающие полученное возмущение соседним молекулам, и тоже их электронным оболочкам. При этом все ядра молекул как массивные тела останутся в покое.

Таким образом, если тепловая энергия молекул газа реализуется в виде кинетической энергии молекул как целого образования, имеющего массу и перемещающегося в пространстве, то тепловая энергия твердого тела реализуется в виде волн электронных оболочек атомов и молекул, составляющих твердое тело. Энергия этих волн и соответственно температура твердого тела T будет пропорциональна квадрату амплитуды волны A и плотности электронной оболочки ρ_e :

$$T = k_e \rho_e A^2, \quad (2.13)$$

здесь k_e — коэффициент пропорциональности. Скорость перемещения волны по поверхности электронной оболочки зависит от упругости оболочки, но на температуру тела она не влияет.

Если температура твердого тела растет, то соответственно растет и амплитуда волн на поверхности электронных оболочек его молекул и поэтому увеличивается среднее расстояние между центрами молекул, чем и объясняется тепловое расширение твердого тела. Одновременно эффективный промежуток между молекулами, сквозь которые свободные электроны могут проникать от одной молекулы к другой, уменьшается, что и приводит к уменьшению проводимости металла и уменьшению его коэффициента теплопроводности, что и имеет место в реальности.

В соответствии с электронной теорией свободные электроны, двигаясь хаотически между молекулами тела, непрерывно обмениваются с ними импульсами, чем и способствуют выравниванию температуры в металле с высокой скоростью, чем металлы и отличаются от неметаллов — высоким значением коэффициента теплопроводности.

Тепловая скорость перемещения электронов в металле определится выражением:

$$v_e = \frac{3kT}{m_e}, \quad (2.14)$$

где $m_e = 0,9108 \cdot 10^{-30}$ кг — масса электрона, откуда находим, что при температуре 20°C ($293,3^\circ\text{K}$) средняя скорость теплового движения электрона составит 115 км/с. Имея в виду, что количество электронов в металле должно быть равно количеству атомов, то их число в единице объема, как и атомов, составляет порядка $n = 10^{28} - 10^{29} \text{ м}^{-3}$. Если бы электронный газ существовал сам по себе, то средняя длина свободного пробега электрона составила бы значение

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma_e}, \quad (2.15)$$

где σ_e — площадь поперечного сечения электрона, величина которой составляет порядка 10^{-30} м. Следовательно, длина свободного пробега должна была бы составлять величину порядка единиц метров, в то время как расстояние между центрами молекул составляет величину порядка 10^{-10} м. Это означает, что электроны в металле никак не взаимодействуют между собой, а каждый непрерывно соударяется с поверхностями молекул, около которых он находится, и перемещается между молекулами.

В соответствии с той же электронной теорией уже в современном ее изложении коэффициент теплопроводности металлов и сплавов можно оценить, используя закон Видемана—Франца

$$k_T = L_0 \sigma T, \quad (2.16)$$

где $L_0 = 2,445 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{Ом}/\text{K}^2$ — число Лоренца; σ — электропроводность, ($\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}$); T — абсолютная температура. Это соотношение, утверждающее пропорциональность теплопроводности и проводимости металлов и их сплавов, подтверждено широкой практикой и вошло в справочники как основа, хотя и не всегда точная. Поскольку существуют еще и другие факторы, влияющие на указанное соотношение. Тем не менее, можно утверждать, что электронная теория металлов подтверждена. В соответствии с этой теорией электропроводность равна

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m_e} \quad (2.17)$$

или для удельного сопротивления

$$\rho = \frac{m_e}{ne^2\tau}, \quad (2.18)$$

где n — концентрация электронов в единице объема; e — заряд электрона; τ — время свободного пробега; m_e — масса электрона. С ростом температуры частота соударения электрона с поверхностями молекул увеличивается и время свободного пробега соответственно уменьшается. Отсюда и снижение проводимости и соответствующий рост удельного сопротивления металлов.

Таким образом, совместные представления электронной теории и эфиродинамики позволяют уяснить механизм электропроводности металлов и его связь с теплопроводностью. На этот основной процесс, как и везде, накладываются дополнительные процессы, приводящие к отклонениям от основного закона, которые должны рассматриваться отдельно.

2.4. Структура свободного электрона.

Как показано выше, при соединении потоков эфира, составляющих электронные оболочки атомов металла в общую структуру, часть закрученного и уплотненного эфира в структуре этих оболочек оказывается лишней и выбрасывается во внешнее пространство. Винтовая струйка не может сохраняться в таком виде, ибо один конец, движущийся вперед, представляет собой исток газа, а противоположный ее конец — сток. Передний конец струйки обязательно должен замкнуться на задний конец, в результате чего образуется новый винтовой тороид эфира небольшой массы — свободный электрон. В принципе, число таких электронов в металле должно быть равно числу атомов, поскольку каждый атом выбрасывает при соединении в общую структуру струйку эфира, образующую свободный электрон и составляет число порядка 10^{29} м^{-3} .

На элемент поверхности вновь образованного тороида винтового вихря — электрона действует разность сил: с внешней стороны действует давление свободного эфира, с внутренней — сумма сил внутреннего давления, которое существенно меньше внешнего давления, поскольку вращением газ отброшен из центральной области на периферию вихря, и центробежной силы. Такая система неустойчива и начинает самопроизвольно сжиматься, поскольку в межатомной области скорости течения эфира меньше, чем в электронных оболочках атома, градиенты скоростей меньше, следовательно, давление эфира здесь выше.

Для свободного вихря должен сохраниться момент количества движения и у тороида, и у кольцевого вращения, что при сжатии приведет к самопроизвольному возрастанию и линейной, и угловой скоростей обоих движений, причем линейных скоростей пропорционально

первой степени сжатия, а угловых — в квадрате. Процесс самопроизвольного сжатия газового вихря и энергетические соотношения этого процесса рассмотрены в [3].

Сжатие вихря и возрастание скорости вращения будет продолжаться до тех пор, пока плотность вихря не возрастет до некоторой критической величины, предположительно той же, что и у протона, т. е. до величины $10^{17} - 10^{18}$ кг/м³. В результате получившееся вихревое винтовое кольцо приобретет размеры, существенно меньшие, чем были у исходного вихря. Это и будет свободный электрон.

Описанный механизм формирования свободных электронов в кристалле металла связан с перестройкой внешней оболочки атомов металлов в связи с образованием общей кристаллической решетки. Объединение внешних присоединенных вихрей атомов в единую структуру должно приводить к высвобождению свободных вихрей — электронов, которые начинают блуждать по кристаллу в виде так называемого «электронного газа». Нечто аналогичное обнаружено автором и подтверждено экспериментально в ковалентных реакциях, при которых каждая пара взаимодействующих молекул высвобождает часть закрученного уплотненного эфира, который тут же образует тороидальный вихрь эфира.

Таким образом, свободный электрон будет представлять собой винтовое вихревое кольцо сжатого эфира, в котором знак винтового движения, т. е. ориентация кольцевого движения относительно тороидального противоположен знаку винтового движения эфира в теле протона, но количество кольцевого движения то же самое, следовательно, он несет в себе заряд той же величины, что и протон, но знак заряда не положительный, как у протона, а отрицательный.

Наличие кольцевого движения у электрона подтверждается тем, что у электрона обнаружен спин — момент количества движения вращательного движения, равный $1/2$ в единицах $\hbar$. Главной осью электрона является ось кольцевого вращения (рис. 2.2).

Возможно, что такой электрон имеет тонкое тело. В самом деле, если учесть, что масса свободного электрона составляет $m_e = 0,9108 \cdot 10^{-30}$ кг, то, полагая плотность тела электрона равной 10^{17} кг/м³, получим объем тела электрона $V_e = 9 \cdot 10^{-48}$ м³. Если же радиусом кольца считать так называемый классический радиус электрона

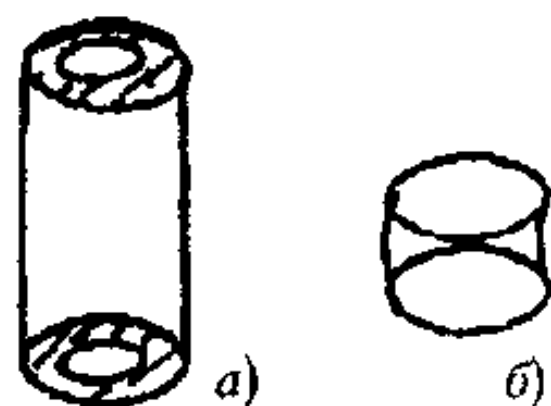


Рис. 2.2. Структура свободного электрона: а) в металле; б) в свободном пространстве

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}, \quad (2.19)$$

то длина окружности кольца составит

$$l_e = \frac{2\pi}{2,8 \cdot 10^{-15}} = 1,8 \cdot 10^{-14} \text{ м}, \quad (2.20)$$

и следовательно, площадь поперечного сечения кольца окажется равной $1,6 \cdot 10^{-34} \text{ м}^2$, радиус же тела кольца окажется равным $r_T = 1,3 \cdot 10^{-17} \text{ м}$. Если же положить плотность электрона равной 10^{18} кг/м^3 , то радиус тела электрона окажется еще меньше. Таким образом, если полагать радиус электрона соответствующи выражению (2.19), то толщина тела кольца электрона на два порядка меньше размеров радиуса самого кольца, поэтому в этом случае можно полагать, что свободный электрон представляет собой тонкое винтовое вихревое кольцо сжатого эфира.

Нужно отметить, что внутри металлов электроны не находятся в атмосфере свободного эфира. Там существуют и другие присоединенные вихри, которые можно условно назвать оболочками ван дер — Ваальса и которые обеспечивают межатомные связи не химической (не электронной) природы. Электрон, находящийся внутри таких вихрей, будет испытывать давление меньшее, чем в свободном эфире и расчет его размеров уже будет иным. Мало того, перемещаясь в пространстве между атомами металла, электрон все время переходит из одной области ван-дер-Ваальсовой оболочки в другую, скорости потоков эфира и градиенты скоростей в них различны, следовательно, и давления в них различны, поэтому электрон не может сохранять свои размеры неизменными, они все время меняются, радиус кольца электрона не является постоянным и меняется в зависимости от внешних факторов.

Представление об электроне как о вихревом кольце с переменным радиусом было введено В. Ф. Миткевичем [42]. Основным возражением против модели Миткевича было утверждение, что заряд и магнитный момент электрона сферически симметричны. Однако последующие работы Ву и некоторых других физиков показали, что электрон ведет себя подобно вращающемуся вихревому кольцу, спин которого направлен вдоль оси его движения. Этот факт снимает указанные возражения.

Однако в свободном пространстве, где давление эфира максимально, электрон может иметь пропорции, аналогичные пропорциям обычного газового вихревого тороида: его внешний диаметр D несколько меньше удвоенного диаметра тела $2d_T$ (поперечного размера тора). Объем такого тора равен примерно

$$V_e = 2,5 d_e^3; \quad D_e = 1,7 d_e. \quad (2.21)$$

И если $D_e = 5,6 \cdot 10^{-15} \text{ м}$, то средняя плотность тела электрона составит порядка 10^{13} кг/м^3 , т. е. всего на 4–5 порядков меньше, чем плотность протона. При этом вполне возможен и обратный вариант,

когда в свободном пространстве электрон давлением эфира сжимается до предельной плотности, той же, что и у протона, т. е. до величины $10^{17} - 10^{18} \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$. Тогда диаметр электрона окажется равным, примерно, 10^{-16} м .

Как известно, электрон обладает собственной энергией, равной

$$E = h\nu = m_e c^2 \quad (2.22)$$

и спином — механическим моментом вращения

$$s = \frac{1}{2}h = m_e r_k v_k = m_e r_k^2 \omega_k = J_k \omega_k. \quad (2.23)$$

Спин отражает собой только механический момент вращения кольцевого движения, в то время как энергия — полную внутреннюю энергию электрона, учитывающую как кольцевое, так и тороидальное движения. Для кольцевого движения

$$E_k = \frac{J_k \omega_k}{2}. \quad (2.24)$$

Если в соответствии с принципом Максвелла энергии по степеням свободы распределяются равномерно, то

$$E_k = E_T \quad (2.25)$$

и по крайней мере для первого случая — существования электрона в свободном эфире можно утверждать, что линейные скорости кольцевого и тороидального движений эфира на поверхности электрона равны, и следовательно, частицы эфира в теле электрона движутся по винтовой линии с наклоном винта около 45° .

Если электрон попадает в область, где существуют какие-либо потоки эфира, то поскольку градиент скоростей увеличивается, давление на поверхности электрона падает, и вихревое кольцо увеличивается в размерах.

2.5. Физическая сущность электрического поля

При появлении на поверхности электрода электрического заряда, т. е. при выходе на его поверхность электронов в окрестностях электрода устанавливается электрическое поле.

Из рис. 1.8 видно, что при выходе на поверхность электрода винтовых вихревых тороидов — электронов или протонов они создают в пространстве вне электродов винтовые вихревые трубки движущегося эфира. В вихревой трубке, образованной в среде винтовым тороидальным кольцом, потоки эфира движутся не только по кольцу в плоскости,

перпендикулярной оси трубки, но и параллельно этой оси. При этом в центральной части вихревой трубки эфир движется от винтового тороида, а по периферии — к винтовому тороиду, так что общее количество поступательного движения эфира вдоль трубки в среднем равно нулю. Такое поступательное движение имеет большое значение, поскольку, будучи разным по величине и направлению на разных расстояниях от оси трубки, это движение создает различные значения винтового фактора, причем по оси трубки винтовое движение имеет один знак, а по периферии — противоположный (рис. 2.3).

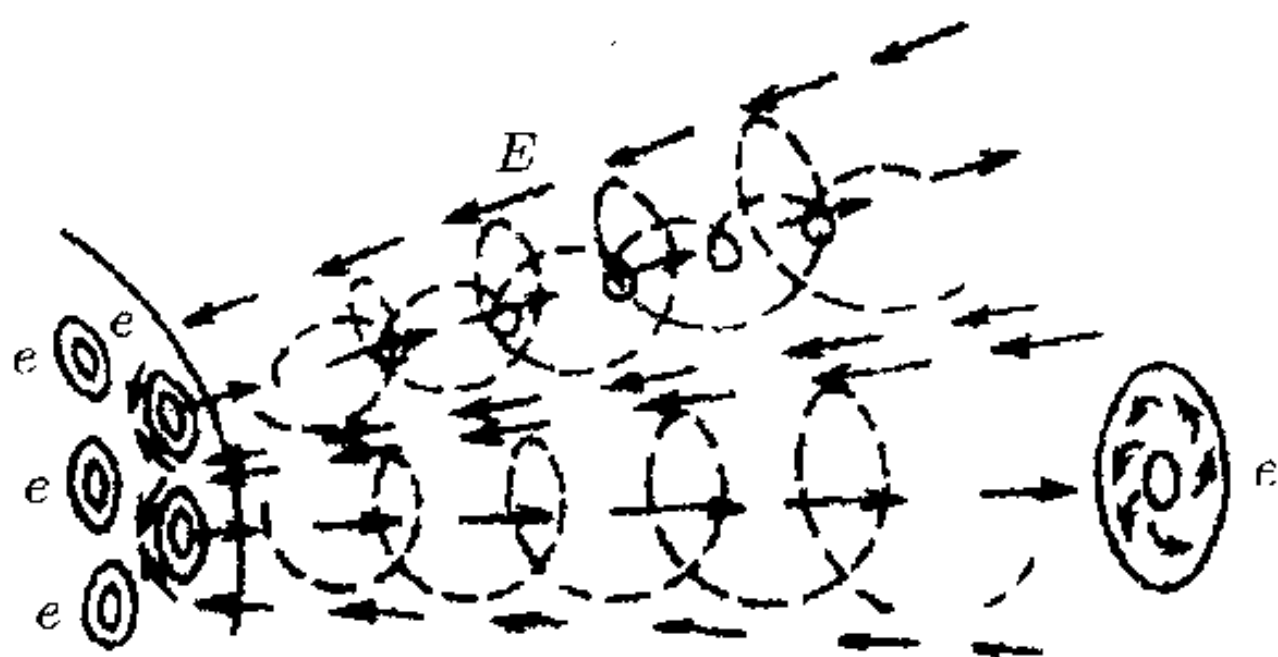


Рис. 2.3. Вихревое поле, создаваемое винтовыми вихревыми тороидами (электрическое поле)

Как показано в работах [39, 40], суммироваться могут лишь винтовые потоки, у которых винтовой фактор постоянен и одинаков по всей длине вихря. Такое винтовое движение должно удовлетворять уравнению

$$\text{rot } v = \lambda v; \quad (2.26)$$

$$\frac{\omega}{v} = \frac{\omega_x}{v_x} = \frac{\omega_y}{v_y} = \frac{\omega_z}{v_z} = \frac{\lambda}{r},$$

при этом

$$v \text{ grad } \frac{\lambda}{r} = \text{const.} \quad (2.27)$$

Ничего подобного для вихревых трубок электрической индукции нет, следовательно, суммироваться потоки этих вихревых трубок не могут, а могут лишь развиваться в продольном направлении, скользя по поверхности друг друга и смещаться в поперечном направлении под давлением соседних вихревых трубок.

Таким образом, силовые линии электрического поля — электрическая индукция — существуют как отдельные вихревые трубки («трубки Фарадея»), однако электрической индукции соответствует не все это

движение, а только его кольцевая составляющая. Интенсивность электрического поля определяется его напряженностью, т. е. числом трубок, приходящихся на единицу площади поперечного сечения проводника и соответственно сечением каждой трубки: чем выше напряженность электрического поля, тем большее число трубок приходится на единицу площади и тем меньше будет сечение каждой трубки, что находится в полном соответствии с теорией газовых вихрей. Для газового вихря при постоянстве вдоль вихря циркуляции газа напряженность и линейная скорость вращения тем больше, чем меньше его сечение.

Для одиночного заряда полный угол, занимаемый кольцевым движением, составляет 4π , следовательно, для n трубок угол, занимаемый каждой из них, составляет

$$\theta = \frac{4\pi}{n}, \quad (2.28)$$

при этом для каждой трубки в соответствии с теоремами Гельмгольца [7, 8] на всем ее протяжении сохраняется для каждой элементарной струйки циркуляция и момент количества движения:

$$\Gamma = 2\pi r v; \quad L = m v r = \text{const.} \quad (2.29)$$

Как было показано выше (1.26, 1.28), величина одиночного заряда определяется как

$$e = \rho_3 v_k S_p.$$

Поскольку тороидальное движение размывает кольцевое движение по всей сфере пространства, то массовый поток кольцевого движения через сферу определится из выражения

$$\oint_S \rho_3 v_k dS = q, \quad (2.30)$$

или

$$\oint_S D dS, \quad (2.31)$$

где q — весь заряд находится внутри сферы; $D = \rho_3 v_k$ — есть массовый поток кольцевой скорости плотности эфира, или иначе поток электрической индукции. Полученное выражение соответствует теореме Гаусса.

Процесс возникновения электрического поля при появлении на поверхности электрода упорядоченных зарядов заключается в том, что вихревое движение каждой трубки начинает распространяться вдоль оси трубки. При этом на торце трубки движение эфира лежит в плоскости, перпендикулярной оси трубки и поэтому скорость распространения электрического поля в вакууме равна скорости второго звука в эфире — скорости распространения поперечного движения, обеспечиваемого

вязкостью эфира, т. е. скорости света. Скорость распространения электрического поля в каком-либо материале меньше в k_p раз, где

$$k_p = \sqrt{\frac{\rho_m}{\rho_3}}, \quad (2.32)$$

ρ_m — плотность эфира, вовлекаемого в движение электрического поля в материале; ρ_3 — плотность эфира в свободном пространстве.

В оптических средах $k_p = n$, т. е. равно показателю преломления. Обычно показатель преломления находится в пределах 1,4–1,6, поэтому плотность эфира, вовлекаемого в движение в электрическом поле больше плотности свободного эфира всего в 2–2,5 раза, т. е. составляет величину около $2 \cdot 10^{-11} \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$.

Сопоставляя ее с массовой плотностью тех же оптических стекол, составляющей величину порядка $(2,65 - 3) \cdot 10^3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$, видим, что в движение в электрическом поле вовлекается весьма небольшая часть эфира, порядка 10^{-14} от всей массы эфира, образующей материал. В металлах, возможно, эта доля больше.

2.6. Конденсатор (электроемкость)

Рассмотрим заряженный конденсатор, на одной из пластин которого помещен заряд q , а на другой $-q$. Наличие равных и противоположных по знаку зарядов означает, что на внутренней поверхности одной из пластин сосредоточено элементарных зарядов

$$n = \frac{q}{e}, \quad (2.33)$$

создавших поле из N вихревых трубок, концы которых все входят во вторую пластину, т. е. число вышедших из одной пластины трубок равно числу вошедших во вторую пластину этих же трубок. Если бы заряды не были равны или имели один и тот же знак, такого равенства не было бы.

Площадь поперечного сечения одной трубки составит (в среднем)

$$S_0 = \frac{S_k}{n}, \quad (2.34)$$

где S_k — площадь пластины конденсатора, а скорость кольцевого движения по периферии трубки равна:

$$v_0 = \frac{\Gamma}{2\pi r_0}, \quad (2.35)$$

где Γ — интенсивность циркуляции эфира в трубке.

При изменении площади трубки за счет увеличения числа этих трубок — увеличения заряда на пластинах — плотность эфира в трубках ρ будет изменяться по сравнению с плотностью эфира в свободной среде ρ_3 :

$$\frac{\rho}{\rho_3} = \frac{S_0}{S} = \frac{r_0^2}{r^2}. \quad (2.36)$$

Как показано в [41–45], уравнение Бернулли применимо к винтовому потоку в целом. Разность давлений в элементарной струйке на периферии вихря и в свободном эфире составляет:

$$\Delta P = \frac{\rho_3 v^2}{2}, \quad (2.37)$$

а для вихревой трубки в среднем падение давления вдоль трубки по сравнению с давлением в свободной среде, если трубка имеет круговое сечение, разность давлений составляет [23]

$$\Delta P = \frac{\rho_3 v^2}{4}, \quad (2.38)$$

для трубок некругового сечения

$$\Delta P = k \rho_3 v^2 = \frac{k \rho_3 \Gamma^2}{4\pi^2 r^2}. \quad (2.39)$$

Здесь k — коэффициент пропорциональности, учитывающий форму сечения трубки.

Поскольку расход газа в каждой трубке

$$v_0 \rho_0 = v \rho = \text{const}, \quad (2.40)$$

получаем:

$$\Delta P = k \rho v^2 = k \frac{v_0^2 \rho_0^2}{\rho} = k \frac{\Gamma^2 \rho_0^2}{4\pi^2 r^4 \varepsilon}, \quad (2.41)$$

где $\varepsilon/\varepsilon_0$ — относительная плотность эфира в вихревой трубке в диэлектрике.

Общая сила, действующая на пластину конденсатора, равна:

$$F = \Delta P S = k \frac{\Gamma^2 \rho_0^2 S}{4\pi^2 r^4 \varepsilon} = k \frac{\Gamma^2 \rho_0^2 S}{4S^2 \varepsilon} = k \frac{\Gamma^2 \rho_0 n^2}{4\varepsilon S} = k \frac{q^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon S}. \quad (2.42)$$

Таким образом, физический смысл относительной диэлектрической проницаемости ε — отношение плотности эфира в вихревых трубках в среде (диэлектрике) к плотности эфира в вихревой трубке в вакууме (в свободном от вещества эфире).

Следует отметить следующее существенное обстоятельство для прохождения вихревых трубок электрического поля сквозь диэлектрик. Потoki эфира в этих вихревых трубках представляют собой стационарное движение эфира, которое может привести лишь к постоянному смещению эфирных вихрей, из которых состоит само вещество диэлектрика, на некоторую величину, при этом на переходный процесс, т. е. на упругое смещение молекул будет затрачена некоторая энергия. В остальном же наличие стационарного вихревого потока эфира в диэлектрике ни к каким колебаниям частиц вещества привести не может. Это означает, что энергия вихря не расходуется и имеет реактивный характер (энергия не переходит в тепло — энергию колебаний атомов).

2.7. Физическая сущность электрического тока

При отсутствии электрического поля электроны в металле совершают хаотическое тепловое движение и имеют в пространстве хаотическую, т. е. равномерно распределенную ориентацию.

Под действием электрического поля хаотическое движение электронов в проводнике несколько упорядочивается. Это упорядочение проявляется двояко: во-первых, электроны во время свободного пробега начинают ориентироваться по полю, т. е. направление их осей приобретает общую составляющую вдоль направления электрического поля; во-вторых, электроны приобретают некоторое ускорение в общем направлении вдоль поля, увеличивая скорость и тем самым свою кинетическую энергию. Поэтому несмотря на то, что соударения электронов с электронными оболочками атомов проводника их вновь дезориентирует, в целом образуется поток электронов, имеющих уже некоторую общую ориентацию. Эта ориентация электронами теряется после каждого соударения с поверхностями молекул металла, но затем частично восстанавливается за время пробега между соударениями. В результате в среднем вся совокупность электронов в металле смещается вдоль оси проводника и, кроме того, оказывается развернутой под некоторым общим углом относительно плоскости, перпендикулярной оси проводника.

Величина тока, протекающего по проводнику, определится числом электронов и этим углом и составит

$$I = eN S v_q = \frac{e dn}{dt} = \frac{dq}{dt}, \quad (2.43)$$

где e — заряд электрона, равный $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл; N — число электронов в единице объема проводника; S — сечение проводника; v_q — скорость

смещения электронов вдоль оси проводника; n — число электронов в заряде q , протекающего через сечение проводника.

Скорость перемещения электронов $v_{\text{пр}}$ вдоль провода сечением $S_{\text{пр}}$ определится выражением:

$$v_{\text{пр}} = \frac{1}{eNs_{\text{пр}}} \quad (2.44)$$

Если полагать, что число электронов N в проводнике равно числу атомов металла, то тогда в единице объема содержится порядка 10^{30} м^{-3} электронов, следовательно, среднее расстояние между электронами составляет $d = 10^{-10} \text{ м}$ и при сечении проводника в $S = 1 \text{ мм}^2$ получим, что в его поперечном сечении содержится $n_s = 10^{14}$ электронов, что соответствует заряду

$$q_{\text{пр}} = n_s e = 10^{14} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ Кл.}$$

При токе в 1 А через поперечное сечение проводника в 1 с должен пройти заряд в 1 кулон, следовательно, должно пройти $6,25 \cdot 10^4$ зарядов $q_{\text{пр}}$. Учитывая расстояние между электронами в 10 м, получим среднюю скорость перемещения электронов вдоль проводника

$$v_{\text{ср}} = dq_{\text{пр}} = 10^{-10} \cdot 6,25 \cdot 10^4 = 6,25 \cdot 10^{-6} \text{ м/с} = 6,25 \text{ мкм/с.}$$

Средний угол разворота всех электронов определится через отношение средней поступательной скорости электронов в проводнике $v_{\text{т.ср}}$ к скорости света — скорости распространения поперечного движения эфира c :

$$\text{tg } \alpha = \frac{v_{\text{ср}}}{c} \quad (2.45)$$

При токе в 1 А и сечении проводника в 1 кв. мм средний угол разворота всей совокупности электронов составит всего лишь:

$$\alpha = \frac{6,25 \cdot 10^{-6}}{3 \cdot 10^8} = 2,08 \cdot 10^{-14} \text{ рад,}$$

что соответствует углу поворота $2 \cdot 10^{-5}$ угловой секунды. Следует однако заметить, что соответствие угла поворота электронов углу поворота потоков эфира должно быть в будущем уточнено с учетом уточнения всей модели силового взаимодействия.

Напряженность электрического поля E есть сила, действующая на единичный электрический заряд. Сила, действующая на электрон, определится как произведение Ee , где e — заряд электрона. Под действием этой силы электрон, имеющий массу m , приобретет ускорение, равное

$$a = \frac{Ee}{m} \quad (2.46)$$

и за время Δt между соударениями с поверхностями атомов приобретет дополнительную скорость Δv . Если λ есть расстояние, пробегаемое электроном между двумя столкновениями и $v_{т.ср}$ есть скорость электрона, то величина этого промежутка времени будет равна

$$\Delta t = \frac{\lambda}{v_{т.ср}}. \quad (2.47)$$

Проводимость проводника σ тем больше, чем выше концентрация зарядов в единице объема металла, чем больше величина заряда и чем выше подвижность заряда μ , т. е. приращение скорости, отнесенное к силе, действующей на заряд, т. е.

$$\sigma = Ne\mu; \quad \mu = \frac{\Delta v_q}{E}; \quad \Delta v_q = a\Delta t = \frac{Ee\lambda}{mu}, \quad (2.48)$$

и следовательно,

$$\sigma = \frac{Ne^2\lambda}{mu}. \quad (2.49)$$

Приведенная формула для расчета проводимости металлов впервые была выведена Друде в 1900 г. [*P. Drude. Zur Elektronentheorie der Metalle. Ann. Phys.* 1 (1900), S. 566; 3 (1900), S. 369]. Однако следует заметить, что сама подвижность электронов зависит от плотности и вязкости эфира в Ван-дер-Ваальсовых оболочках, в пределах которых и перемещается свободный электрон.

Расчет длины свободного пробега электрона в различных металлах на основе справочных данных дает хорошее совпадение в порядках величин с ожидаемыми по теории. Так при температуре ноль градусов по Цельсию для меди $\lambda = 2,65 \cdot 10^{-10}$ м; для алюминия $1,64 \cdot 10^{-10}$ м; для вольфрама $0,84 \cdot 10^{-10}$ м; для висмута $3,7 \cdot 10^{-13}$ м. Последнее обстоятельство говорит о весьма небольшой величине межатомного пространства в висмуте, в котором могут перемещаться свободные электроны.

Приобретая дополнительную кинетическую энергию, электроны с большей силой ударяются об электронную оболочку атомов проводника, чем и объясняется повышение температуры проводника при прохождении по нему электрического тока. А поскольку амплитуда колебаний поверхности электронной оболочки атомов возрастает, то и число столкновений электронов с атомами возрастает, что и является причиной увеличения электрического сопротивления проводника при нагреве.

При разогреве проводника его сопротивление возрастает за счет возрастания амплитуды колебаний электронных оболочек атомов и сокращения в связи с этим длины свободного пробега электронов. Для меди относительное сокращение длины пробега составляет $4,33 \cdot 10^{-3} \text{ Кл}^{-1}$,

для алюминия — $4,6 \cdot 10^{-3} \text{ Кл}^{-1}$, и при изменении температуры на 10 град длины свободного пробега электронов составят $2,54 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ и $1,56 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ соответственно.

Плотность тока, протекающего по проводнику, определится из выражения

$$j = Ne\Delta v, \quad (2.50)$$

поскольку она пропорциональна объемной плотности электронов в металле, величине элементарного заряда и средней скорости электронов вдоль оси проводника. Подставляя соответствующие значения величин, получим:

$$j = \frac{Ne^2\lambda}{m\alpha} E = \sigma E, \quad (2.51)$$

что и выражает закон Ома в дифференциальной форме.

Умножая левую и правую части выражения на объем проводника $V = SL$, где S — площадь сечения проводника, а L — его длина, получим

$$jSL = \sigma ESL. \quad (2.52)$$

Поскольку значение тока в проводнике равно

$$I = jS, \quad (2.53)$$

а падение напряжения на проводнике равно

$$U = EL, \quad (2.54)$$

то получим

$$I = \sigma \frac{US}{L} = \frac{U}{R}, \quad (2.55)$$

где

$$R = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{S} = \frac{\rho L}{S} \quad (2.56)$$

есть активное сопротивление всего проводника, а $\rho = \frac{1}{\sigma}$ — его удельное сопротивление.

Мощность, затрачиваемая на создание тока в проводнике, составит:

$$P = F\Delta vV, \quad (2.57)$$

где $F = EeN$ — сила, действующая на электроны; Δv — приращение скорости электронов; $V = SL$ — объем проводника. Подставляя соответствующие значения, получим:

$$P = EeN \frac{Ee\lambda}{m\alpha} SL = E^2 \sigma SL = EL \cdot E\sigma S, \quad (2.58)$$

где U — падение напряжения на проводнике; I — ток в проводнике.

Полученное выражение отражает значение активной мощности, которую необходимо затратить в проводнике, имеющего сопротивление R для пропускания в нем тока I . Эта мощность затрачивается на разогрев проводника и не возвращается обратно в цепь.

С изложенных позиций может быть рассмотрен и механизм сверхпроводимости.

При понижении температуры уменьшается не только тепловая скорость самих электронов, но и уменьшается амплитуда волн на поверхностях электронных оболочек молекул. Начиная с некоторого значения электроны металла, попавшие в трубки электрической напряженности, не могут преодолеть удерживающую силу градиентных течений трубок и перестают взаимодействовать с электронными оболочками атомов. Сопротивление исчезает.

Все вышеизложенное пока никак не объясняет, почему при движении электронов вдоль проводника вокруг него появляется магнитное поле. Но для этого нужно сначала представить сущность самого магнитного поля.

2.8. Физическая сущность магнитного поля

Несмотря на то, что Максвелл предпочел аналогию магнитного поля с вращательным движением эфира на том основании, что Фарадей открыл поворот плоскости поляризации света в кристаллах под воздействием магнитного поля, реально с магнитным полем следует отождествлять поступательную скорость движения эфира, а причину силового воздействия магнитного поля следует отождествлять с градиентом поступательной скорости, который все же не является вращательным движением. Поворот же плоскости поляризации может быть объяснен не вращением эфира, а, например, тем же градиентом поступательного движения эфира.

Основанием для отождествления магнитного потока с поступательным движением эфира может послужить аналогия закона полного тока

$$i = \oint H \, dl \quad (2.59)$$

и закон постоянства циркуляции скорости в вихревом шнуре

$$\Gamma = \oint v \, dl \quad (2.60)$$

откуда непосредственно вытекает возможность указанной интерпретации.

Осевое (тороидальное) движение эфира в вихревых трубках электрического поля полностью замыкается в этих трубках. Кольцевое же движение распространяется на все окружающее пространство. Однако на этой же поверхности имеется и поступательное движение эфира по направлению к источнику электрического поля. Поэтому во всем внешнем относительно электрического поля пространстве имеется винтовой поток эфира, который и воспринимается как магнитное поле (рис. 2.4).

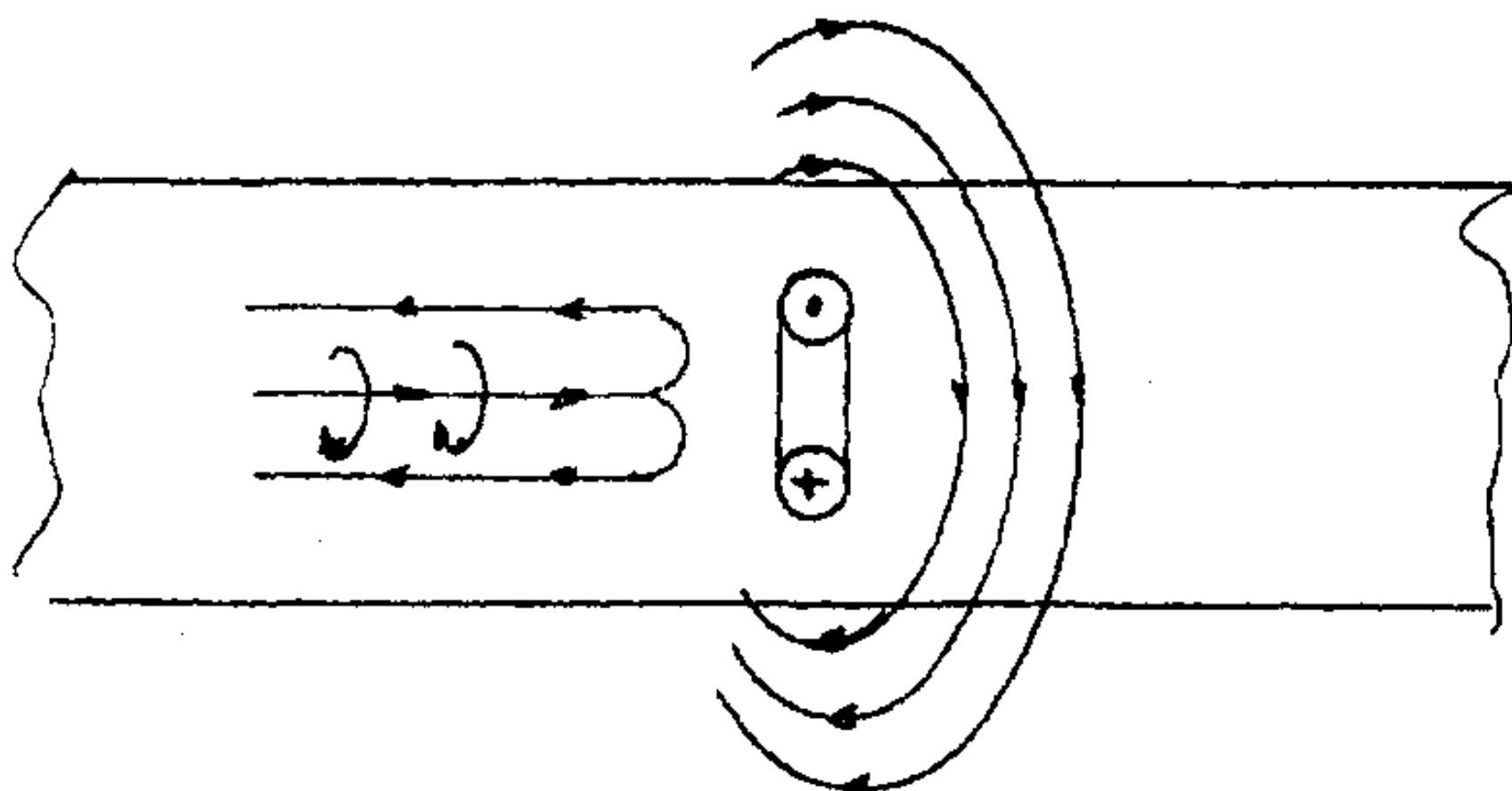


Рис. 2.4. Образование магнитного поля вокруг проводника благодаря ориентации вектора спина электрона параллельно оси проводника

Если в самом электрическом поле нет свободных винтовых тороидов — электронов, то внешние винтовые потоки эфира слабы, т. е. магнитное поле слабо. Однако если такие тороиды есть, то электрическое поле ориентирует эти тороиды в пространстве, и они добавляют винтовые потоки эфира к уже имеющимся. Интенсивность магнитного поля существенно возрастает.

При протекании тока по проводнику, т. е. при повороте электронов в проводнике ими совместно создается упорядоченное движение эфира вокруг проводника, что и воспринимается как магнитное поле. Это движение эфира передается от слоя к слою благодаря вязкости эфира и, следовательно скорость передачи движения есть скорость второго звука, т. е. скорость света, если это происходит в вакууме, или меньше в k раз, если это происходит в какой-то другой среде. Таким образом, магнитное поле, возникшее благодаря повороту электронов в проводнике обязано не тороидальному движению эфира вокруг электронов, а кольцевому движению.

Целесообразно обратить внимание на то обстоятельство, что если электрическое поле распространено равномерно на все пространство, то в каждой точке пространства кольцевое движение оказывается скомпенсированным, и, следовательно, магнитное поле отсутствует. Однако если электрическое поле распределено в пространстве не равномерно, а например, частично распространено в материале, в котором плотность эфира в вихревых трубках больше, чем в вакууме, то на границах должно наблюдаться слабое магнитное поле, такое понятие в современной электродинамике отсутствует.

Удельная энергия винтового движения эфира — магнитного поля составляет

$$w = \frac{\rho_3 v_m^2}{2}, \quad (2.61)$$

где v_m — скорость поступательного движения эфира.

Как известно, удельная энергия магнитного поля равна

$$w = \frac{B^2}{2\mu_0}, \quad (2.62)$$

где B — магнитная индукция; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-17}$ Гн/м — магнитная проницаемость вакуума. Приравнивая оба выражения, получим:

$$\frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{\rho_3 v_m^2}{2}, \quad (2.63)$$

откуда

$$B = v_m \sqrt{\rho_3 \mu_0} = \frac{v_m}{c}, \quad (2.64)$$

где c — скорость света в вакууме.

А поскольку напряженность магнитного поля

$$H = \frac{B}{\mu_0}, \quad (2.65)$$

то

$$H = \rho_3 v_m c. \quad (2.66)$$

Из выражения

$$H = \frac{v_m}{\mu_0 c} \quad (2.67)$$

и закона полного тока

$$i = \oint H dl; \quad H = \frac{i}{2\pi R} \quad (2.68)$$

вытекает

$$v_m = \frac{i \mu_0}{2\pi R}, \quad (2.69)$$

а если в материале плотность винтового потока выше, то

$$v_m = \frac{i \mu_0 \mu}{2\pi R}, \quad (2.70)$$

где μ — относительная плотность эфира в материале по сравнению с плотностью этого же потока в вакууме.

Сопоставим с полученной зависимостью закон Ампера для силового взаимодействия проводников;

$$dF = \frac{\mu_0 \mu i_1 i_2}{2\pi R} dl \quad (2.71)$$

и представим его в форме

$$\frac{dF}{dli_2} = \frac{i_1 \mu_0 \mu}{2\pi R}, \quad (2.72)$$

откуда видна полная идентичность выражений для скорости винтового потока эфира и закона Ампера по силовому взаимодействию проводников.

Определим численное значение скорости потока эфира, соответствующее единичной напряженности магнитного поля в 1 А/м.

Из размерности для напряженности магнитного поля

$$\text{А/м} = \text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-2} = [\rho_3] \cdot [v]^2,$$

и с учетом того, что закон полного тока

$$i = \oint H dl \quad (2.73)$$

полностью аналогичен закону постоянства циркуляции скорости в вихревом шнуре

$$\Gamma = \oint v dl \quad (2.74)$$

непосредственно вытекает интерпретация напряженности магнитного поля как

$$H = \rho_3 v c, \quad (2.75)$$

откуда

$$v = \frac{H}{\rho_3 c}. \quad (2.76)$$

Напряженности магнитного поля в 1 А/м будет соответствовать скорость потока эфира в

$$v = \frac{1}{8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 3 \cdot 10^8} = 376,65 \text{ м/с}.$$

Если в проводнике сечением в 1 кв. мм (радиус проводника составит 0,564 мм) течет ток в 1 А, то на его поверхности напряженность магнитного поля составит

$$H = \frac{i}{2\pi R} = \frac{1}{2\pi \cdot 0,564 \cdot 10^{-3}} = 282 \text{ А/м},$$

чему будет соответствовать скорость потока эфира на его поверхности в

$$v = 376,65 \cdot 282 = 106,215 \text{ км/с}.$$

Физический смысл магнитной индукции определится из выражения

$$B = \mu_0 H = \frac{H}{\rho_3 c^2} = \frac{v}{c}, \quad (2.77)$$

т. е. это есть отношение скорости эфирного потока к скорости его поперечного распространения (скорости второго звука в эфире). Значению магнитной индукции в 1 Тесла соответствует отношение

$$1 \text{ Тл} = \mu_0 \cdot 1 \text{ А/м} = 1,25 \cdot 10^{-7}.$$

Как следует из закона полного тока, уменьшение напряженности магнитного поля вокруг прямолинейного проводника с током должно происходить по гиперболической зависимости и, следовательно, отношение напряженностей должно соответствовать выражению

$$\frac{H_1}{H_2} = \frac{R_2}{R_1}, \quad (2.78)$$

где R_2 и R_1 — соответственно расстояние от центра проводника до точек измерения напряженностей магнитного поля.

Однако эфир сжимаем, следовательно, для магнитного поля это обстоятельство должно сказываться существенным образом. Приведенное соотношение справедливо только для исчезающе малых значений напряженностей магнитного поля, для которых его сжатием можно пренебречь. С увеличением же напряженности должны наблюдаться отклонения от этого закона. Это обстоятельство послужило предметом экспериментальных исследований.

Если магнитное поле обладает свойством сжимаемости, то приведенная зависимость должна нарушаться, причем тем больше, чем больше напряженность или ток, протекающий в проводнике. По аналогии со сжимаемой жидкостью это можно пояснить следующим образом: выходящая из вертушки жидкость (рис. 2.5 в верхней части) находится под большим напряжением, чем жидкость, находящаяся на некотором расстоянии от вертушки. Это значит, что с удалением от вертушки жидкость будет расширяться и добавлять свою энергию в движение, т. е.

скорость сжимаемой жидкости вдали от центра будет больше скорости несжимаемой жидкости.

На рис. 2.5 приведены экспериментальные зависимости отношений H/H_0 от относительного расстояния до центра проводника при разных значениях тока. Как видно из результатов измерений, с увеличением тока в первичном проводнике отклонение напряженности магнитного поля от величины, определенной законом полного тока, становится больше. С увеличением расстояния от проводника, т. е. с уменьшением абсолютной величины напряженности магнитного поля, зависимость убывания магнитной напряженности приближается к гиперболической, определенной законом полного тока, и тем в большей степени, чем меньше эта напряженность. При этом, казалось бы, роль краевых эффектов должна была бы возрастать, однако на деле оказалось, что краевые эффекты нивелируются.

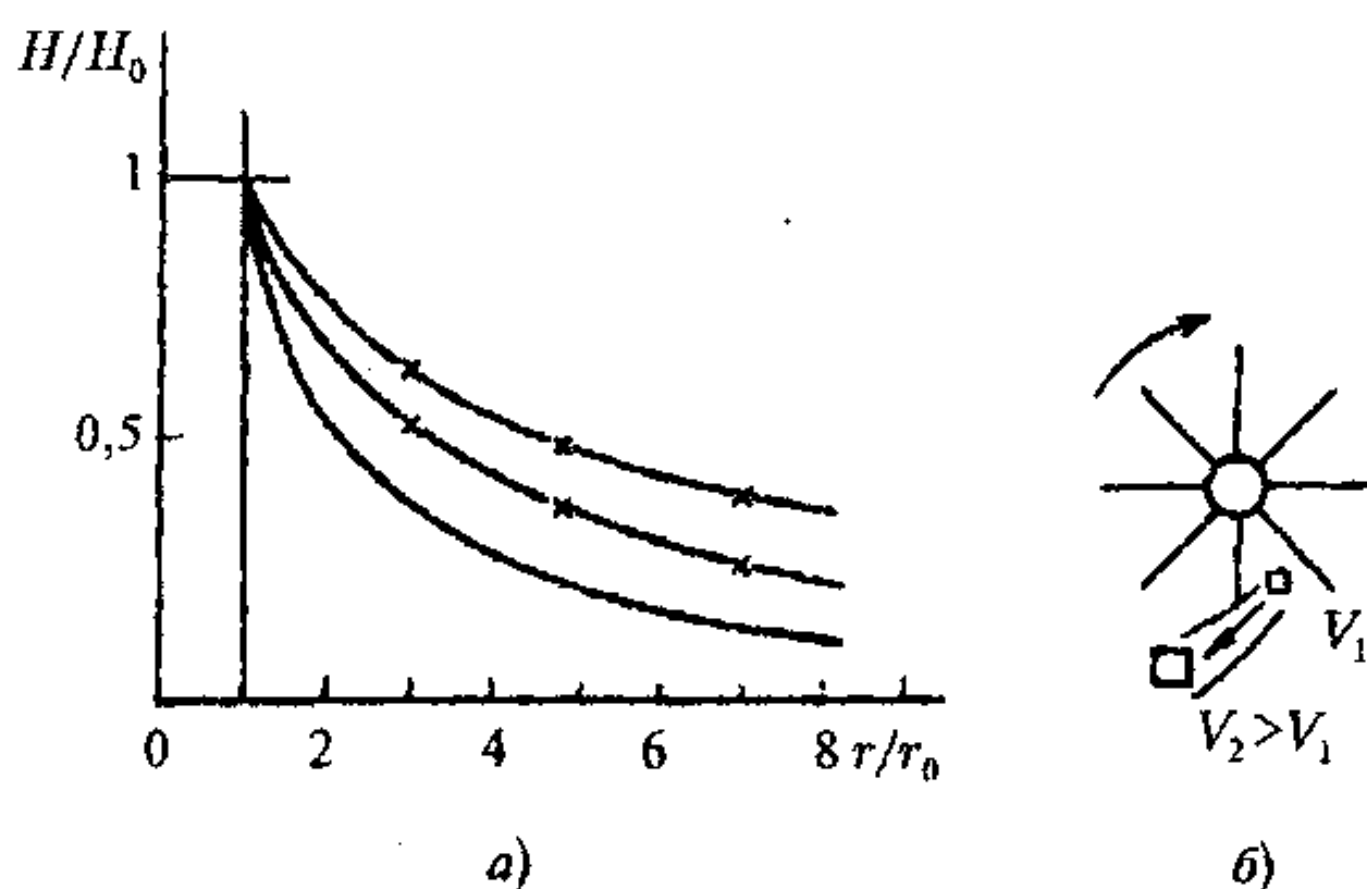


Рис. 2.5. Экспериментальные исследования закона полного тока: а) изменение напряженности магнитного поля в зависимости от расстояния от оси проводника; 1 — теоретическая кривая, вычисленная из условия постоянства циркуляции магнитного поля; 2 — экспериментальные результаты при токе $I = 1$ А; 3 — экспериментальные результаты при токе $I = 10$ А. Измерения проводились при частотах 50, 400 и 1000 Гц; б) механическая аналогия — изменение скорости потока сжимаемой жидкости, приводимой в движение вертушкой с лопастями

2.9. ИНДУКТИВНОСТЬ.

Механизм явления самоиндукции

Присоединенные эфирные потоки уподобляются сжатой пружине, запасшей потенциальную энергию и стремящейся отодвинуть электро-

ны друг от друга. При этом приращение давления будет пропорционально величине тока, проходящего по проводнику.

Для соленоида такое давление будет пропорциональным числу ампервитков iw , приходящихся на единицу его длины l :

$$p = \frac{iw}{l}. \quad (2.79)$$

В системе МКС единица тока i — $[\text{кг} \cdot \text{с}^{-2}]$, длины l — $[\text{м}]$ и, следовательно, единица измерения давления присоединенных струй составит $[\text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}]$ или $[\text{Н}]$ (Ньютон), т. е. ту же, что и для обычного давления.

Работа, совершаемая при сжатии присоединенных потоков эфира определяется так же, как и работа, совершаемая при сжатии обычной пружины. Если для обычной пружины сила сжатия пропорциональна деформации, т. е.

$$F = kx, \quad (2.80)$$

где k — коэффициент пропорциональности, а совершенная работа определится выражением

$$W = \int_0^{x_0} F dx = \frac{kx_0^2}{2} = \frac{F_0^2}{2k}, \quad (2.81)$$

где F_0 — сила сжатия пружины, то для сжатых эфирных потоков будем иметь на единицу длины соленоида

$$w = \frac{p^2}{2k} = \frac{k'}{2} \cdot \frac{(iw)^2}{l^2}. \quad (2.82)$$

Сопоставляя полученное выражение с известным выражением для энергии соленоида

$$w = \frac{\mu(iw)^2}{2l^2}, \quad (2.83)$$

обнаруживаем, что физический смысл магнитной проницаемости вакуума соответствует коэффициенту упругости эфира.

При наличии железа в сердечнике дросселя магнитное поле, создаваемое обмотками соленоида, — упорядоченные потоки эфира — тратит свою энергию на разворот доменов — конгломератов молекул железа. Такие конгломераты находятся в сердечнике в не упорядоченном положении, ориентированы в пространстве во всех возможных направлениях относительно равномерно. Но под воздействием магнитного поля — упорядоченных кольцевых потоков эфира, являющихся результатом упорядоченной ориентации электронов в токонесущем проводе —

домены также разворачиваются и образуют магнитное поле сердечника. Здесь уже магнитное поле представляет собой набор винтовых вихревых трубок, и его структура, таким образом, отличается от магнитного поля, создаваемого током.

Таким образом, имеет место последовательная цепь событий: электрическое поле в проводнике обмотки соленоида заставляет электроны проводника разворачиваться главными осями в направлении оси проводника, этим самым создаются потоки кольцевого движения эфира вокруг проводника. Потоки эфира проникают в железный сердечник и вынуждают домены развернуться соответственно в общем направлении так, что оси винтовых трубок магнитного поля, создаваемые доменами, ориентируются частично в общем направлении, перпендикулярно направлению воздействующего на них внешнего потока.

Поскольку каждая такая винтовая трубка связана с соответствующим доменом, находящимся в связи с остальным материалом сердечника, то эти связи напрягаются подобно пружине, и если внешний поток исчезнет, то они вернут домен в исходное положение. Магнитное поле, созданное сердечником, исчезнет. Так обстоит дело с магнитомягким материалом.

Для магнитотвердого материала дело обстоит иначе. Если сопротивление связей доменов в материале удастся преодолеть внешним потоком, то они могут и не вернуть домен в исходное состояние. Тогда магнитное поле сохранится и после отключения тока из обмотки соленоида.

Но наиболее простым способом ослабления связей доменов с материалом является, как известно, нагрев магнитотвердого материала вплоть до его расплавления. Тогда внешнее магнитное поле легко ориентирует домены в нужном направлении, а затем, после остывания материала, межмолекулярные связи закрепляют домен в этом положении. Материал становится постоянным магнитом.

При наличии железа в дросселе общая запасенная энергия магнитного поля будет пропорциональна объему железа:

$$W = \frac{\mu\mu_0(i\omega)^2}{2l_{\text{ж}}^2} V_{\text{ж}}. \quad (2.84)$$

Поскольку объем железа дросселя составляет $V_{\text{ж}} = S_{\text{ж}}l_{\text{ж}}$, где $S_{\text{ж}}$ — сечение сердечника, а $l_{\text{ж}}$ — длина магнитной силовой линии в сердечнике, то получим

$$W = \frac{\mu\mu_0(i\omega)^2}{2l_{\text{ж}}^2} S_{\text{ж}}l_{\text{ж}}, \quad (2.85)$$

где μ — относительная магнитная проницаемость железа. Или после сокращения будем иметь:

$$W = \frac{\mu\mu_0}{2} S \frac{(iw)^2}{l_{\text{ж}}} = \mu\mu_0 \frac{Sw^2 i^2}{2} = L \frac{i^2}{2}, \quad (2.86)$$

где

$$L = \mu\mu_0 \frac{Sw^2}{l_{\text{ж}}} = \frac{w^2}{R_{\text{м}}}; \quad R_{\text{м}} = \frac{l_{\text{ж}}}{\mu\mu_0 S_{\text{ж}}}. \quad (2.87)$$

Здесь $R_{\text{м}}$ — магнитное сопротивление сердечника.

Таким образом, получена обычная формула для индуктивности катушки с железным сердечником.

Из изложенного видно, что роль железного сердечника в индуктивности сводится к тому, что в нем запасается реактивная энергия магнитного поля. Но для того чтобы эту энергию в нем создать, необходимо совершить работу, т. е. произвести поворот доменов железного сердечника и для этого преодолеть упругое сопротивление их связей. Эта работа производится путем повышения давления в пространстве между проводником и железом. Само это давление создается электрическим током, текущим по проводнику. Поэтому общая запасенная энергия пропорциональна квадрату величины тока.

Кольцевое (круговое) движение эфира вокруг проводника воспринимается как магнитное поле. Энергия поступательной скорости эфира вокруг проводника, не имеющего железного сердечника, и есть энергия этого поля. Если есть железный сердечник, то сюда добавляется потенциальная энергия упругого поворота доменов сердечника. Вся эта система напряжена и удерживается в напряженном состоянии повернутыми в общем направлении — вдоль оси проводника электронами. Сами же электроны удерживаются в этом состоянии напряженностью электрического поля.

Если электродвижущая сила в проводнике исчезает, то исчезает и причина, удерживающая электроны в общем ориентированном направлении, исчезает и давление, удерживающее потоки в напряженном состоянии. Равновесие нарушено, и весь процесс оборачивается в обратном направлении. Теперь внешние потоки эфира давят на внутренние, и линии кругового тока эфира, сокращаясь, входят в проводник. Их энергия тратится на увеличение тепловой скорости электронов проводника. В этом и заключается механизм самоиндукции.

Обратный ход процесса приводит к тому, что эдс на проводнике, создаваемая перемещающимися внутрь проводника потоками эфира, приобретает противоположный знак, эта эдс будет пропорциональная

запасенной энергии индуктивностью, т. е. величине индуктивности, если же ток обрывается не сразу, то электроны еще сохраняющегося тока продолжает удерживать часть давления. Таким образом, на качественном уровне может быть обоснована известная формула ЭДС самоиндукции:

$$e = -L \frac{di}{dt}.$$

Глава 3

Электромагнитные взаимодействия

3.1. Свободный электрон в электрическом поле

Рассмотрим движение электрона — винтового вихревого кольца уплотненного эфира в винтовом поле эфира — электрическом поле. Попад в вихревое поле, созданное также винтовыми тороидальными образованиями эфира, электрон вынужден развернуться так, чтобы плоскость его кольцевого движения совпала с плоскостью кольцевого движения эфира в трубках. Поскольку в вакууме никакого соударения с молекулами вещества нет, то ориентация развернувшегося по полю электрона будет сохраняться неопределенно долго. После этого под действием разности давлений, действующих на электрон, последний должен начать свое движение вдоль оси вихревой трубки.

При совпадении направлений кольцевого движения вихревого поля v_n и электрона v_e на той стороне частицы, которая обращена к полеобразующим вихрям, градиент скорости кольцевого движения будет меньше, чем с противоположной стороны, и поэтому давление эфира на стороне, обращенной к источнику поля, будет больше, чем с противоположной. В соответствии с уравнением Бернулли эти давления определяются выражениями (рис. 3.1):

— в области a :

$$P_a = P_0 - \frac{\rho_e (v_e - v_n)^2}{2}; \quad (3.1)$$

— в области b :

$$P_b = P_0 - \frac{\rho_e (v_e + v_n)^2}{2}; \quad (3.2)$$

— в области c :

$$P_c = P_0 - \frac{\rho_e \left[v_e - \left(v_n - \frac{b \partial v_n}{\partial r} \right) \right]^2}{2}; \quad (3.3)$$

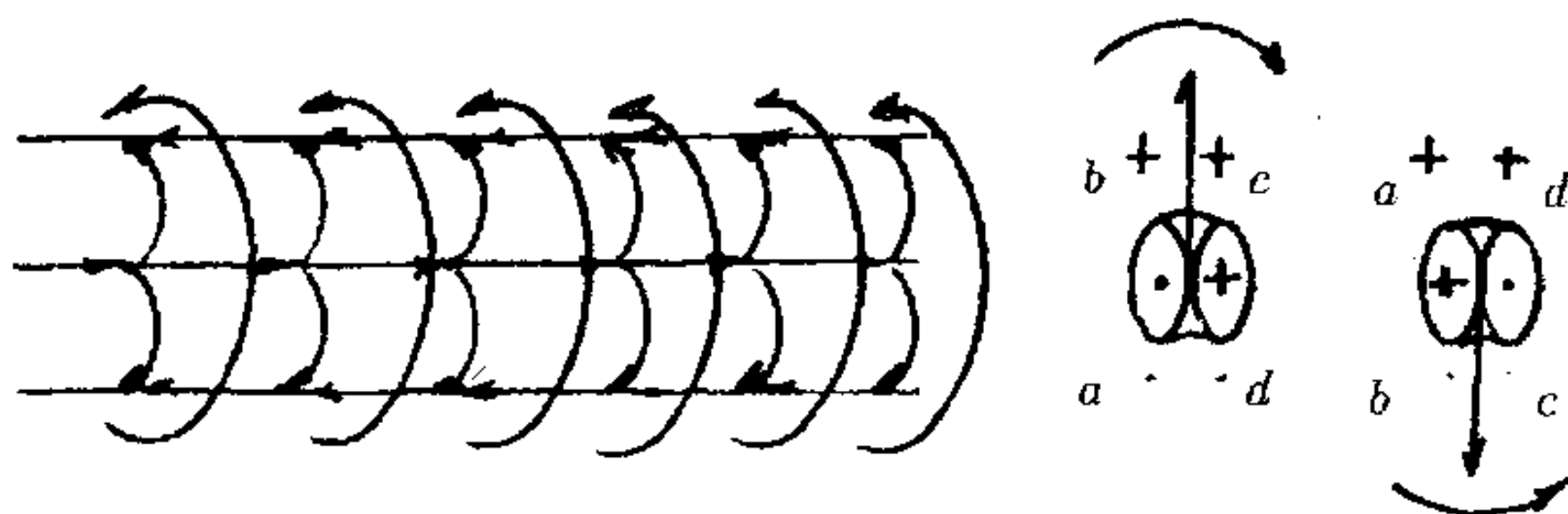


Рис. 3.1. Электрон в трубке электрического поля

— в области d :

$$P_d = P_0 - \frac{\rho_3 \left[v_e + \left(v_{\Pi} - \frac{b \partial v_{\Pi}}{\partial r} \right) \right]^2}{2}. \quad (3.4)$$

Здесь b — толщина тела электрона; v_e — скорость кольцевого движения тела электрона; v_{Π} — скорость кольцевого движения электрического поля; $\frac{\partial v_{\Pi}}{\partial r}$ — градиент кольцевой скорости поля.

Произведя соответствующие вычисления и пренебрегая малыми членами, получим значения разности давлений создающих поворотный момент электрону, причем всегда в сторону совмещения оси проводника и вектора тороидального движения электрона:

$$\Delta P = \frac{v_e \rho_3 b \partial v_{\Pi}}{\partial r} = v_e \rho_3 E, \quad (3.5)$$

где

$$E = \frac{b \partial v_{\Pi}}{\partial r}.$$

Сила, действующая на элемент площади электрона, составит

$$dF = \Delta P E \sin \alpha = \rho_3 v_k v_{\Pi} \sin \alpha dS_T, \quad (3.6)$$

где S — площадь кольцевого сечения электрона; α — угол между главной осью электрона и осью трубки электрического поля; E — электрическая напряженность.

На всей площади электрона постоянная составляющая кольцевой скорости поля не создает никакой силы, поскольку увеличение давления на тех участках, где направления потоков кольцевых скоростей электрона и поля совпадают, уравновешиваются уменьшением давления на тех участках, где они имеют противоположное направление. Поэтому дополнительное давление на электрон создается не собственно скоростью потока эфира v_{Π} , а циркуляцией скорости вокруг контура

и, следовательно, сила, действующая на электрон со стороны электрического поля определится как

$$F = \rho_3 v_k \int \int \frac{\partial v_{\pi}}{\partial \tau} \sin \alpha \, d\tau \, dS_e = qE \sin \alpha, \quad (3.7)$$

где

$$E = \int_0^b \frac{\partial v_{\pi}}{\partial \tau} \, d\tau. \quad (3.8)$$

Таким образом, напряженность электрического поля, т. е. сила, действующая со стороны электрического поля на единичный заряд

$$E = \frac{F}{q} \quad (3.9)$$

имеет своим происхождением градиент кольцевой скорости эфира, умноженный на размер электрона. Отсюда может быть определен и физический смысл электрической индукции D как количество кольцевого движения эфира в единице объема:

$$D = \epsilon_0 E = \rho_3 \int_0^b \frac{\partial v_{\pi}}{\partial \tau} \, d\tau. \quad (3.10)$$

Для электрона, движущегося в свободном пространстве в направлении силы E , $\sin \alpha = 1$ (главная ось электрона совпадает по направлению с направлением оси трубки электрического поля), а сила, действующая на его элемент, будет уменьшаться на величину, пропорциональную относительной скорости движения электрона v_q к скорости распространения кольцевого движения в свободной среде — скорости света c , т. е. на величину v_q/c , следовательно,

$$E = E_0 \left(1 - \frac{v_q}{c} \right) \quad (3.11)$$

и при скорости движения частицы, равной скорости света, т. е. при $v_q = c$, $E = 0$, как бы ни менялась величина E_0 . Последнее означает, что с приближением скорости частицы к скорости света сила, действующая на частицу, уменьшается, аналогично тому, как при уменьшении скольжения вращающегося магнитного поля относительно ротора в асинхронной машине уменьшается момент, развиваемый ротором. Этим принципиально может быть объяснен факт невозможности разгона заряженной частицы электрическим полем любой, самой большой напряженности до скорости света, а вовсе не тем, что скорость света принципиально непреодолима.

Таким образом, получено выражение для напряженности электрического поля как силы, воздействующей на единичный заряд. Полагая, что скорость вращения вихревых тороидальных колец — электронов постоянна, получаем, что напряженность электрического поля пропорциональна напряженности вихревого поля, которая пропорциональна числу трубок вихревого поля, приходящихся на единицу площади поля.

Рассмотрим поведение электрона в потоке эфира.

Как уже упоминалось выше, под воздействием ламинарного потока эфира, который есть один из вариантов структуры магнитного поля, электрон разворачивается в пространстве так, что его главная ось совпадает по направлению с направлением потока. В этом положении электрон, как и всякий газовый тороидальный вихрь, начнет разгоняться в направлении потока. Однако в отличие от обычных газовых вихрей в силу особой разреженности эфира и малого коэффициента его вязкости, а также в силу того, что в теле электрона плотность эфира на десятки порядков превышает плотность эфира в свободном пространстве, постоянная времени разгона электрона оказывается весьма большой и составляет десятки и сотни лет. Это объясняет природу космических лучей, но в условиях обычного эксперимента электрон практически остается неподвижным. То же будет и в том случае, если электрон попадет в магнитное поле вихревой структуры: давление на всех областях его поверхности оказывается одинаковым, и никакого воздействия на неподвижный электрон магнитное поле не оказывает.

3.2. Свободный электрон в магнитном поле

Рассмотрим поведение электрона в магнитном поле. Магнитное поле само по себе никак не может повлиять на ориентацию электрона вследствие взаимного уравнивания всех сил, воздействующих на электрон со стороны поля, причем независимо от структуры самого магнитного поля и преобладания в нем кольцевой или поступательной составляющей движения эфира.

В самом деле (рис. 3.2 а), в области 1 имеет место притяжение вихрей за счет потоков эфира в плоскости рисунка, но отталкивание за счет вращения газа, так как направление сопрягаемых потоков газа одинаково — в сторону, перпендикулярную плоскости рисунка. В области 2 — все наоборот — отталкивание вихрей происходит за счет вращения потоков эфира в плоскости рисунка, а притяжение — за счет противоположного направления движений газа в плоскости, перпендикулярной плоскости рисунка. При этом составляющие сил, вызванных поступательным движением эфира, уравновешены между собой, так же

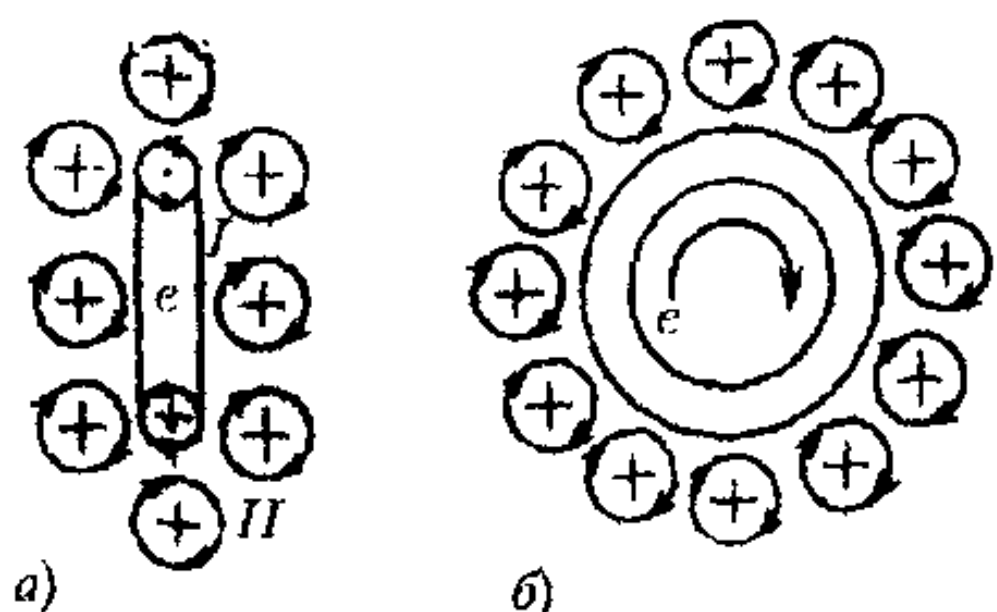


Рис. 3.2. Уравнивание давлений, действующих на электрон в магнитном поле

ного движения электрона. Разность скоростей, лежащих в плоскости чертежа в области 1 составит

$$\Delta v_1 = v_e + v_n + v, \quad (3.12)$$

а в области 2 соответственно

$$\Delta v_2 = v_e - v_n + v. \quad (3.13)$$

Квадраты их соответственно равны:

$$(\Delta v_1)^2 = v_e^2 + v_n^2 + 2v_e v_n + v^2 + 2v_e v + 2v_n v; \quad (3.14)$$

$$(\Delta v_2)^2 = v_e^2 + v_n^2 - 2v_e v_n + v^2 + 2v_e v - 2v_n v; \quad (3.15)$$

Разность квадратов скоростей в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка, соответственно равна:

$$\Delta v'_1 = v_e - v_n; \quad \Delta v'_2 = v_e + v_n. \quad (3.16)$$

Здесь квадраты разностей скоростей составят:

$$(\Delta v'_1)^2 = v_e^2 - 2v_e v_n + v_n^2; \quad (3.17)$$

$$(\Delta v'_2)^2 = v_e^2 + 2v_e v_n + v_n^2; \quad (3.18)$$

Сумма квадратов скоростей в каждой области будет равна

$$(\Delta v_1)^2 + (\Delta v'_1)^2 = 2v_e^2 + 2v_n^2 + v^2 + 2v_e v + 2v_n v; \quad (3.19)$$

$$(\Delta v_2)^2 + (\Delta v'_2)^2 = 2v_e^2 + 2v_n^2 + v^2 + 2v_e v - 2v_n v; \quad (3.20)$$

как и составляющие сил, вызванные вращательным движением эфира также уравновешены между собой.

Положение существенно меняется, если внешней силой, например, электрическим полем, электрону придано поступательное движение со скоростью v . В этом случае к скорости потока эфира в электрическом поле v по поверхности кольца добавляется скорость поступатель-

а их разность составит

$$[(\Delta v_1)^2 + (\Delta v'_1)^2] - [(\Delta v_2)^2 + (\Delta v'_2)^2] \approx 4v_{\text{н}}v. \quad (3.21)$$

В соответствии с уравнением Бернулли имеем:

$$P = \rho_3 C - \frac{\rho_3 v^2}{2} \quad (3.22)$$

и следовательно

$$\Delta P = 2\rho_3 v_{\text{н}}v. \quad (3.23)$$

Сила, действующая на эквивалентную поверхность электрона $S_{\text{экв}}$, определится как

$$F = \Delta P S_{\text{экв}} = 2\rho S_{\text{экв}} v_{\text{н}}v = [Bv], \quad (3.24)$$

что и соответствует закону Лоренца для движущегося в магнитном поле электрона. При этом, как видно из рис. 3.3, направление силы перпендикулярно направлению движения электрона.

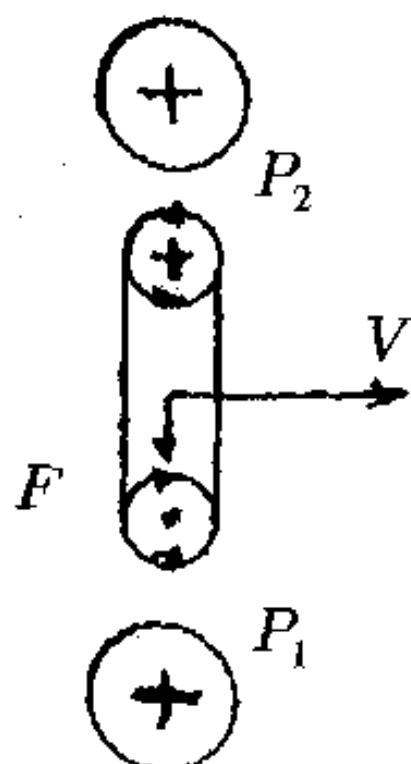


Рис. 3.3. Появление отклоняющей силы при движении электрона в магнитном поле

3.3. Силовое взаимодействие проводников с током

Как известно, при протекании по двум параллельным проводникам токов проводники испытывают взаимное притяжение, если токи текут в одном и том же направлении, или отталкивание, если направления токов противоположны. В соответствии с законом Ампера сила взаимодействия параллельных проводников с током в вакууме определяется выражением:

$$F = -\mu_0 \frac{I_1 I_2 l}{4\pi d}, \quad (3.25)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн} \cdot \text{м}^{-1}$ — магнитная проницаемость вакуума; I_1 и I_2 — величины токов в первом и втором проводниках; l — длина проводников; d — расстояние между их осями.

Приведенное известное выражение соответствует опытным данным, однако не выражает физической сущности взаимодействия проводов с током. Для понимания физической сущности рассмотрим взаимодействие двух электронов — уплотненных тороидальных вихревых винтовых колец шаровой формы, расположенных каждый в одном из двух проводов, расположенных параллельно относительно друг друга.

Электрон, расположенный в первом проводе под воздействием тороидальной составляющей движения электрического поля разворачивается так, что главная ось электрона оказывается под углом к продольной

оси провода меньшим, чем $\pi/2$. Для простоты вывода положим, что главные оси электронов и оси проводов совпадают по направлению, реальный угол поворота будет учтен в дальнейшем.

В соответствии с законом Био—Савара тороидальная составляющая винтовой скорости эфирного потока убывает пропорционально кубу расстояния, а кольцевая в соответствии с теоремой Гаусса пропорционально квадрату расстояния. Поэтому в дальнейшем тороидальная составляющая скорости не учитывается, и можно считать, что взаимодействие электронов осуществляется только под влиянием кольцевой составляющей потоков эфира вокруг электронов.

Скорость перемещения электронов вдоль провода при постоянном токе величиной I , А, сечении провода, $S_{\text{пр}}$ содержании свободных электронов в металле N , м^{-3} , заряде одного электрона e составляет:

$$v_e = \frac{I}{eN S_{\text{пр}}}. \quad (3.26)$$

Физически взаимодействие между проводниками осуществляется за счет того, что сориентированные в пространстве электроны создают вокруг проводников винтовые потоки эфира, которые воспринимаются как магнитное поле токов (рис. 3.4).

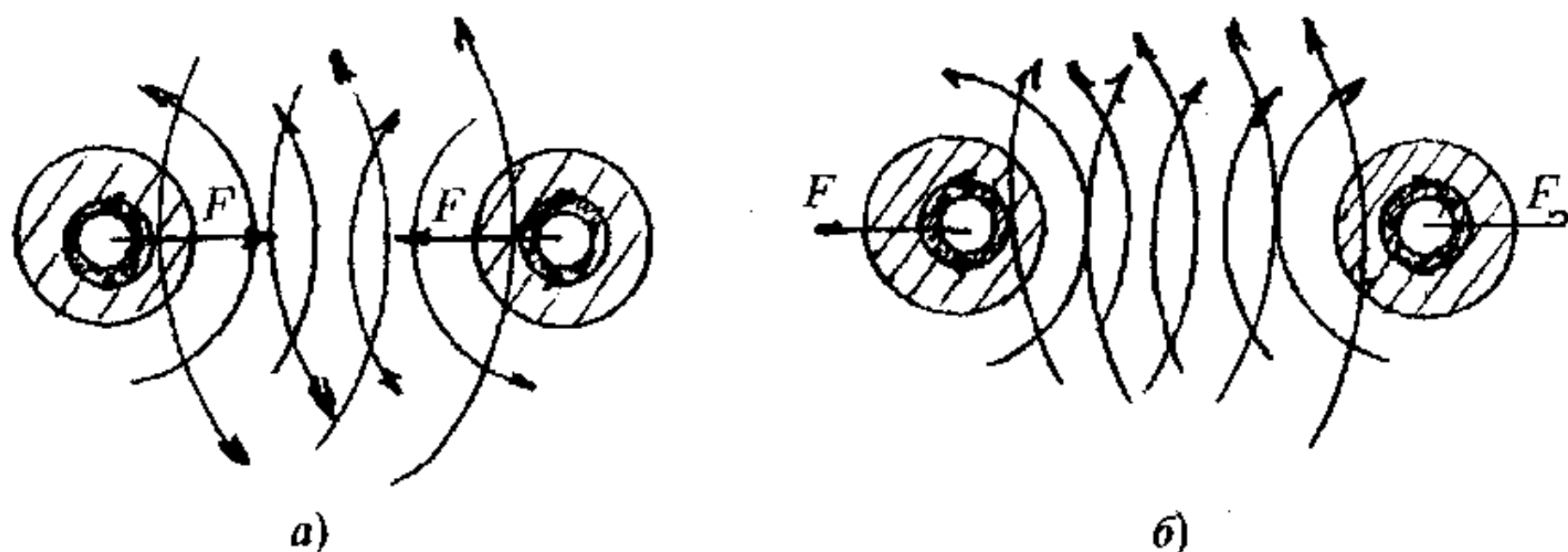


Рис. 3.4. Взаимодействие электронов в параллельных проводниках: а) при протекании токов в одном направлении; б) при протекании токов в противоположных направлениях

При параллельной ориентации электронов в обоих проводах направление кольцевого движения вихревого поля v_n и электрона v_e на той стороне частицы, которая обращена к полеобразующим вихрям, противоположны, градиент скорости кольцевого движения будет больше, чем с противоположной стороны, и поэтому давление эфира на сторонах проводов, обращенных друг к другу, будет меньше, чем с противоположных.

В соответствии с уравнением Бернулли эти давления определяются выражениями:

— в области a :

$$P = P_0 - \frac{\rho_3(v_e - v_n)^2}{2}; \quad (3.27)$$

— в области b :

$$P = P_0 - \frac{\rho_3 \left[v_e - \left(v_n - \frac{b \partial v_n}{\partial r} \right) \right]^2}{2}. \quad (3.28)$$

Пренебрегая малыми членами, получим разность давлений, действующих на электрон:

$$\Delta P = 2\rho_3 v_e v_n, \quad (3.29)$$

где e — скорость потока эфира на поверхности электрона; v_n — скорость потока эфира, созданного электроном, находящимся в первом проводе, на поверхности электрона, находящегося во втором проводе.

Если бы электрон во втором проводе был повернут так, чтобы направление его главной оси совпадало с направлением оси проводника, то сила, действующая на один электрон во втором проводе, составила бы величину, равную:

$$F = 2\rho_3 v_e v_n S_{e.cеч.} = 2\rho_3 v_e v_n \pi r_e^2. \quad (3.30)$$

При учете реального угла α_2 поворота электронов, находящихся во втором проводе, сила воздействия на все электроны второго провода составит:

$$F_2 = \frac{\rho_3 v_e 4\pi r_e^2 v_n \alpha_2}{2} = \frac{e n_2 v_n \alpha_2}{2}, \quad (3.31)$$

где e — заряд электрона; n_2 — количество электронов во втором проводе.

Преобразуем выражение для закона Ампера:

$$\frac{F}{l} = -\mu_0 \frac{I_1 I_2}{4\pi d}. \quad (3.32)$$

Для тока справедливо соотношение:

$$I = v_{np} e S_{np.cеч.} N, \quad (3.33)$$

где v_{np} — скорость перемещения электронов вдоль проводника; e — заряд электрона; $S_{np.cеч.}$ — площадь сечения проводника; N — количество электронов в единице объема металла, причем

$$e = \rho_3 v_e S_e = 4\pi \rho_3 v_e r_e^2, \quad (3.34)$$

здесь ρ_3 — плотность эфира; v_e — скорость кольцевого потока эфира на поверхности электрона, S_e — площадь поверхности электрона; r_e — радиус электрона.

Подставляя выражение для тока в закон Ампера и учитывая, что

$$\mu_0 = \frac{1}{\rho_3 c^2}, \quad (3.35)$$

получим:

$$\begin{aligned} \frac{F}{l} &= \frac{v_{\text{пр1}} e S_{\text{пр1}} N_1 v_{\text{пр2}} e S_{\text{пр2}} N_2}{4\pi \rho_3 c^2 d} = \frac{\alpha_1 e S_{\text{пр1}} N_1 \alpha_2 e S_{\text{пр2}} N_2}{4\pi \rho_3 d} = \\ &= \frac{\alpha_1 4\pi \rho_3 v_e r_e^2 S_{\text{пр1}} N_1}{4\pi \rho_3 d} \cdot \alpha_2 4\pi \rho_3 v_e r_e^2 S_{\text{пр2}} N_2 = \\ &= \frac{v_e r_e^2 N_2 \alpha_1}{d} \cdot 4\pi \rho_3 v_e r_e^2 S_{\text{пр2}} N_2 \alpha_2 \rho_3 v_{\text{п}} (\text{circ}). \end{aligned} \quad (3.36)$$

Здесь $v_{\text{п}}$ — скорость потоков эфира, вызванных поворотом электронов в первом проводнике; (circ) — суммарная циркуляция электронов во втором проводнике:

$$v_{\text{п}} = \frac{v_e r_e^2 N_2 \alpha_1}{d}; \quad (3.37)$$

$$(\text{circ}) = 4\pi \rho_3 v_e r_e^2 S_{\text{пр2}} N_2 \alpha_2; \quad (3.38)$$

e — заряд электрона; $v_{\text{пр1}}$ и $v_{\text{пр2}}$ — скорости перемещения электронов вдоль первого и второго проводников; $S_{\text{пр1}}$ и $S_{\text{пр2}}$ — площади сечения первого и второго проводников; N_1 и N_2 — количество электронов в единице объема проводников; α_1 и α_2 — угол поворота потоков эфира в проводниках, так что

$$\alpha_1 = \frac{v_{\text{пр1}}}{c}; \quad \alpha_2 = \frac{v_{\text{пр2}}}{c}. \quad (3.39)$$

Теперь та же формула закона Ампера приобрела четкий физический смысл взаимодействия электронов в проводах и передаче ими давления, связанного с кольцевым движением эфира вокруг проводов, на молекулы металла проводов.

Здесь необходимо отметить, что полученные выражения для углов поворота потоков эфира α_1 и α_2 не есть углы поворота электронов, которые существенно больше. Средние углы поворота осей электрона β предположительно можно определить через отношение скорости движения электрона вдоль проводника $v_{\text{пр}}$ к средней скорости теплового движения $v_{\text{т}}$:

$$\beta \approx \text{tg } \beta = \frac{v_{\text{пр}}}{v_{\text{т}}}. \quad (3.40)$$

Представляет интерес дать численную оценку некоторым параметрам, участвующих в силовом взаимодействии проводников.

Если в двух проводниках течет в одном направлении постоянный ток силой в 1 А, то сила притяжения друг к другу проводников, имеющих длину в 1 м и расположенных на расстоянии в осях в 1 см друг от друга составит:

$$F = \frac{4\pi \cdot 10^{-7}}{4\pi \cdot 10^{-2}} = 10^{-5} \text{ Н.}$$

В этом случае каждый проводник содержит 10^{24} электронов, расположенных друг относительно друга на расстоянии 10^{-10} м, т. е. каждый электрон находится в пределах одной молекулы металла, скорость перемещения электронов вдоль оси составляет $6,25 \cdot 10^{-6}$ м/с, а углы поворота потоков эфира, вызванные поворотом электронов, составляют всего лишь $6,25 \cdot 10^{-6} / 3 \cdot 10^8 = 2,08 \cdot 10^{-14}$ рад. Такой малый угол поворота потоков эфира не означает такого же значения угла поворота самих электронов, который существенно больше и в данном случае для температуры $+20^\circ\text{C}$ составляет

$$\beta = \frac{6,25 \cdot 10^{-6}}{1,15 \cdot 10^5} = 4 \cdot 10^{-11} \text{ рад.}$$

Таким образом, силовое взаимодействие проводников осуществляется не за счет перемещения электронов относительно проводника, а за счет их совместной ориентации их спинов относительно оси проводника, что приводит к упорядочению эфирных потоков вне проводника, которые и воспринимаются как образованное током магнитное поле. Эти потоки воздействуют на электроны, придавая им дополнительный импульс в поперечном направлении, что и приводит к силовому взаимодействию проводников.

3.4. Взаимоиндукция проводников

Как известно, в электротехнике отсутствует понятие «взаимоиндукция проводников», хотя имеется понятие «взаимоиндукция контуров». Из представления о взаимоиндукции контуров нельзя вывести взаимоиндукцию отдельных проводников, поскольку в формульных выражениях взаимоиндукции контуров присутствует площадь контура. Наоборот, из представлений о взаимоиндукции отдельных проводников можно было бы вывести законы взаимоиндукции контуров любой формы. Поэтому целесообразно найти закономерности взаимоиндукции проводников.

В соответствии с обычными представлениями электродинамики при изменении тока в первом контуре во втором контуре наводится электродвижущая сила

$$e_{2м} = - \frac{M_{21} di_1}{dt}, \quad (3.41)$$

где M_{21} — коэффициент взаимной индукции контуров.

Понятие взаимной индукции контуров может быть выведено на основании закона Фарадея

$$e_{2м} = - \frac{S dB}{2\pi dt}, \quad (3.42)$$

где S — площадь контура; B — магнитная индукция.

Несмотря на то, что сам закон Фарадея и уравнения Максвелла, приводящие к тому же закону, выведены на основании концепции эфира, предполагающем непосредственное взаимодействие электромагнитного поля и проводников, на самом деле здесь явно выражена концепция дальнего действия, поскольку процесс изменения магнитного поля происходит в одном месте (внутри контура), электродвижущая сила появляется в другом месте — на его периферии, а механизма взаимодействия поля с проводником не предусмотрено.

Однако в другом законе — законе электромагнитной индукции

$$e = -Blv, \quad (3.43)$$

где B — магнитная индукция; l — длина проводника, пересекающего поле; v — скорость перемещения проводника относительно магнитных линий (рис. 3.5) отражен закон ближнего действия, поскольку здесь имеется прямая связь между магнитным полем и проводником — скорость пересечения проводником магнитного поля, хотя механизм возникновения эдс здесь тоже не раскрыт.

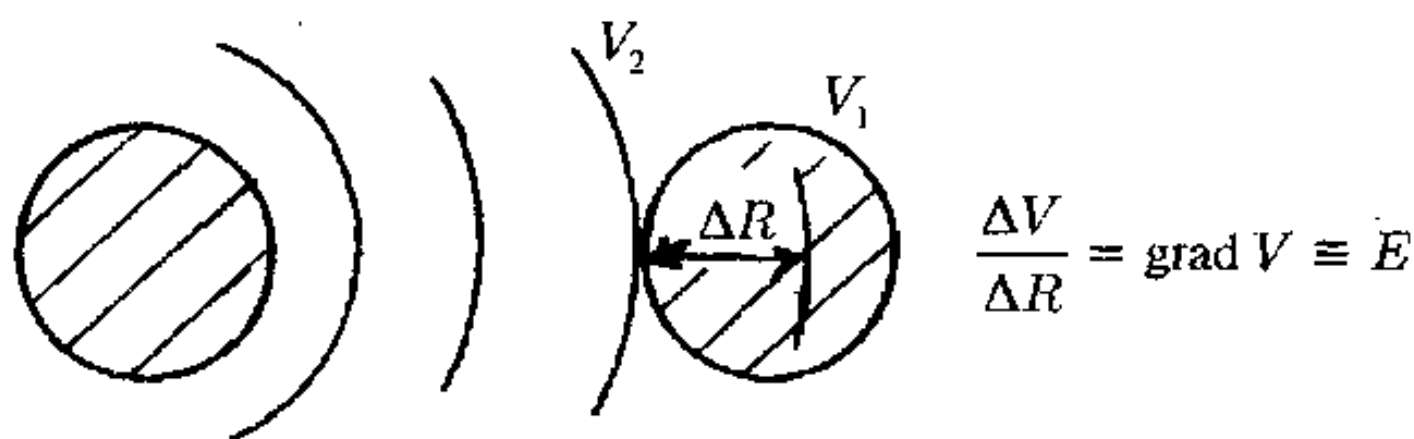


Рис. 3.5. Наведение эдс при пересечении проводником постоянного магнитного поля — электромагнитная индукция

Для определения эдс взаимной индукции двух прямоугольных контуров, необходимо привлечение закона полного тока

$$i = \oint H dl, \quad (3.44)$$

откуда

$$H = \frac{i}{2\pi R}, \quad (3.45)$$

где R — расстояние от токонесущего провода до точки измерения магнитной напряженности H .

В соответствии с законом Фарадея коэффициент взаимной индукции между двумя проводными линиями определяется выражением [46, с. 406] (рис. 3.6):

$$M_1 = \frac{\mu_0 \mu l}{2\pi} \ln \frac{r_{1'2} r_{12'}}{r_{12} r_{1'2'}}. \quad (3.46)$$

Здесь $r_{1'2}$, $r_{12'}$, r_{12} , $r_{1'2'}$ — расстояния между проводниками.

Если контуры находятся в одной плоскости, то

$$r_{1'2} = d; \quad r_{12'} = d + h_1; \quad r_{12} = d + h_2; \quad r_{1'2'} = d + h_1 + h_2. \quad (3.47)$$

Здесь d — расстояние между близлежащими проводниками двух контуров; h_1 и h_2 — расстояния между проводниками в каждом контуре (рис. 3.7).

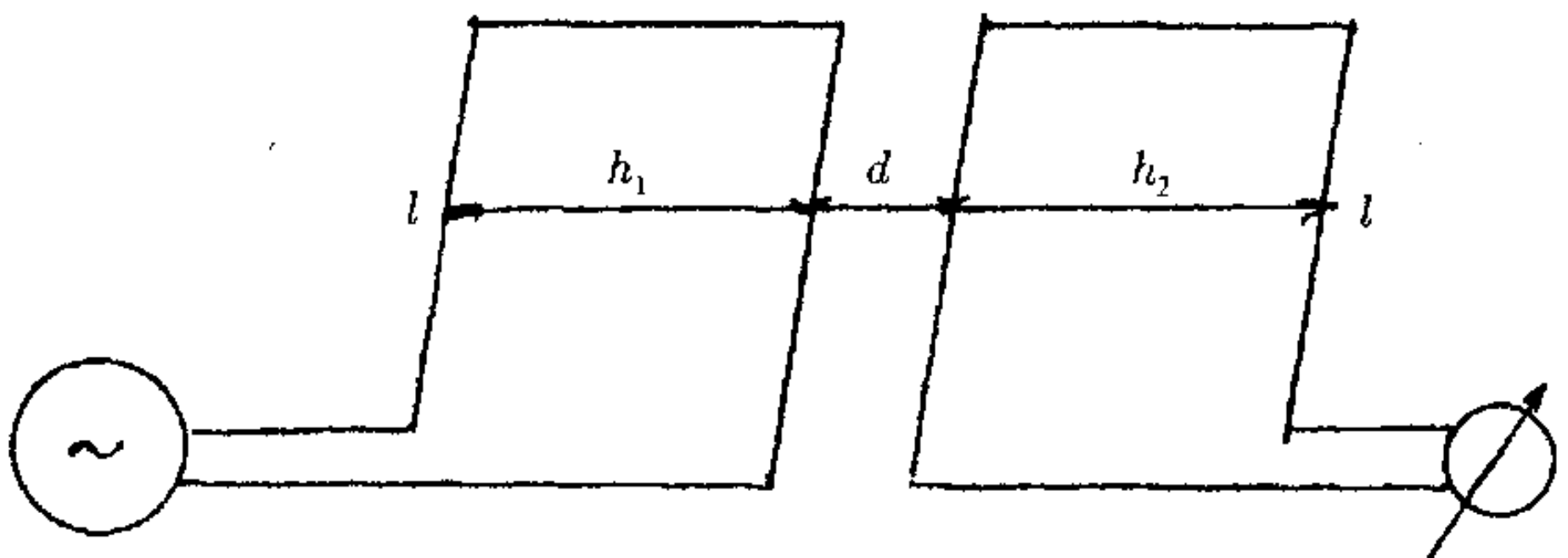


Рис. 3.7. К определению коэффициента взаимной индукции контуров, лежащих в общей плоскости

Взаимным влиянием боковых проводников в контурах можно пренебречь. В этом случае магнитное поле, выходящее из проводов первого контура, заходит в площадь второго контура, ослабляясь по мере удаления от токонесущих проводов первого контура по закону полного тока.

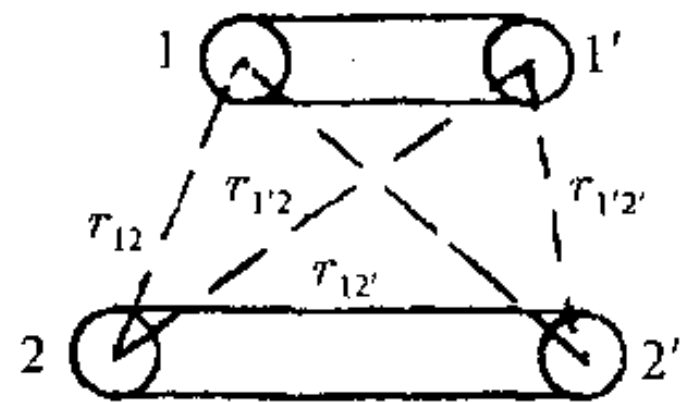


Рис. 3.6. К выводу коэффициента взаимной индукции контуров

Электродвижущая сила во втором контуре при $h_1 = h_2 = h$ будет определяться выражением

$$\begin{aligned} e_{2м} &= - \frac{\mu_0 \mu l \, di_1}{2\pi \, dt} \left[\int_d^{d+h} \frac{dR}{R} - \int_{d-h}^{d+2h} \frac{dR}{R} \right] = \\ &= - \frac{\mu_0 \mu l \, di_1}{2\pi \, dt} \ln \frac{(1 + h/d)^2}{1 + 2h/d} = \frac{l \, di_1}{dt} M_1, \end{aligned} \quad (3.48)$$

где

$$\begin{aligned} M_1 &= \frac{\mu_0 \mu}{2\pi} \ln \frac{(1 + h/d)^2}{1 + 2h/d} = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi} f_1; \\ f_1 &= \ln \frac{(1 + h/d)^2}{1 + 2h/d}. \end{aligned} \quad (3.49)$$

Как видно из полученного выражения, с увеличением площади контура электродвижущая сила во втором контуре нарастает беспрестанно по логарифмическому закону. При $h \gg d$ имеем:

$$M_1 = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi} \ln \frac{h}{2d}, \quad (3.50)$$

и при устремлении величины h к бесконечности коэффициент взаимной индукции, приходящийся на единицу длины контура также устремляется к бесконечности, хотя и по логарифмическому закону.

Подход к этой же задаче на основе концепции близкого действия принципиально меняет ее постановку. Магнитное поле, выходящее из проводников первого контура, пересекает сначала ближний проводник второго контура, а затем, ослабляясь по мере удаления от источника, его дальний проводник. При этом в дальнем проводнике наводится эдс противоположного знака, по сравнению с ближним проводником, и эта эдс уменьшается в соответствии с законом полного тока по мере удаления дальнего проводника от первого контура. Если, например, ближний проводник находится на расстоянии в осях от ближайшего к нему проводника первого контура на расстоянии в 3 мм, а дальний проводник на расстоянии в 3 см, то эдс, возникающая на дальнем проводнике составит всего 10 % от эдс, возникающей на его ближнем проводнике, а если на расстоянии в 30 см, то всего 1 %. Таким образом, здесь имеет место насыщаемая зависимость, и никакого бесконечного увеличения эдс на втором контуре быть не может.

Общая электродвижущая сила, возникающая во втором контуре при тех же условиях и с учетом закона полного тока определится выражением

$$e_{2м} = -\frac{\mu_0 \mu l R_{пр} di_1}{2\pi d dt} \left(1 - \frac{2}{1 + h/d} + \frac{1}{1 + 2h/d} \right) = \frac{l di_1}{dt} M_2, \quad (3.51)$$

где коэффициент взаимоиנדукции M равен

$$M_2 = \frac{\mu_0 \mu R_{пр}}{2\pi d} \left(1 - \frac{2}{1 + h/d} + \frac{1}{1 + 2h/d} \right) = \frac{\mu_0 \mu R_{пр}}{2\pi d} f_2, \quad (3.52)$$

где

$$f_2 = 1 - \frac{2}{1 + h/d} + \frac{1}{1 + 2h/d}.$$

Здесь при устремлении величины h к бесконечности коэффициент взаимоиנדукции стремится к постоянной величине

$$M_2 = \frac{\mu_0 \mu R_{пр}}{2\pi d}. \quad (3.53)$$

Между выражениями для M_1 и M_2 имеется существенное различие: если с увеличением отношения h/d первая функция стремится к бесконечности, то вторая функция ограничена. При удалении обратных проводников контуров в бесконечность в выражении остается лишь коэффициент взаимоиנדукции близлежащих проводников. Для практики это имеет особое значение, поскольку часто расположение обратных проводников вообще неизвестно (например, при заземлении источника и приемника сигналов).

В тех случаях, когда $h \ll d$, имеем:

$$e_{21} = -\frac{\mu_0 \mu l di}{2\pi dt} \ln \left(1 + \frac{h}{d} \right) = \frac{\mu_0 \mu l h di}{2\pi d dt}; \quad (3.54)$$

$$e_{22} = -\frac{\mu_0 \mu l h^2 R_{пр} di}{2\pi d^3 dt}, \quad (3.55)$$

где d — расстояние между осями ближайшего ко второму контуру проводника первого контура; h — расстояние между проводниками второго контура; l — длина контуров.

Здесь уже появляется возможность определить коэффициент взаимоиנדукции отрезков проводников.

Таким образом, коэффициент взаимоиנדукции проводников зависит от того, какой проводник является первичным, а какой вторичным

и коэффициенты взаимоиנדукций первого провода со вторым и второго провода с первым различны, зависят от радиусов проводников и находятся в соотношении

$$\frac{M_{12}}{M_{21}} = \frac{R_{\text{пр1}}}{R_{\text{пр2}}}, \quad (3.56)$$

что аналогично коэффициенту трансформации в трансформаторе.

Таким образом, эдс, наводимая во втором проводе со стороны первого провода составит величину

$$e_2 = -M_2 \frac{di}{dt} = -\frac{\mu_0 \mu R_0 l}{2\pi d} \frac{di}{dt}, \quad (3.57)$$

откуда наведенная напряженность составит:

$$E_2 = \frac{e_2}{l} = -M_2 \frac{di}{dt} = -\frac{\mu_0 \mu R_0}{2\pi d} \frac{di}{dt}. \quad (3.58)$$

или

$$e_2 = -\frac{\mu_0 \mu R_0 I_1 \omega l}{2\pi d}, \quad (3.59)$$

и для синусоидального переменного тока наведенная эдс будет равна

$$E_2 = \frac{e_2}{l} = -\frac{\mu_0 \mu R_0 \omega}{2\pi d}. \quad (3.60)$$

Экспериментальные исследования взаимоиנדукции проводников проводилось с помощью двух однопроводных прямоугольных контуров, у которых длина прилегающих сторон составляла по 1 м. Использовался провод типа БПВЛ-0,35, внешний диаметр изоляции которых составлял 1,5 мм. В первый провод пропускался переменный ток различных частот, во втором измерялась наведенная эдс. Изменялись одинаково расстояния h_1 и h_2 между проводниками контуров. Измерения проводились при значении тока в первом контуре, равном 1 А, в диапазоне частот от 50 Гц до 10 кГц.

Обе зависимости в относительной форме отражены на рис. 3.8. Там же приведены зависимости f_1 и f_2 , рассчитанные соответственно на основе максвелловских и эфиродинамических представлений о механизме наведения эдс в контурах. Крестиками обозначены значения, полученные в результате проведенных измерений.

Как видно из графиков, полученные результаты полностью удовлетворяют функции f_2 , полученной на основе эфиродинамических представлений о наведении эдс в проводниках, и отличаются от максвелловской зависимости f_1 уже при значениях $h/d = 10$ более чем в 4 раза в меньшую сторону. От значений частоты и величины тока в первичном контуре результаты, представленные относительными

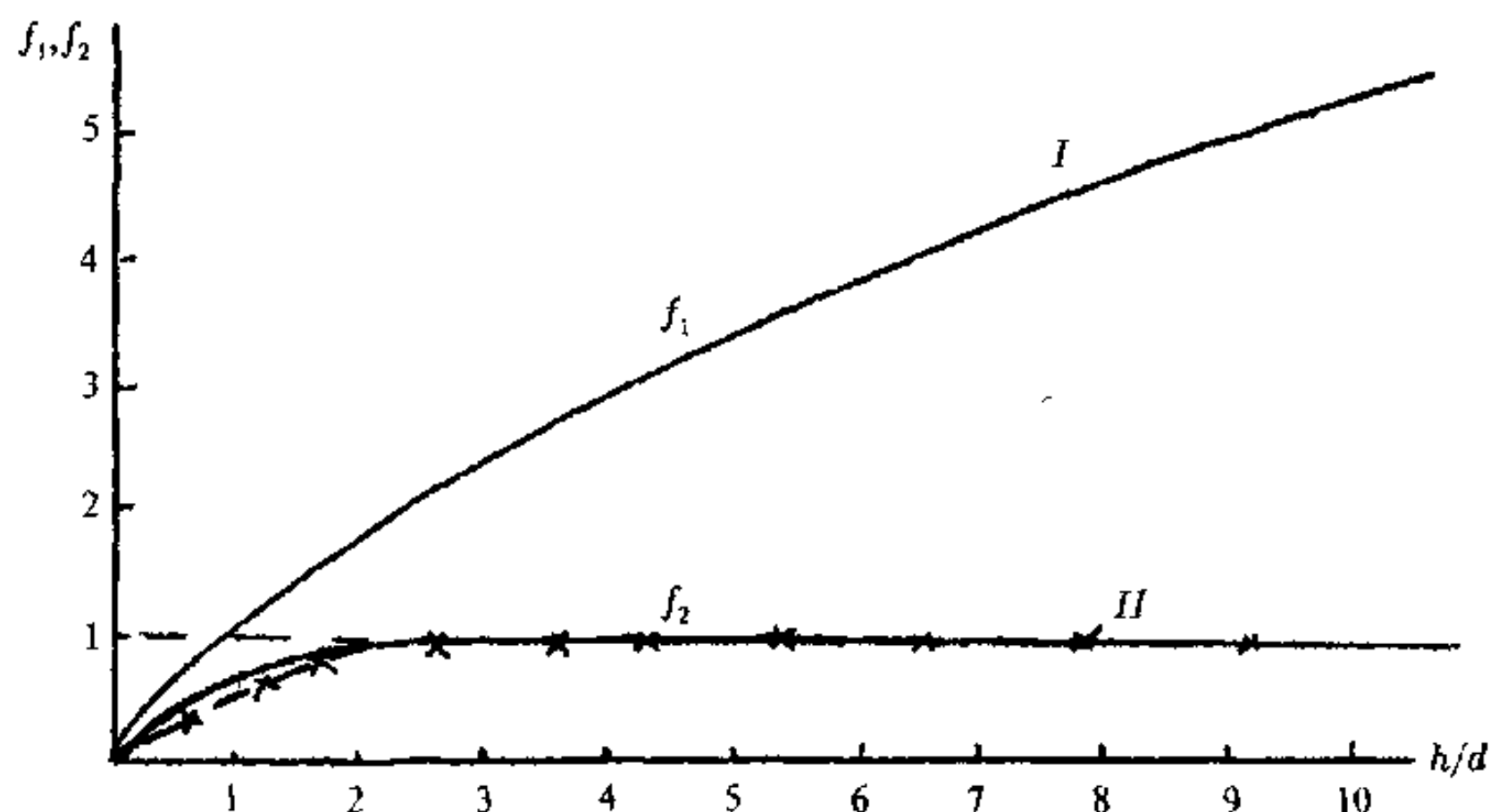


Рис. 3.8. Результаты измерения наведенной эдс в плоском контуре: I — зависимость $f_1 (h/d) \sim M_1$; II — зависимость $f_2 (h/d) \sim M_2$

значениями не зависят. Таким образом, проведенные исследования зависимостей наведения эдс в больших контурах (площадью более 1 м^2) показали их существенно лучшее совпадение с полученными выражениями, нежели с максвелловскими.

Полученные результаты подтвердили независимость наводимой эдс от площади контура при достаточно большом удалении обратных проводников. Следовательно, в дальнейшем целесообразно использовать представление о взаимоиндукции проводников.

Покажем связь между зависимостями силового взаимодействия проводников и взаимоиндукцией проводников. Преобразуем выражение закона Ампера

$$F = -\mu_0 \frac{I_1 I_2 l}{4\pi d}$$

в несколько иную форму:

$$k(F) = \frac{F}{I_2 l} = -\mu_0 \frac{I_1}{4\pi d}. \quad (3.61)$$

При $I_1 = 1 \text{ А}$ и $d = 1 \text{ м}$ $k(F) = 10^{-7} \text{ Н/м} \cdot \text{А} = 10^{-7}$ (безразм).

Выпишем выражение для наведенной напряженности для переменного синусоидального тока

$$E_2 = \frac{e_2}{l} = -M_{21} \frac{\partial i}{\partial t} = -\frac{\mu_0 \mu R_{\text{пр1}} I \omega}{2\pi d} = k(F) 2R_0 \omega. \quad (3.62)$$

Здесь $R_{\text{пр1}}$ — радиус токонесущего провода; ω — круговая частота тока, текущего в нем.

Отсюда сразу видна связь между законом Ампера для силового взаимодействия двух проводов с током и взаимоиנדукцией между ними.

Несмотря на то, что полученные зависимости коэффициента взаимоиנדукции проводников лучше отражают реальные соотношения, физическая сущность процесса в них также не отражена.

Из выражения для электрической напряженности для переменного тока следует, что

$$\begin{aligned} E_2 &= \frac{e_2}{l} = -M_2 \frac{\partial i}{\partial t} = -\frac{\mu_0 \mu R_{\text{пр}} \partial i}{2\pi d dt} = -\frac{\mu_0 \mu R_{\text{пр}} I \omega}{2\pi d} = \\ &= \frac{v_{\text{пр}} q_e n_2 \omega R_{\text{пр}}}{2\pi \rho_3 c^2 d} = \frac{2v_{\text{пр}} v_e r_e^2 n_2 \omega R_{\text{пр}}}{c^2} = \\ &= 2\alpha_1 v_e r_e^2 n_2 \cdot \frac{\omega}{c\lambda} \cdot \frac{R_{\text{пр}}}{d}. \end{aligned} \quad (3.63)$$

Сопоставим полученное выражение с выражением для волны, распространяющейся вокруг проводника, в котором течет переменный ток:

$$E_2 = \frac{\partial v_{\text{п}}}{\partial r} \cdot 2r_e. \quad (3.64)$$

Здесь $\partial v_{\text{п}} / \partial r$ — градиент скорости кольцевых потоков эфира во вторичном проводнике, вызванных поворотом электронов в первичном проводнике; r_e — радиус электронов во вторичном проводнике.

Магнитное поле, возбужденное в окружающем токонесущий проводник пространстве, распространяется как волна:

$$H = H(r) \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right), \quad (3.65)$$

и следовательно, кольцевая скорость потоков эфира будет распространяться так же:

$$v_{\text{п}} = v_{\text{п}}(r) \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right), \quad (3.66)$$

откуда

$$E_2 = \frac{\partial v_{\text{п}}}{\partial r} \cdot 2r_e \frac{v_{\text{п}}(r) \omega}{c} \cdot 2r_e. \quad (3.67)$$

Сопоставляя данное выражение с выражением (3.63), можем видеть, что

$$v_{\text{п}}(r) = v_e r_e^2 n_2 \alpha_1 \cdot \frac{R_{\text{пр}}}{d}, \quad (3.68)$$

и таким образом, процесс наведения эдс во вторичном проводнике первичным токонесущим проводником приобретает простой физический смысл: электродвижущая сила во вторичном проводнике создается

в результате прохождения градиента волны поперечной скорости эфира, возбуждаемой в пространстве электронами, главные оси которых частично сориентированы вдоль оси первичного проводника.

Определим порядок величин электромагнитной наводки в кабеле при следующих параметрах:

- сечение провода $0,35 \text{ мм}^2$, $R_{\text{пр}} = 0,334 \text{ мм}$, ток в токонесущем проводе $I = 1 \text{ А}$; длина проводов $l = 1 \text{ м}$;
- расстояние в осях между проводами $R = 2 \text{ мм}$; частота переменного тока $f = 10 \text{ кГц}$. Эдс в обратном проводе можно пренебречь в силу его удаленности. В этом случае наведенная эдс во втором проводе составит:

$$e_{21} = -\frac{\mu_0 l I \omega R_1}{2\pi d} = -\frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1 \cdot 1 \cdot 2\pi \cdot 10^4 \cdot 0,3344}{2\pi \cdot 2} = 2,1 \text{ мВ}.$$

Таким образом, зависимость, полученная на основании концепции близкодействия, не только лучше отражает сущность явления, но и дает существенно более точный результат.

К изложенному следует добавить некоторые дополнительные соображения.

В работе [46, с. 166] были измерены наводки на параллельных проводах типа БПВЛ при межосевых расстояниях порядка 2 мм. Была получена линейная зависимость от частоты, причем при токе в токонесущем проводе в 1 А при частоте 10 кГц было получено на втором проводе 20 мВ/м. Однако здесь следует учесть, что существенную роль при этом имеет электродинамическая составляющая, превышающая значение электромагнитной составляющей. Это связано с тем, что между проводами существует емкостная связь, а сами провода обладают индуктивностью порядка 1,6–2 мкГн/м. Избавиться от электродинамической составляющей можно лишь частично путем экранирования проводов, поскольку экраны тоже обладают распределенным индуктивным сопротивлением.

Факт зависимости коэффициента взаимоиндукции от соотношения диаметров проводов был также проверен экспериментально. Как было показано выше, коэффициент взаимоиндукции проводников зависит от соотношения их диаметров. Эдс, наводимая во втором проводе со стороны первого провода составит величину

$$e_2 = -M_2 \frac{d i}{dt} = -\frac{\mu_0 \mu R_0 l}{2\pi d} \frac{d i}{dt}. \quad (3.69)$$

Для переменного тока частотой f эта величина составит

$$e_2 = \frac{\mu_0 \mu R_0 l}{d} f i_1, \quad (3.70)$$

и если вторичный провод лежит непосредственно на поверхности первичного проводника, так что расстояние между осями проводников несущественно отличается от радиуса токонесущего провода, то

$$e_2 = \mu_0 \mu l f I. \quad (3.71)$$

Эта величина составит для тока в 1 А и частоте 1 Гц при длине проводника в 1 м величину, равную

$$e_2 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ В} = 1,25 \text{ мкВ}.$$

Как показано выше, коэффициент взаимной индукции проводников зависит от того, какой проводник является первичным, а какой вторичным и коэффициенты взаимной индукции первого провода со вторым и второго провода с первым различны, зависят от радиусов проводников и находятся в соотношении

$$\frac{M_{12}}{M_{21}} = \frac{R_{\text{пр1}}}{R_{\text{пр2}}}. \quad (3.72)$$

Измерения наводимой магнитным полем эдс затруднено тем, что одновременно через распределенную емкость наводится эдс электродинамического происхождения, которая имеет примерно на порядок значение большее, чем эдс электромагнитного происхождения, причем и та, и другая величины одинаково зависят от одних и тех же параметров — тока, частоты, расположения. И даже экранировка недостаточно снижает электродинамическую составляющую благодаря наличию распределенной индуктивности у экрана. Это маскирует весь процесс, однако качественную сторону все же можно выявить, используя провода существенно разного диаметра, используя при одном и том же значении тока и частоты то один, то другой провод и измеряя наведенную эдс на втором.

Для проверки зависимости коэффициента взаимной индукции от диаметров взаимодействующих проводников был поставлен эксперимент по определению величины эдс, наводимой с одного проводника на другой. При этом диаметры проводников были существенно разными (0,5 мм и 5 мм), причем один из них был покрыт хлорвиниловой и матерчатой изоляцией (внешний диаметр проводника с изоляцией составил 6,5 мм), второй — лаковой изоляцией. Межосевое расстояние составляло 3,5 мм. Проводники плотно прилегали друг к другу. Нагрузка на втором (измерительном) проводник изменялась от 10 до 1/3 Ома.

Столь малое сопротивление нагрузки было необходимо для удаления емкостной составляющей наводки, что сделать полностью не удалось. Затем проводники по схеме менялись местами.

Пропускался ток величиной 3 А, использовались частоты от 500 до 4 000 Гц, все измерения производились с помощью магнитоэлектрических приборов с термопарами. Результаты измерения сведены в таблицу.

Эдс на вторичном проводе при токе в первичном проводе 3 А, длине проводников 1,7 м

Диаметр первичного провода, мм	Диаметр вторичного провода, мм	Частота, Гц				
		500	1000	2000	3000	4000
0,5	6,5	10 мВ	19	44	83	122
6,5	0,5	15	32	64	99	125
$k_{2тр}/k_{1тр}$		1,5	1,68	1,45	1,08	1,025

Пересчет эдс на вторичном проводе при токе в первичном проводе 1 А, длине проводников 1 м

Диаметр первичного провода, мм	Диаметр вторичного провода, мм	Частота, Гц				
		500	1000	2000	3000	4000
0,5	6,5	2 мВ	3,8	8,8	16,6	24,4
6,5	0,5	3	6,4	12,8	19,8	25
$k_{2тр}/k_{1тр}$		1,5	1,68	1,45	1,08	1,025

Как видно из таблицы, коэффициент взаимоиндукции проводников реально зависит от того, какой из них является первичным, а какой вторичным. Для 1 000 Гц расчетная величина эдс, наводимой с первичного проводника меньшего диаметра на вторичный большего диаметра, должна составить всего 0,09 мВ, а при смене проводников — 1,16 мВ. И хотя соотношения получены иными, что может быть объяснено наличием емкостной (электродинамической) связи между проводниками, зависимость коэффициента взаимоиндукции от соотношения диаметров проводов на качественном уровне можно считать подтвержденной.

Таким образом, экспериментально подтверждается возможность и целесообразность введения в электротехнику представлений о взаимоиндукции проводников, на основе которых уже можно определять и взаимоиндукцию контуров, проведя соответствующее интегрирование.

3.5. Электрический трансформатор

Как известно, электрический трансформатор — это статическое устройство, предназначенное для преобразования величины переменных эдс и токов. Трансформатор состоит из нескольких электрически не соединенных и неподвижных друг относительно друга обмоток, связанных между собой путем электромагнитной индукции. Одна из обмоток является первичной, она присоединяется к внешнему источнику эдс, остальные обмотки являются вторичными, эдс в них возникает в результате пересечения их силовыми линиями магнитного поля, создаваемого током первичной обмотки. Со вторичных обмоток преобразованное по величине напряжение передается потребителям энергии.

Трансформатор с железным сердечником вследствие значительного увеличения коэффициента связи между обмотками позволяет при существенно меньших габаритах, чем трансформатор без сердечника, преобразовывать значительные.

Расчет трансформатора основывается на законе Фарадея

$$e = -\frac{\mu\mu_0 S \partial B}{\partial t}, \quad (3.73)$$

где e — эдс, возникающая на обмотке, намотанной на железном сердечнике, площадь поперечного сечения которого равна S и материал которого имеет относительную проницаемость μ ; $\partial B/\partial t$ — скорость изменения магнитной индукции в сердечнике. Обычно расчет обмоток трансформаторов производится по другой формуле, вытекающей из закона Фарадея:

Коэффициент трансформации k при этом определяется как отношение числа витков вторичной обмотки w_1 к числу витков первичной обмотки w_2 (в некоторых справочниках он определен как обратная величина):

$$k = \frac{w_1}{w_2} = \frac{U_1}{U_2}, \quad (3.74)$$

здесь U_1 и U_2 — напряжения на первичной и вторичной обмотках соответственно при отсутствии нагрузки на вторичной обмотке трансформатора (режим холостого хода).

При анализе принципа работы трансформатора возникает серия вопросов:

1. Каким образом энергия передается магнитным полем из первичной обмотки во вторичную?

2. Какую роль играет железный сердечник для увеличения коэффициента связи между первичной и вторичными обмотками?

3. Почему при снижении сопротивления нагрузки во вторичной обмотке и увеличения вследствие этого в ней тока растет соответственно ток в первичной обмотке, т. е. каков механизм влияния тока во вторичной обмотке на величину тока в первичной обмотке?

Ответ на первый вопрос принципиально рассмотрен выше при анализе электромагнитной взаимосвязи проводников. Электроны в первичном проводнике под воздействием внешней эдс ориентируют свои оси кольцевого вращения (спин) вдоль проводника, в результате чего вокруг проводника возникают кольцевые потоки эфира магнитное поле. Эти потоки распространяются во внешнее пространство. Если поток эфира, направленный перпендикулярно оси проводника, статичен, то все давления на поверхности электрона уравновешены (рис. 3.9 а) и никакой принудительной ориентации он не подвержен. Если же поток эфира не стационарен, то в проводнике возникает градиент скоростей потоков эфира, это приводит к неуравновешенным давлениям на поверхности электрона и создается момент сил, ориентирующий электрон таким образом, чтобы его главная ось (спин) ориентировалась по оси вторичного проводника (рис. 3.9 б). Таким образом, идет процесс передачи эдс из первичного проводника во вторичный.

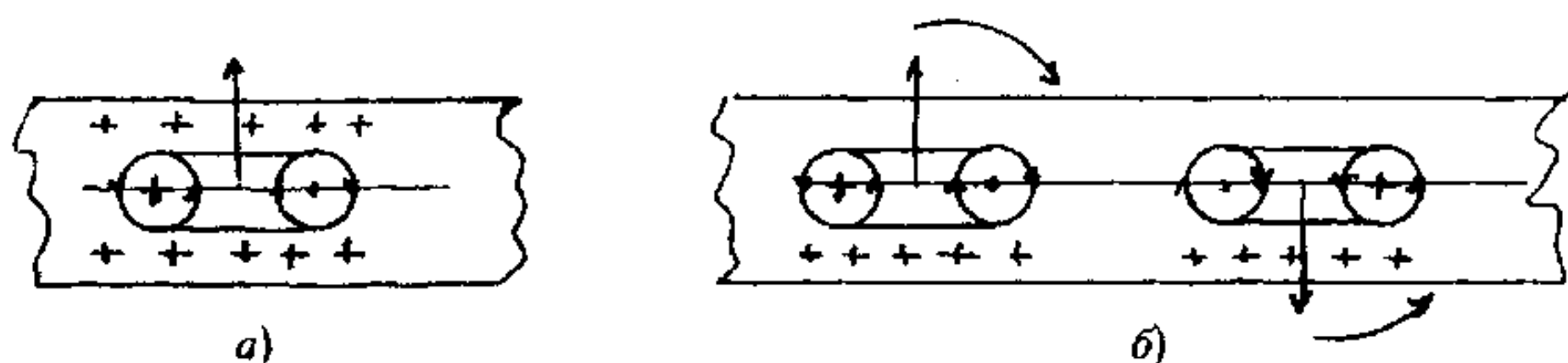


Рис. 3.9. Воздействие потока эфира на электрон в проводнике: а) электрон в стационарном потоке эфира; б) электрон в градиентном потоке эфира

Если вторичный проводник разомкнут, то возникающая эдс концентрирует электроны на одном из концов проводника (рис. 3.9 в). Тороидальные потоки электронов, уже находящихся на конце проводника, создают на остальных электронах проводника момент сил, уравновешивающий момент сил, создаваемый наводимой эдс, смещение электронов вдоль проводника и их принудительный поворот прекращаются.

Если же вторичный проводник подключен к нагрузке, то электроны смещаются, противодействующий ориентации момент ослабевает, все электроны проводника ориентируются за счет разности моментов воздействующих сил. Во вторичном проводнике появляется ток.

Излагаемая качественная картина взаимодействия магнитного поля и электронов достаточно условна и в дальнейшем должна быть уточнена.

Если трансформатор не имеет железного сердечника, то магнитное поле в пространстве распределено не напряженно, этот процесс описан выше применительно к взаимодействию проводников и контуров. Однако если в трансформаторе есть железный сердечник, то картина существенно меняется. Если вторичная обмотка трансформатора разомкнута и ток в ней отсутствует, то трансформатор является обычным дросселем, индуктивностью с железным сердечником, рассмотренным выше. Магнитное поле оказывается запертым в пространстве внутри железного сердечника и поэтому по мере нарастания тока в первичном проводнике напрягается подобно сжимаемой пружине. Это сжатие магнитного поля препятствует развороту электронов в первичном проводнике, там ток становится меньше того, который был бы в нем при отсутствии железного сердечника. Тогда образуется следующая цепочка взаимодействий: эдс сети создает в первичной обмотке электрическую напряженность, под воздействием которой электроны первичной сети ориентируются в пространстве, создавая вокруг них кольцевые потоки эфира. Эти потоки проникают в железный сердечник и разворачивают домены, чем напрягаются связи доменов с остальным веществом сердечника. Чем больше сечение железа, тем больше доменов нужно повернуть. Это усилие через поле передается электронам первичной обмотки, в результате угол поворота электронов оказывается меньше, чем если бы железного сердечника не было бы.

Наличие железного сердечника препятствует распространению магнитного поля за его пределы. В результате энергия давления магнитного поля более полно используется вторичной обмоткой и там создается возможность для поддержания одного и того же значения эдс при меньшем сопротивлении нагрузки.

Здесь наиболее близкой механической аналогией является труба, заполненная газом, на который давит поршень. В трубе имеется турбинка, способная совершать работу. Пока она неподвижна, давление газа высокое, оно выровнено, поршень неподвижен и не совершает работы. Однако если турбинка начинает вращаться, совершая работу, то газ пропускается через лопатки турбинки на выход трубы, начинает вытекать, в сосуде устанавливается градиент давлений от поршня к отверстию, а также устанавливается определенная скорость истечения газа. Поршень же, перемещаясь, совершает работу (рис. 3.10).

Если стенки трубы не обладают достаточной упругостью, то при повышении давления газ расширяет стенки трубы, образуется параллельный турбинке выход газа во вне, эффективность турбины падает. В этой аналогии роль стенок трубы выполняет железный сердечник. При насыщении сердечника он перестает экранировать магнитное поле, упругость поля снижается, и уменьшается доля энергии, поступающая

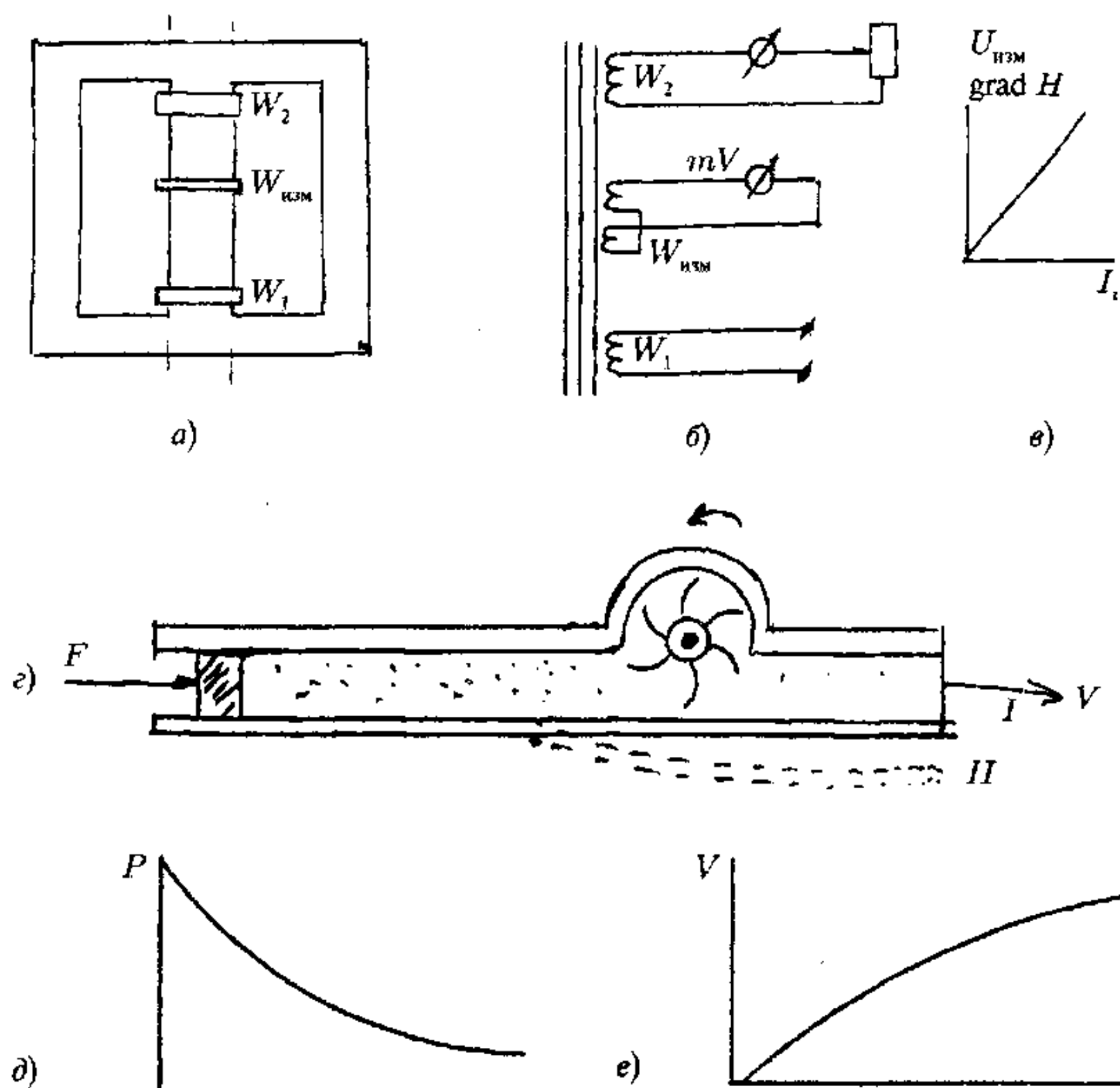


Рис. 3.10. Изменение градиента напряженности магнитного поля в трансформаторе с изменением нагрузки на вторичной обмотке: а) схема размещения обмоток в эксперименте; б) электрическая схема эксперимента; в) изменение эдс на измерительной обмотке при изменении нагрузки на вторичной обмотке; г) эквивалентная механическая схема передачи энергии в газопроводе: I — положение упругой стенки при малом давлении; II — положение упругой стенки при большом давлении; д) эпюра давлений в газопроводе; е) эпюра скоростей в газопроводе

во вторичную обмотку. Все это хорошо соответствует известной эквивалентной схеме трансформатора.

Наличие разомкнутой вторичной обмотки никак не изменяет ситуацию. Однако если вторичная обмотка подключена к нагрузке, то часть энергии потоков эфира, созданных первичной обмоткой, передается электронам вторичной обмотки, скорость потоков ослабевает, магнитное поле перераспределяется и ослабевает. В нем увеличивается градиент скорости потоков эфира и соответственно градиент напряжен-

ности магнитного поля, который растет пропорционально увеличению тока во вторичной обмотке.

Проверка этого обстоятельства может быть выполнена достаточно просто. Необходимо разместить первичную и вторичную обмотки трансформатора на противоположных концах железного сердечника, а посередине разместить третью обмотку, состоящую из двух одинаковых встречно включенных обмоток. На этой третьей обмотке появится эдс, которая будет увеличиваться с увеличением тока во вторичной обмотке. Эта эдс свидетельствует об изменении градиента магнитного поля при изменении тока во вторичной обмотке. Поставленный эксперимент это полностью подтвердил.

Это обстоятельство легко выясняется путем размещения сосредоточенных обмоток на трансформаторе и изменения расстояния между ними. Первичную обмотку нужно расположить на одном конце сердечника, а вторичную на другом, нагрузив вторичную обмотку на активное сопротивление. Посередине сердечника нужно разместить на небольшом расстоянии друг от друга вдоль сердечника два витка, включенных встречно друг другу. По мере уменьшения сопротивления во вторичной цепи и увеличения тока во вторичной обмотке будет не только соответственно расти ток в первичной обмотке, но и увеличиваться напряжение на концах встречно включенных витков в середине обмотки, что далеко не очевидно и никак не вытекает из существующей теории трансформатора (рис. 3.10).

В обычных формулах расчета трансформатора зависимость эдс от того, как расположены обмотки на трансформаторном сердечнике, не предусмотрена. Однако на самом деле, как это следует из выражений взаимосвязи контуров, такая зависимость существует. В обычных трансформаторах этот вопрос обходится тем, что обмотки первичная и вторичная размещаются непосредственно одна над другой, в основном, указанная зависимость тем самым нивелируется, некоторые несоответствия расчетам объясняются так называемыми магнитными полями рассеивания. На самом же деле, несоответствие расчетам нужно объяснить различием в расстояниях между первичными и вторичными обмотками.

Как уже указывалось выше, коэффициент взаимоиндукции проводников непосредственно зависит от расстояния между ними. Поэтому с удалением обмоток на трансформаторе друг от друга коэффициент их взаимоиндукции также должен снижаться. Для проверки этого обстоятельства был выполнен следующий эксперимент (рис. 3.11).

На ферритовом кольце с внешним диаметром в 98 мм, внутреннем диаметре 60 мм и толщиной 15 мм были расположены две обмотки по 10 витков, одна из которых могла перемещаться вдоль кольца (рис. 3.11 а). Первичная обмотка запитывалась от звукового генератора,

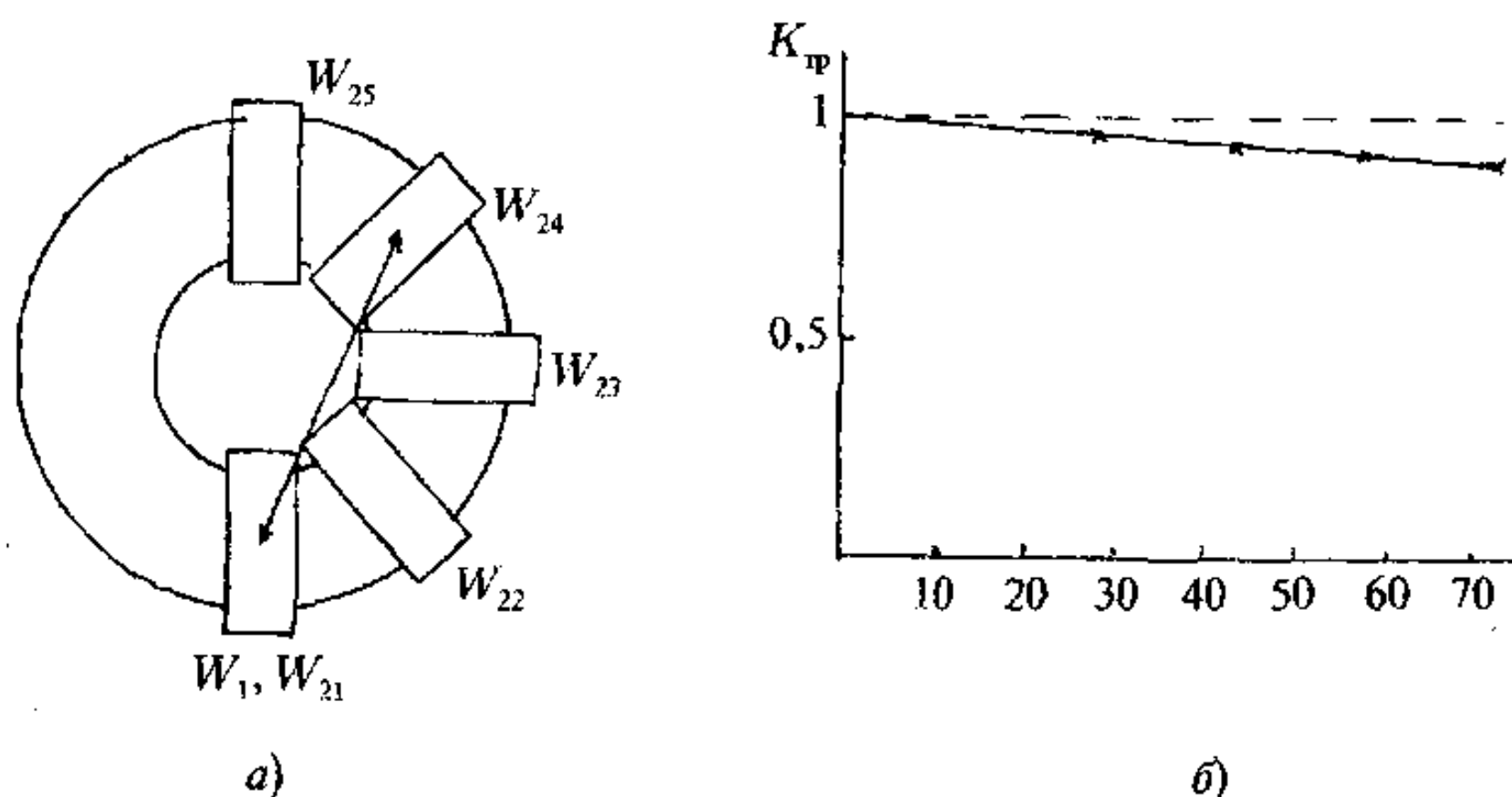


Рис. 3.11. Зависимость относительного значения коэффициента трансформации от взаиморасположения обмоток: а) схема расположения обмоток на кольцевом сердечнике при проведении эксперимента; б) изменение коэффициента трансформации при изменении расстояния между обмотками

на вторичной обмотке в режиме холостого хода измерялась эдс. Измерения проводились на частотах 20 и 200 кГц. Результаты измерений сведены в таблицу и в виде графика показаны на рис. 3.11 б.

Частота	Напряжение На втор. обм., коэфф. транс.	Угол разнесения обмоток на сердечнике, град; (расстояние между центрами обмоток, мм)			
		0° (0 мм)	45° (30,6 мм)	90° (55,9 мм)	180° (79 мм)
20 кГц	$U_2, \text{мВ}$	149	141	136	134
	K_{tr}	1	0,949	0,913	0,899
200 кГц	$U_2, \text{мВ}$	1534	1459	1401	1364
	K_{tr}	1	0,951	0,913	0,899

Некоторый разброс показаний может быть отнесен за счет не точности фиксации расположения обмоток при эксперименте. Однако итоговый результат — более 10 % уменьшения коэффициента трансформации за счет разнесения обмоток на общем сердечнике никак не может быть отнесен на этот счет, так же как не может быть отнесен и на счет традиционного объяснения об индуктивных полях рассеивания.

Можно предположить, что в обычных трансформаторах обнаруженный эффект не сказывается существенно потому, что, как правило, первичная и вторичные обмотки располагаются непосредственно друг над другом.

3.6. Электромагнитная индукция

Как известно, закон электромагнитной индукции

$$e = -Blv \quad (3.75)$$

отражает процесс наведения электродвижущей силы e в проводнике длиной l при перемещении его со скоростью v в магнитном поле, индукция которого равна B . Это закон близкодействия, непосредственно отражающий взаимодействие магнитного поля и движущегося в нем проводника.

Рассмотрим физическую сущность данного процесса.

Как было показано выше, основным видом движения эфира в магнитном поле является все же не вращательное, а поступательное движение эфира, которое может сочетаться с вращательным, но может и не сочетаться.

При отсутствии магнитного поля, т. е. при отсутствии внешних потоков эфира электроны в проводнике находятся в тепловом движении, среднее положение их главных осей распределено в пространстве равномерно. Положение не меняется, если через проводник проникают потоки эфира, поскольку в каком бы положении ни находился электрон, все моменты давления вокруг него будут уравновешены (рис. 3.7 а).

Внешние потоки эфира — внешнее магнитное поле на каждом электроны создают давление торможения на той стороне электрона, которая обращена к потоку. В соответствии с законами газовой механики на этой стороне образуется уплотнение газа, однако избыток этого давления, создающий момент силы, пытающийся повернуть электрон, уравновешивается таким же моментом силы давления на другом участке того же электрона.

Если же проводник начинает двигаться относительно потоков эфира, то симметрия моментов нарушается.

К кольцевому вращению эфира добавляется скорость перемещения проводника, и на одной стороне электрона скорость кольцевого движения электрона складывается со скоростью движения проводника, на противоположном конце вычитается (рис. 3.12).

Изменение давления на стороне электрона, обращенной к потоку, вызывает увеличение плотности эфира на этой стороне электрона, так что

$$\rho_{\pi} = k_{\rho}\rho_{\Sigma}; \quad k_{\rho} = k_v v_m > 1. \quad (3.76)$$

Здесь k_{ρ} — коэффициент увеличения плотности эфира; k_v — коэффициент пропорциональности между коэффициентом увеличения плотности эфира и скоростью внешнего потока эфира v_m , пропорциональной значению магнитной индукции B .

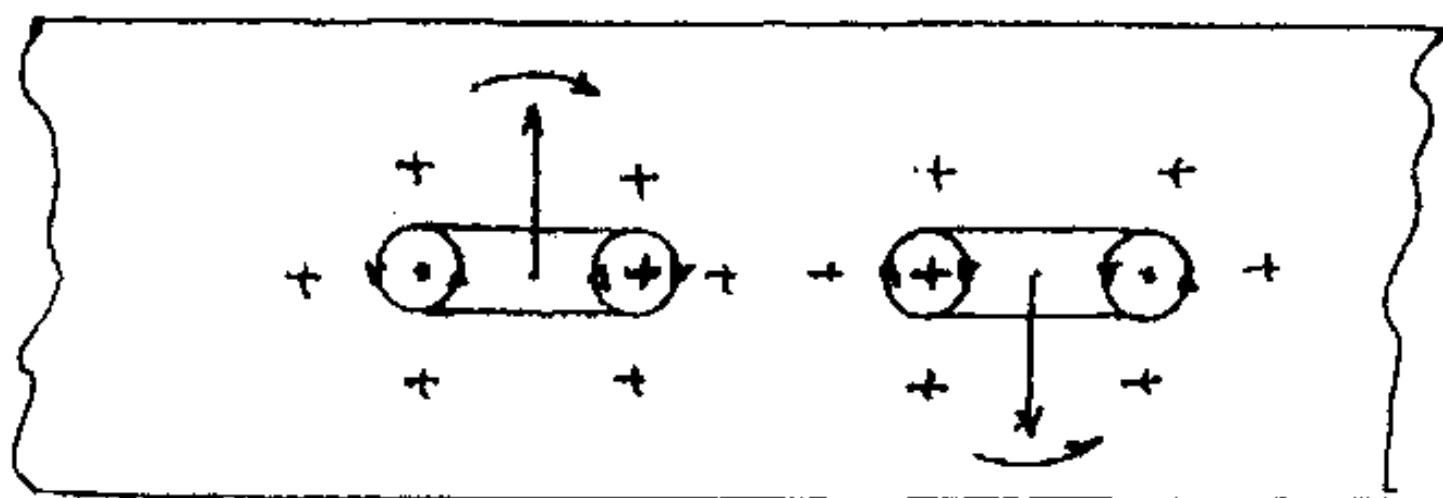


Рис. 3.12. Переориентация электронов в проводнике при его движении в магнитном поле

Изменение давления на том участке электрона, кольцевое движение в котором совпадает с движением проводника, составляет

$$\Delta P_1 = k_p \rho_3 (v_k + v_{\Pi})^2, \quad (3.77)$$

а на том участке, где кольцевое движение имеет противоположное движению проводника направление изменение давления составит:

$$\Delta P_2 = k_p \rho_3 (v_k - v_{\Pi})^2, \quad (3.78)$$

где v_k — скорость кольцевого движения на поверхности электрона; v_{Π} — скорость перемещения проводника.

Разность этих давлений составит

$$\Delta P = \Delta P_1 - \Delta P_2 = 4k_p \rho_3 v_k v_{\Pi} = 4k_v v_k v_m v_{\Pi}, \quad (3.79)$$

а величина момента, разворачивающего главную ось электрона в направлении оси проводника, составит:

$$M = \Delta P s_e r_e = 4k_v v_k v_m v_{\Pi} s_e r_e, \quad (3.80)$$

где s_e — эквивалентная часть поверхности электрона, испытывающая превышение давления от набегающего потока; r_e — радиус электрона.

Поворот всех электронов создаст электродвижущую силу в проводнике, пропорциональную этому углу поворота, а сам угол поворота электрона будет пропорционален разворачивающему моменту:

$$E \sim \alpha_e \sim M \sim v_m v_{\Pi} \sim B v_{\Pi}, \quad (3.81)$$

а напряжение на всей длине проводника l будет равно

$$e = El = B l v_{\Pi}. \quad (3.82)$$

3.7. Взаимодействие постоянного тока и магнита

Взаимодействие постоянного магнита с магнитным полем Земли известно с древних времен. Взаимодействие же магнитной стрелки

с магнитным полем, создаваемым постоянным током, текущим по проводнику, было открыто датским физиком Х. К. Эрстедом только в 1820 г. Именно это открытие вызвало большое число исследований, которые в конечном итоге привели к созданию электродинамики и электротехники. Опыт Эрстеда показал, что намагниченная стрелка, помещенная над проводником с током, отклоняется и устанавливается поперек проводника (рис. 3.13 а).

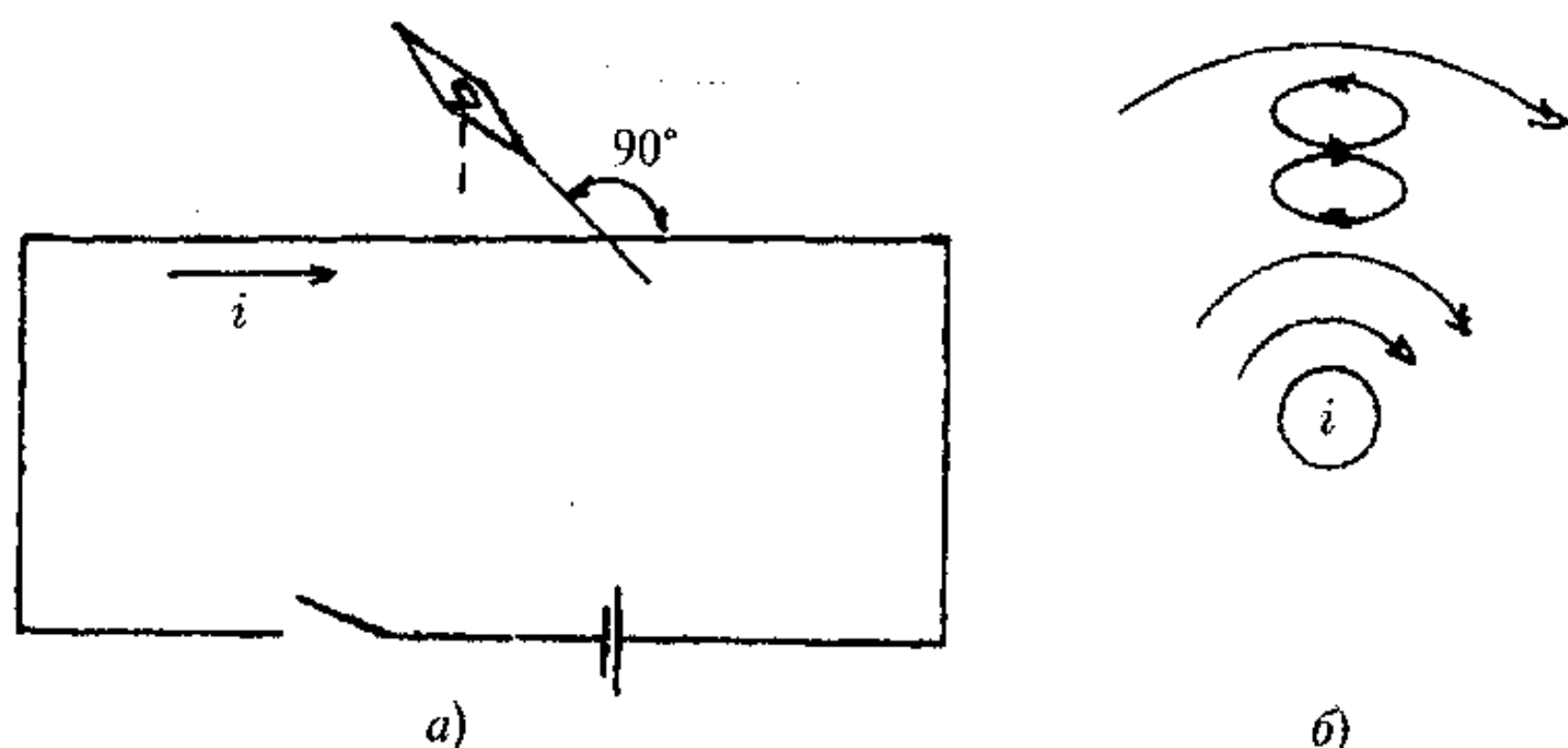


Рис. 3.13. Опыт Эрстеда по воздействию постоянного тока на магнитную стрелку (а) и ориентация доменов в магнитном поле тока проводника (б)

Механизм взаимодействия ламинарного потока эфира, создаваемого током, проходящим по проводнику, и осевой составляющей магнитного потока, создаваемого стрелкой компаса, виден из рис. 3.14. При параллельных потоках градиент скоростей существенно меньше, чем при антипараллельных потоках, отсюда и характер взаимодействия. Не исключено, что вихревая составляющая также участвует во взаимодействии магнитной стрелки с магнитным полем проводника, но эта составляющая должна играть вспомогательную роль.

С позиций эфиродинамических представлений объяснение этого явления заключается в том, что в нем проявляется взаимодействие между потоками эфира, создаваемыми вокруг проводника с током ориентированными в пространстве электронами, главная ось которых частично развернута в направлении оси проводника, и поверхностью доменов железа, ориентированных вдоль оси стрелки (рис. 3.13 б).

Как видно из рисунка, каждый домен будет испытывать со стороны потока эфира, создаваемого электронами проводника, момент сил, определяемый плотностью эфира вблизи поверхности домена, скоростью потока эфира на поверхности домена, градиентом скорости потока вблизи поверхности домена и углом между направлениями внешнего потока эфира и направлением потока на поверхности домена.

Давление эфира в области пересечения потоков определится выражением:

$$P = P_{\text{од}} + \rho v_{\text{н}} v_{\text{д}} \cos \alpha, \quad (3.83)$$

где $P_{\text{од}}$ — давление эфира на поверхности домена при отсутствии магнитного поля; ρ — плотность эфира на поверхности домена; $v_{\text{н}}$ — скорость потока эфира магнитного поля на поверхности домена; $v_{\text{д}}$ — скорость потока эфира самой поверхности домена; α — угол между потоками.

Отсюда сразу видно, что минимум давления будет иметь место при противоположных направлениях потоков эфира в магнитном поле и на поверхности домена, т. е. при максимальном градиенте скорости потока эфира.

Поскольку скорость потока эфира в магнитном поле прямо пропорциональна величине тока, текущего в проводнике и обратно пропорциональна расстоянию D до него, а также пропорциональна магнитному моменту стрелки $p_{\text{м}}$, то общий момент $M_{\text{с}}$, действующий на стрелку со стороны проводника, определится выражением:

$$M_{\text{с}} = k \frac{I p_{\text{м}} \cos \alpha}{D}, \quad (3.84)$$

где k — коэффициент пропорциональности; α — угол между стрелкой и проводником,

3.8. Взаимодействие постоянных магнитов

Магнитные силовые линии постоянных магнитов, в принципе, представляют собой винтовые потоки эфира. Однако в различных явлениях угол наклона винтовых потоков в магнитных силовых линиях, по-видимому, различен и колеблется в широких пределах от 0 до 90°, не достигают ни того, ни другого крайнего значений.

Если бы магнитное поле представляло собой только ламинарные потоки эфира, то при исследованиях эфирного ветра Майкельсоном и последующими исследователями, оно было бы неизбежно обнаружено как проявление эфирного ветра на поверхности Земли, так как значение скорости потока эфира при напряженности магнитного поля Земли от 33,4 А/м у экватора до 55,7 А/м у полюса скорости эфирных потоков составляли бы соответственно от 12,580 км/с до 20,98 км/с. Однако этой составляющей эфирного ветра обнаружено не было, следовательно, она была меньше, чем 3 км/с, т. е. того значения эфирного ветра, которое было обнаружено Морли и Миллером на Евклидовых высотах в 1905 г.

Таким образом, приходится констатировать, что осевая составляющая потока вдоль оси магнитной силовой линии, по крайней мере,

у магнитного поля Земли невелика по сравнению с вихревой (вращательной) составляющей. Это подтверждается тем, что магнитное поле Земли убывает с расстоянием от центра Земли пропорционально кубу радиуса, т. е. по закону Био—Савара. Однако это не значит, что во всех случаях проявления магнитного поля это так.

Как было показано в разделах «Силовое взаимодействие проводников» и «Взаимоиндукция проводников» в тех случаях основную роль играет именно осевая составляющая эфирных потоков, т. е. составляющая потоков, направленная вдоль магнитных силовых линий, вихревая же составляющая практически роли не играет ни в том, ни в другом взаимодействиях. В случае взаимодействия магнитного поля с магнитной стрелкой главную роль также играет осевая составляющая потока, так как скорость вихревой составляющей потока убывает в соответствии с законом Био—Савара обратно пропорционально кубу расстояния, кольцевая же (осевая) составляющая потока убывает вокруг проводника обратно пропорционально первой степени (в свободном заряде обратно пропорционально квадрату расстояния).

Механизм же взаимодействия двух постоянных магнитов существенно образом отличается от приведенного выше. При взаимодействии разноименных полюсов (рис. 3.14 *а*) в воздушном промежутке направления вращения трубок оказываются одинаковыми, так же как и направления осевого перемещения эфира полюса магнита подталкиваются друг к другу. При взаимодействии же одноименных полюсов (рис. 3.14 *б*) вращение вихревых трубок в воздушном промежутке между полюсами оказывается противоположным, так же как и направления осевых потоков. Это заставляет трубки изгибаться, чем создается в них

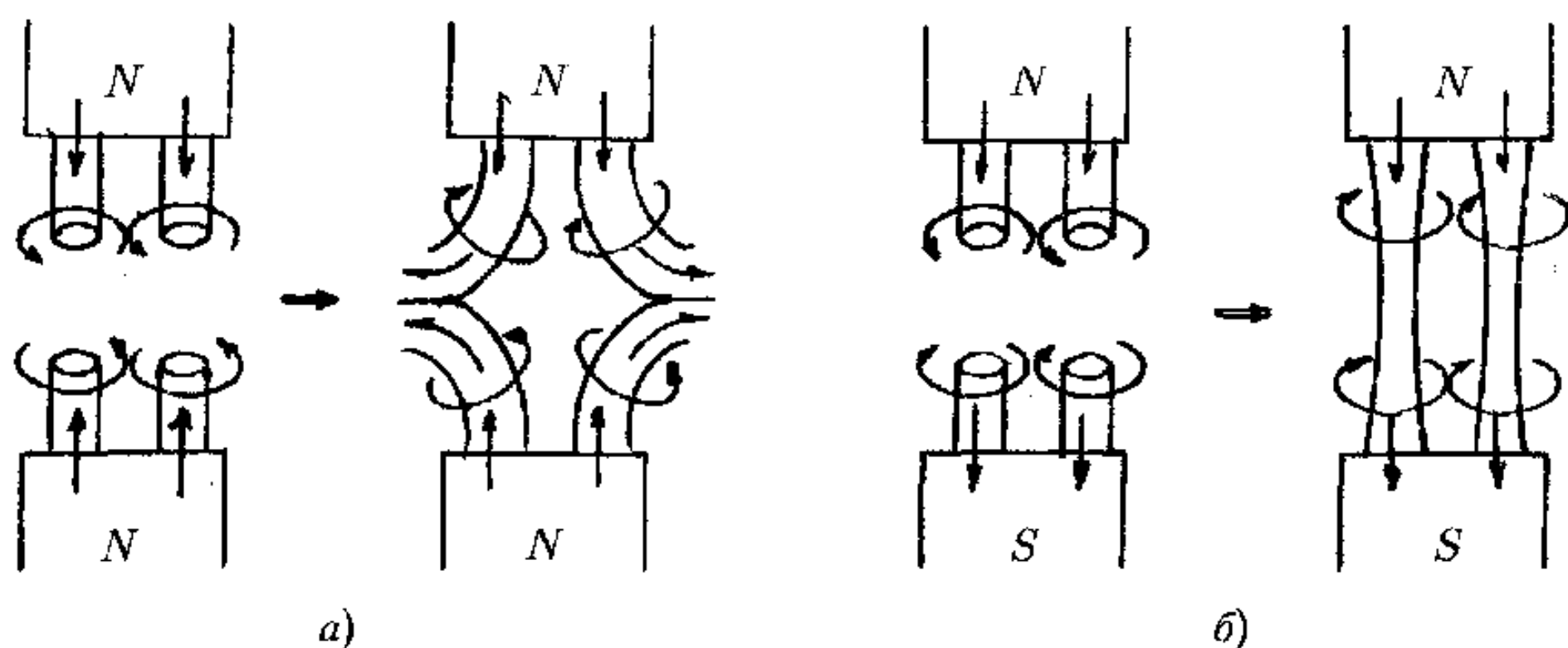


Рис. 3.14. Взаимодействие постоянных магнитов: для одноименных полюсов (*а*); для разноименных полюсов (*б*)

внутреннее напряжение. Давление эфира возрастает, полюса отталкиваются. Здесь главную роль играет вихревая составляющая.

Подводя итог по структуре магнитного поля, можно отметить следующее.

В общем случае магнитное поле представляет собой винтовой поток эфира, в котором винтовой фактор -- отношение угловой скорости к скорости движения эфира вдоль оси может быть различен в разных случаях.

В случае взаимодействия элементарных частиц вещества основную роль играют тороидальные потоки эфира, создаваемые тороидальным движением эфира в частицах, эти потоки, взаимодействуют с поверхностными потоками эфира в теле частиц и заставляют частицы занимать определенное положение в пространстве относительно друг друга.

В случае возбуждения магнитного поля вокруг проводника основную роль играют кольцевые потоки эфира, создаваемые электронами проводника, спины которых ориентированны вдоль оси проводника.

В случае постоянных магнитов главную роль играет вращательная составляющая движения эфира в вихревых трубках магнитного поля.

Глава 4

Электромагнитное поле

4.1. Уравнения Максвелла и их ограниченность

Разработка гидромеханических моделей электрических и магнитных явлений и в XIX в., и сейчас еще наталкивается на большие трудности, поскольку эти явления весьма разнообразны по форме, а сами модели могут базироваться только на представлениях о турбулентных и вихревых движениях жидкости или газа, до настоящего времени изученных далеко не полно. Тем не менее разработка подобных моделей в прошлом принесла большую пользу, именно эти модели легли в основу всей теории электромагнетизма и позволили создать всю ее математическую базу [3, 4].

Практически все гидродинамические модели электромагнитных явлений можно разбить на две группы. В первой группе моделей магнитное поле рассматривается как проявление поступательного движения эфира, а электрическое поле — как проявление вращательного (вихревого) движения эфира. Такой точки зрения придерживались, в частности, Г. Гельмгольц, Челлис, В. Томсон, Дж. Томсон, Н. П. Кастерин. Во второй группе моделей магнитное поле рассматривалось как проявление вихревого движения эфира, а электрическое поле — как проявление поступательного движения. Этой точки зрения придерживались, в частности, Дж. Максвелл и В. Ф. Миткевич.

Пусть α, β, γ — компоненты скорости эфира, u, v, w — угловые скорости вихрей, а ρ_3 — плотность эфира. С учетом этих обозначений запишем для первой группы моделей следующие уравнения:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x} + \frac{\partial \beta}{\partial y} + \frac{\partial \gamma}{\partial z} = \rho_3;$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial y} - \frac{\partial \beta}{\partial z} = u;$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial z} - \frac{\partial \gamma}{\partial x} = v;$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial x} - \frac{\partial \alpha}{\partial y} = w$$

и определим следующие соответствия:

- $\rho_3 \rightarrow \mu_0$ — магнитная проницаемость вакуума;
- $\alpha, \beta, \gamma \rightarrow H_x, H_y, H_z$ — компоненты магнитного поля;
- $u, v, w \rightarrow E_x, E_y, E_z$ — компоненты электрического поля.

Для второй группы моделей имеем следующие соответствия:

- $\rho_3 \rightarrow \epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость вакуума;
- $\alpha, \beta, \gamma \rightarrow E_x, E_y, E_z$ — компоненты электрического поля;
- $u, v, w \rightarrow H_x, H_y, H_z$ — компоненты магнитного поля.

В пользу последних представлений свидетельствовало, в частности, открытое Фарадеем явление поворота плоскости поляризации света в магнитном поле.

В моделях первой группы представление о магнитном поле как о поступательном движении эфира приводит к выводу о возникновении магнитного поля при любом движении через эфир, чего на самом деле нет и что вызывало справедливую критику со стороны авторов второй группы моделей. Однако в моделях второй группы представление об электрическом поле как о поступательном движении эфира приводит к аналогичным выводам о возникновении электрического поля при любом движении через эфир. Это явление тоже не обнаружено. Таким образом, недостатком обеих групп моделей являлось их явное не соответствие опытным данным.

Важным недостатком существующих моделей электромагнетизма явились идеализация и беспредельное распространение движений эфирной жидкости и, как следствие, электромагнитных явлений на все пространство, окружающее собственно область электромагнитных взаимодействий и явлений. Эта идеализация явилась следствием представлений Гельмгольца о движениях идеальной среды, согласно которым вихри не могли ни появляться, ни уничтожаться, а могли лишь перемещаться и меняться в сечении при сохранении циркуляции. Таким образом, вопрос о возникновении и уничтожении вихревых движений не возникал. Между тем, известно, что вихри могут и появляться, и уничтожаться. Это тем более понятно при рассмотрении явлений, связанным с прохождением переменного тока по проводникам: при отсутствии тока магнитного поля в окружающем проводник пространстве нет, а при появлении в нем образуется магнитное поле, т. е. вихревые движения эфира. Налицо явное противоречие модели с реальностью.

Как известно, уравнения электродинамики по Максвеллу в современном изображении имеют вид [47, с. 501):

$$1. \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{d\mathbf{B}}{dt}; \quad (4.1)$$

$$2. \operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{d\mathbf{D}}{dt}; \quad (4.2)$$

$$3. \operatorname{div} \mathbf{D} = \rho; \quad (4.3)$$

$$4. \operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \quad (4.4)$$

Здесь $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ соответственно напряженности электрического и магнитного полей; $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$ и $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ — соответственно электрическая и магнитная индукции; ε и μ — электрическая и магнитная проницаемости среды; $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ — плотность тока проводимости; σ — удельная электропроводность среды; ρ — плотность электрического заряда в среде.

При этом:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = \lim_{\Delta S \rightarrow \infty} \frac{\oint \mathbf{E} d\mathbf{l}}{\Delta S}; \quad (4.5)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \lim_{\Delta S \rightarrow \infty} \frac{\oint \mathbf{H} d\mathbf{l}}{\Delta S}. \quad (4.6)$$

Для решения системы уравнений Максвелла вводятся скалярный электрический φ и векторный магнитный $\mathbf{A}$ потенциалы, так что:

$$\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}; \quad \mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi - \frac{d\mathbf{A}}{dt}. \quad (4.7)$$

При этом если скалярный потенциал φ имеет физический смысл работы, которую нужно выполнить для перемещения единичного заряда из бесконечности в данную точку электрического поля, то векторный потенциал имеет лишь чисто математический смысл как некоторая вспомогательная функция, использование которой имеет лишь методическое значение.

Указанные выше уравнения Максвелла имеют дифференциальную форму.

Им соответствуют уравнения электродинамики в интегральной форме:

$$1. e = \int \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{d\Phi_M}{dt} \text{ — закон Фарадея электромагнитной индукции;} \quad (4.8)$$

$$2. i = \int \mathbf{H} d\mathbf{l} = \frac{dq}{dt} \text{ — закон полного тока;} \quad (4.9)$$

$$\left. \begin{aligned} 3. \Phi_e &= \oint \mathbf{D} d\mathbf{S} = q \\ 4. \Phi_m &= \oint \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{Теоремы Остроградского—Гаусса для} \\ \text{электрического и магнитного полей.} \end{array} \quad \begin{array}{l} (4.10) \\ (4.11) \end{array}$$

Здесь Φ_e и Φ_m — соответственно потоки электрического смещения $\mathbf{D}$ и магнитной индукции $\mathbf{B}$ сквозь замкнутую поверхность $d\mathbf{S}$, охватывающую свободный заряд q .

Разберем последовательно физический смысл уравнений.

1. Первое дифференциальное уравнение Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{d\mathbf{B}}{dt}; \quad (4.12)$$

и соответствующе ему интегральное уравнение

$$\int \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{d\Phi_m}{dt} \quad (4.13)$$

выражают тот факт, что если в замкнутом контуре изменяется магнитный поток, то в самом контуре возбуждается эдс e , величина которой определится указанными уравнениями. В частности, если контур лежит в плоскости xy , то магнитная индукция имеет направление оси z , перпендикулярной плоскости xy .

Тогда будем иметь:

$$e_{xy} = -\frac{\mu dH_z}{dt}. \quad (4.14)$$

1) Приведенное уравнение предполагает возможность изменения магнитной напряженности вдоль оси z без какого бы то ни было поперечного перемещения магнитного поля в пространстве. Однако следует заметить, что реально такого процесса в природе не существует. На самом деле изменения напряженности магнитного поля можно добиться только сгущением силовых линий и добавлением их в контур **с боков** контура (рис. 4.1).

При этом ЭДС в контуре возникает не за счет изменения напряженности магнитного поля **внутри** контура, а за счет **пересечения проводников контура магнитными силовыми линиями**, добавляемыми к тем, что уже имеются внутри контура. Таким образом, механизм появления ЭДС в контуре иной, нежели предусмотрен первым уравнением Максвелла, соответственно должно быть несколько иным и само уравнение, описывающее этот процесс. Главное то, что в первом уравнении Максвелла отсутствует описание процесса пересечения силовыми линиями магнитного поля проводника контура.

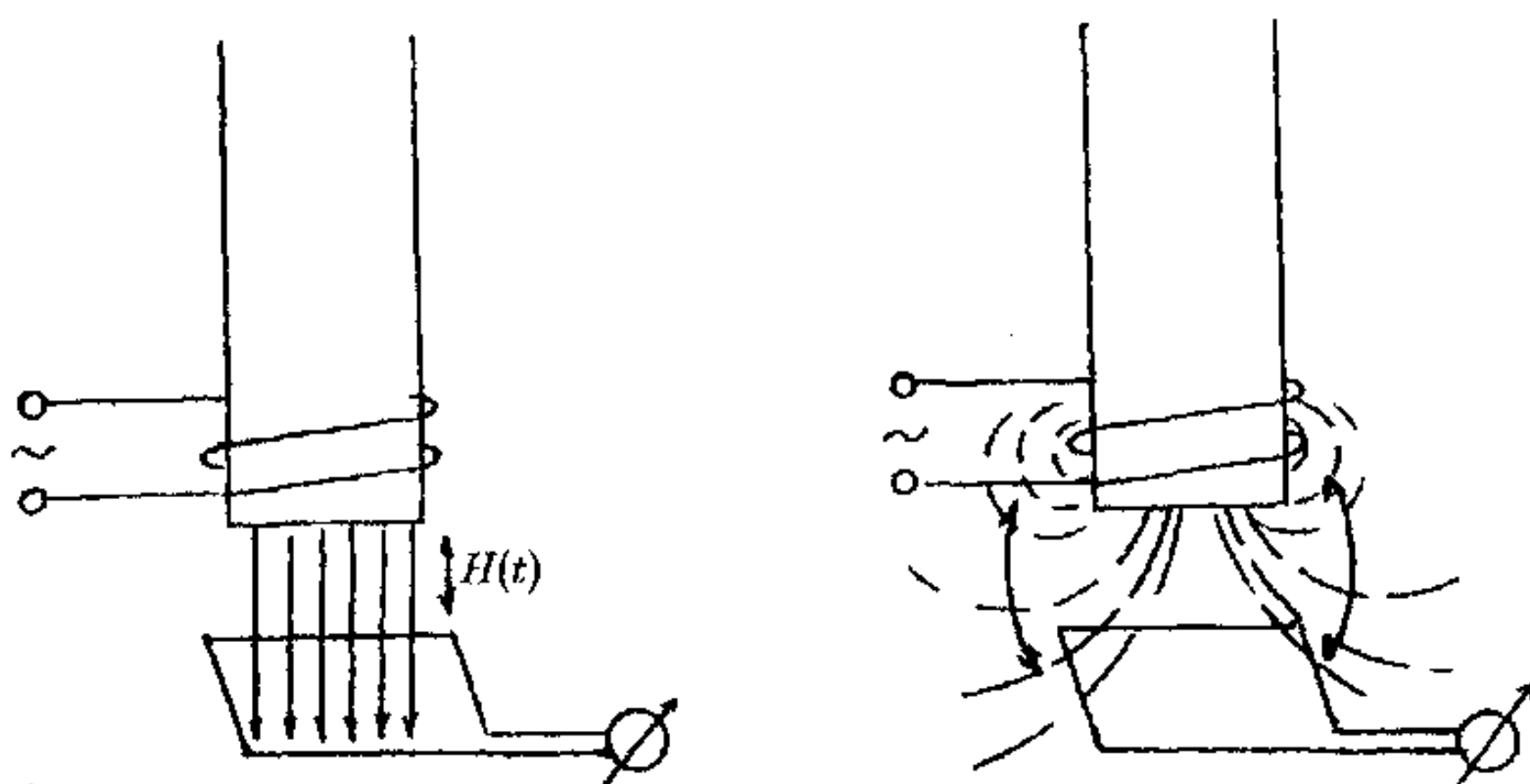


Рис. 4.1. Наведение эдс в контуре по Максвеллу (а) и в реальности (б)

2) Первое уравнение Максвелла описывает процесс в плоскости, но не в объеме. Собственно изменение напряженности H_z вдоль оси z в нем отсутствует. Поворот же плоскости в осях координат, когда в уравнение попадают и в правую, и в левую части все три декартовых координаты, сути не меняет.

Почему же первое уравнение Максвелла и вытекающий из него интегральный закон Фарадея магнитной индукции позволяет хорошо производить расчеты, например, трансформаторов и многих других магнитных систем? Ответ прост. Изменение магнитного поля внутри контура является следствием добавления магнитных силовых линий с боков контура, численно они почти совпадают, и это позволяет, игнорируя суть процесса, выполнять в большинстве случаев необходимые расчеты с удовлетворительной точностью. Но не во всех, иногда отклонения в расчетах превышают допустимые погрешности и весьма существенно.

3) В уравнении правая и левая части не эквивалентны. Правая часть уравнения выступает причиной, а левая часть — ее следствием. Если путем изменения магнитной индукции с постоянной скоростью можно создать на контуре постоянную эдс, то обратное действие не может быть реализовано, так как создав на контуре постоянную эдс никакого постоянного изменения магнитной индукции получить нельзя. Поэтому правильно было бы между правой и левой частями уравнения поставить не знак равенства «=», а знак « $\Leftarrow$ », указывающий, что левая часть является следствием правой:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} \Leftarrow -\frac{d\mathbf{B}}{dt}; \quad (4.15)$$

то же относится и к интегральной форме:

$$e = \int \mathbf{E} \, dl \Leftarrow -\frac{d\Phi_M}{dt}. \quad (4.16)$$

Следует заметить, что способов здесь поменять причину и следствие местами в природе не существует, т. е. если изменяя во времени магнитный поток можно в контуре создать ЭДС, то обратная операция невозможна: нельзя, создав в контуре постоянную ЭДС, получить в нем изменяющееся во времени магнитное поле.

2. Второе дифференциальное уравнение Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{d\mathbf{D}}{dt}; \quad (4.17)$$

и соответствующее ему интегральное уравнение (закон полного тока)

$$i = \oint \mathbf{H} \, dl = \frac{dq}{dt} \quad (4.18)$$

выражают тот факт, что если в проводнике течет ток, то вокруг проводника возникает магнитное поле, величину которого можно определить.

Принципиально второе уравнение Максвелла можно разделить на две части:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}' = \mathbf{j}; \quad (4.19)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}'' = \frac{d\mathbf{D}}{dt}. \quad (4.20)$$

Интегральная форма — закон полного тока отражает собой только первую часть, для второй части аналогичная форма отсутствует, хотя и может быть несложно написана, например, в виде

$$\oint \mathbf{H} \, dl = \frac{S d\mathbf{D}}{dt}. \quad (4.21)$$

В отличие от первого уравнения второе уравнение Максвелла и закон полного тока отражают реальный процесс возникновения магнитного поля вокруг проводника. Однако и здесь можно сделать некоторые замечания.

1) Закон полного тока является аналогом закона постоянства циркуляции для вихревого движения невязкой и несжимаемой жидкости:

$$\oint \mathbf{v} \, dl_1 = \Gamma, \quad (4.22)$$

где $\mathbf{v}$ — скорость потока жидкости вокруг центра вихря, а Γ — напряженность вихря. Этот закон отражает вихревую статику, т. е. движение

жидкости в установившемся вихре. Соответственно и закон полного тока, и второе уравнение Максвелла отражают статику магнитного поля, а вовсе не динамику.

2) Как во втором уравнении Максвелла, так и в законе полного тока отсутствуют какие-либо изменения процессов во времени, поэтому, например, если изменилась величина тока, то в соответствии с уравнением закона полного тока величина напряженности

$$H = \frac{i}{2\pi r}$$

должна мгновенно измениться независимо от того, на каком расстоянии от самого проводника с током находится магнитная силовая линия. Никакого запаздывания процесса уравнением не предусмотрено, что противоречит смыслу, так как запаздывание следствия (напряженности магнитного поля) по отношению к причине, его вызвавшего, (току) должно быть.

3) Второе уравнение Максвелла, так же как и первое, описывает процесс в плоскости, но не в объеме. Собственно изменение напряженности E вдоль его направления в нем отсутствует. И так же как и в первом уравнении поворот плоскости в осях координат, когда в уравнение попадают и в правую, и в левую части все три декартовых координаты, сути не меняет.

4) Во втором уравнении Максвелла, как и в первом, правая и левая части не эквивалентны. Здесь также правая часть уравнения выступает причиной, а левая часть — ее следствием. Если путем изменения электрической индукции с постоянной скоростью или пропусканием тока через проводник можно создать в окрестностях магнитное поле, то обратное действие не может быть реализовано, так как создав в окрестностях проводника постоянное магнитное поле никакого постоянного изменения электрической индукции или постоянного тока в проводнике получить нельзя. Поэтому и здесь правильно было бы между правой и левой частями уравнения поставить не знак равенства «=», а знак « $\Leftarrow$ », указывающий, что левая часть является следствием правой:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} \Leftarrow \mathbf{j} + \frac{d\mathbf{D}}{dt}; \quad (4.23)$$

и соответствующее ему интегральное уравнение (закон полного тока)

$$i = \oint \mathbf{H} \, dl \Leftarrow \frac{dq}{dt}. \quad (4.24)$$

3. Третье дифференциальное уравнение Максвелла

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho; \quad (4.25)$$

и соответствующее ему интегральное уравнение — теорема Остроградского—Гаусса для электрического поля

$$\Phi_e = \int \mathbf{D} d\mathbf{S} = q \quad (4.26)$$

грешат тем же: в них отсутствует временной фактор и, следовательно, это уравнения статики. Правда, если теорема Остроградского—Гаусса в учебниках обычно помещается в раздел электростатики, то дифференциальное выражение того же — третье уравнение Максвелла помещается в тех же учебниках в раздел динамики, что ничем не обосновано. То, что интегральная форма является формой статической, легко видеть из того обстоятельства, что определенное из этого выражения электрическое смещение

$$D = \frac{q}{4\pi r^2}$$

должно изменяться мгновенно при изменении заряда q . Обычным возражением против этого является то, что одиночный заряд изменить невозможно, а привнесение дополнительного заряда есть процесс дополнительный, который описывается уже совсем иначе. Тем не менее, математическое описание все равно должно предусматривать наличие запаздывающего потенциала, а этого в уравнении нет.

Кроме того в уравнении следовало бы также определить причинно-следственные отношения в виде соответствующего их написания:

$$\Phi_e = \oint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} \Leftarrow q; \quad (4.27)$$

и соответственно

$$D \Leftarrow \frac{q}{4\pi r^2}. \quad (4.28)$$

4. Четвертое дифференциальное уравнение Максвелла

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad (4.29)$$

и соответствующее ему интегральное уравнение — теорема Остроградского—Гаусса для магнитного поля

$$\Phi_m = \int \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0 \quad (4.30)$$

не вызывают особых возражений, кроме разве что своей недостаточности, так как они также фиксируют некоторую статику, в них также отсутствует временной фактор. Четвертое дифференциальное уравнение Максвелла тоже без всякого обоснования помещается в учебниках в раздел динамики.

Интегральная же форма, помещаемая в раздел статики, выражает тот очевидный факт, что магнитные силовые линии всегда замкнуты и, следовательно, сколько их вышло из замкнутой поверхности, столько же и должно войти в нее. Никаких временных процессов она не отражает.

Таким образом, динамические процессы, протекающие в электромагнитном поле, отражаются не всеми четырьмя уравнениями Максвелла, а только первым и половиной второго, причем первое уравнение не отражает собой реального процесса возникновения эдс в проводнике при изменении во времени магнитного поля. Первая же половина второго уравнения Максвелла, а также третье и четвертое уравнения являются уравнениями вихревой статики и, в принципе, к электродинамике отношения не имеют.

И первое, и второе уравнения Максвелла игнорируют поля, находящиеся вне контуров. Однако соседние однонаправленные вихри, имея на своей периферии в сопредельных областях потоки среды — эфира противоположного направления, создают взаимную компенсацию полей (рис. 4.2). Это обстоятельство не учтено первыми двумя уравнениями. Если бы это учитывалось, то как электрическая, так и магнитная напряженности не всегда были бы одними и теми же для первого и второго уравнений.

Наконец, все уравнения Максвелла выведены из предположения об идеальности эфира и, следовательно, подразумевающие отсутствие у него вязкости и сжимаемости. В таком эфире вихри не могут ни образовываться, ни исчезать, что полностью не соответствует опытным данным: напряжения и магнитные поля возникают и исчезают, но это не заложено в физику уравнений. В физику уравнений Максвелла также не заложена сжимаемость полей, непосредственно вытекающая из сжимаемости эфира.

Полученные Максвеллом уравнения электромагнитного поля на основе гидромеханических представлений электромагнитных явлений и их всесторонняя апробация во многих практических приложениях подтверждают правомерность метода аналогий, использованного Максвеллом и, казалось бы, из этого не вытекает необходимость какого-либо уточнения уравнений электродинамики. Однако эти уравнения в соответствии с представлениями Гельмгольца о поведении вихрей в жидкости отражают всего лишь процесс перемещения вихрей в пространстве и не отражают процесса образования этих вихрей. Для того

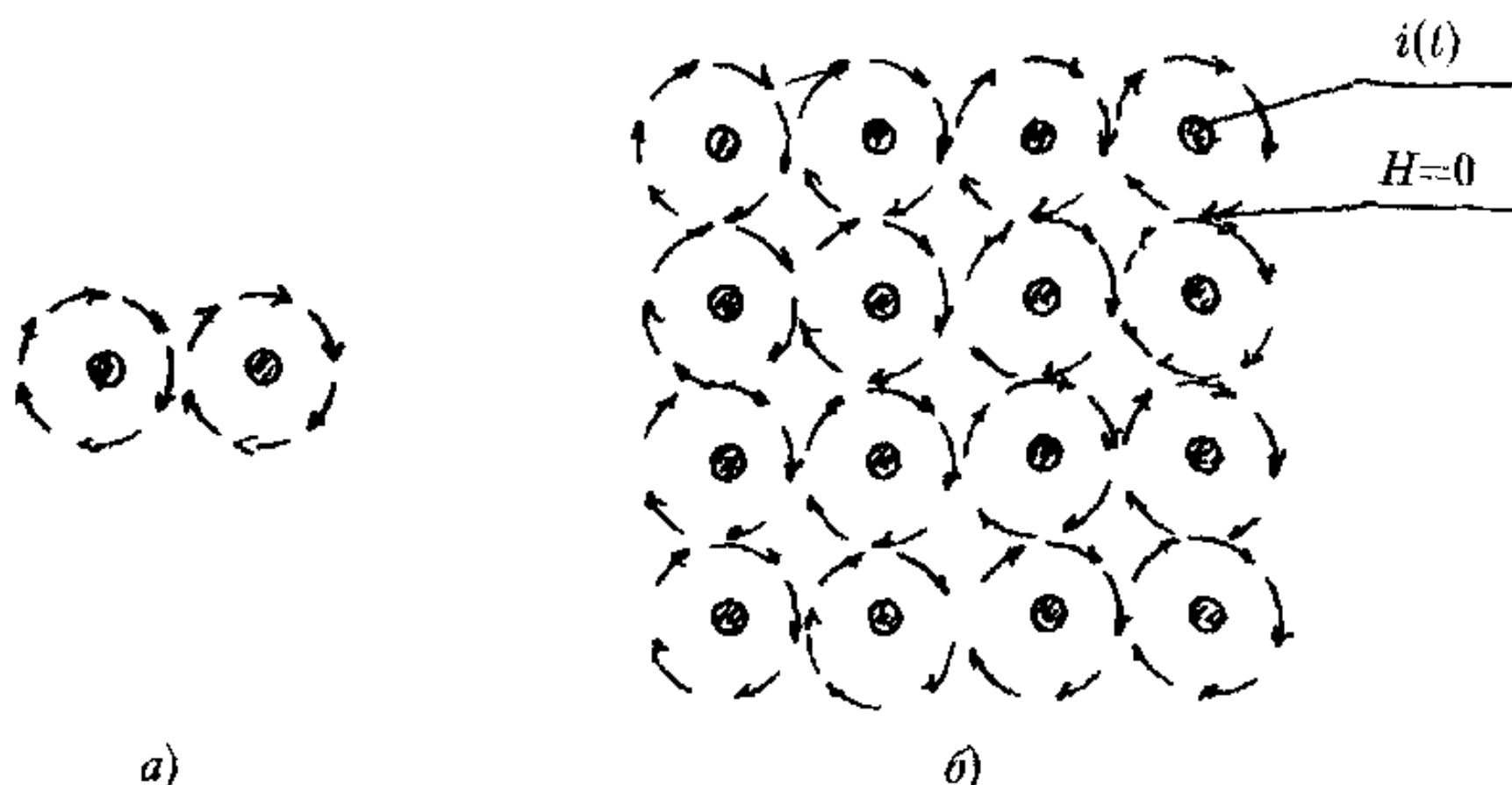


Рис. 4.2. Компенсация магнитного поля в распределенной системе токов (а) и компенсация электрического поля в распределенной системе магнитного поля (б)

чтобы рассмотреть процесс в целом, необходимо провести дополнительные построения.

Таким образом, уравнения электродинамики Максвелла не являются совершенными, как не является совершенным ничто на свете. И поэтому над ними нужно продолжать работать.

4.2. Некоторые уточнения уравнений электродинамики

Рассмотрим элементарный объем среды, находящейся под воздействием приложенной эдс, а также внешних магнитных полей (рис. 4.3).

С учетом модели электрического поля вытекает, что ток является следствием электрической напряженности, действующей в цепи, а магнитное поле вокруг проводника является следствием упорядоченной ориентации в проводнике электрических зарядов. Для элемента среды в данной цепи необходимо учитывать четыре электрических напряженности, суммирующиеся друг с другом и создающие электрический ток: $\mathbf{E}_\varphi$ — напряженность от внешнего источника эдс; $\mathbf{E}_{н1}$ — напряженность, наводимую со стороны других токов, меняющихся во времени, внешних по отношению к рассматриваемому объему; $\mathbf{E}_{н2}$ — напряженность, наводимую со стороны источника объема так, что линии (трубки вихрей) его магнитного поля пересекают этот объем; $\mathbf{E}_{н3}$ — напряженность электрической самоиндукции, своим происхождением

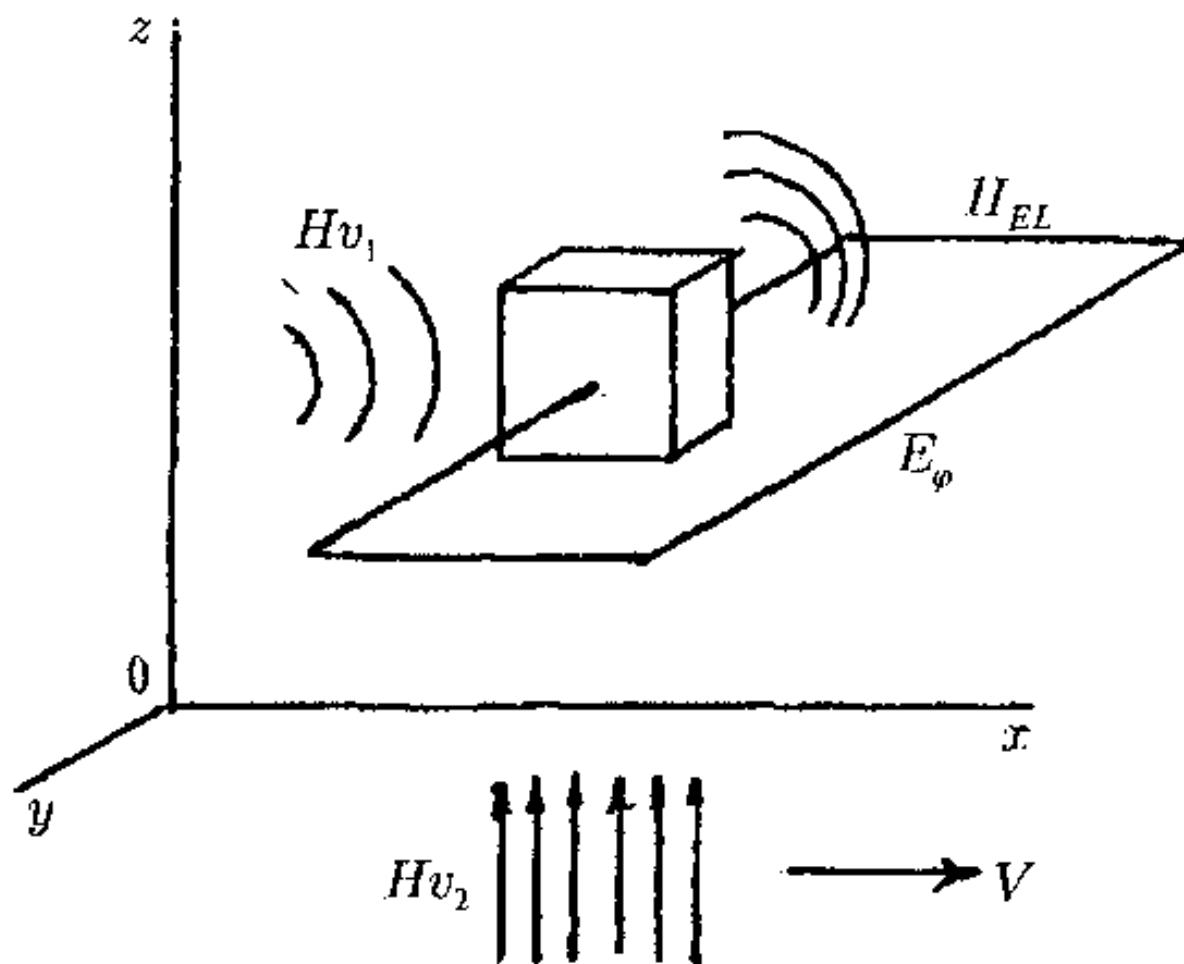


Рис. 4.3. Образование электрического тока в среде

обязанная тому, что вокруг проводника с током возникает магнитное поле, препятствующее изменению тока в этом проводнике.

Плотность тока δ_e , возникающего в цепи, определяется этими напряженностями и проводимостью среды. В свою очередь, ток вызовет магнитное поле, напряженность которого равна $\mathbf{H}_{ei}$, так что

$$\text{rot } \mathbf{H}_{ei} = \delta_e = \left(\sigma + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \right) (\mathbf{E}_{\varphi} + \mathbf{E}_{n1} + \mathbf{E}_{n2} + \mathbf{E}_{ei}). \quad (4.31)$$

Аналогично при рассмотрении элементарного объема среды, находящегося под воздействием приложенной внешней мдс (магнито-движущей силы), а также под влиянием внешних магнитных полей (рис. 4.4), получим:

$$\text{rot } \mathbf{E}_{ei} = \delta_m = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{H}_{\psi} + \mathbf{H}_{E1} + \mathbf{H}_{E2} + \mathbf{H}_{ei}). \quad (4.32)$$

Здесь $\mathbf{H}_{\psi}$ — напряженность магнитного поля от внешнего источника мдс; $\mathbf{H}_{E1}$ — напряженность магнитного поля, наводимая со стороны электрических токов, внешних относительно объема и меняющихся во времени; $\mathbf{H}_{E2}$ — напряженность магнитного поля, наводимая со стороны источника электрического поля, перемещающегося относительно рассматриваемого объема (введена по аналогии с явлением электромагнитной индукции); $\mathbf{H}_{ei}$ — напряженность магнитной самоиндукции, возникающая вследствие образования вокруг объема электрического тока; δ_m — плотность магнитного тока.

В приведенных выражениях слева от знака равенства находятся следственные параметры, справа — причинные.

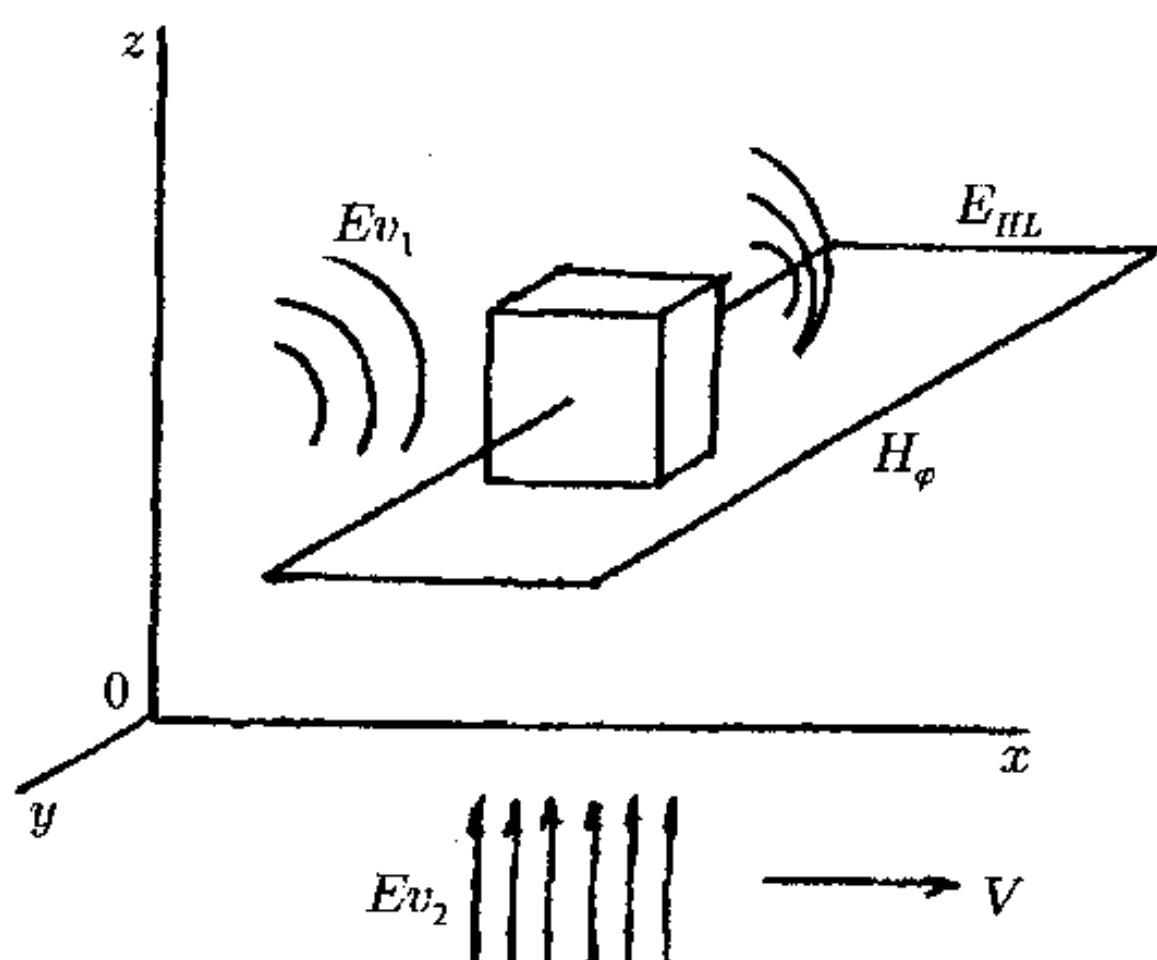


Рис. 4.4. Образование магнитного потока в среде

Приведенные выражения представляют собой модифицированные Второе и Первое уравнения Максвелла, отличающиеся от последних тем, что обычно используемый в уравнениях Максвелла «сторонний ток» выражен через напряженности, а также с учетом источников электрического и магнитного полей, внешних относительно рассматриваемого объема. Представленные в такой форме уравнения электромагнитного поля позволяют сделать некоторые отличные от обычных выводы.

Действительно, в общем случае напряженности магнитного и электрического полей, используемые в обоих уравнениях, разные, а не одинаковые, как это имеет место в уравнениях Максвелла. Напряженность магнитного поля $\mathbf{H}_{ei}$, стоящая в левой части первого уравнения (модернизированного Первого уравнения Максвелла), является частью всей электрической напряженности правой части второго уравнения (модернизированного Первого уравнения Максвелла); напряженность электрического поля $\mathbf{E}_{vi}$, стоящая в левой части второго уравнения, является частью всей магнитной напряженности правой части первого уравнения.

Чтобы показать, что полученный результат не столь тривиален, как это может показаться с первого взгляда, рассмотрим частный случай, при котором $\delta_e \neq 0$, в то время как $H_{\Sigma} = 0$, т. е. ток течет и меняется во времени, а магнитное поле отсутствует, при этом никаких внешних источников магнитного поля нет, т. е.

$$\mathbf{H}_{\psi} = \mathbf{H}_{ei} = 0.$$

В самом деле, если $E_x(t) \neq 0$ при $E_y = E_z = 0$, а $\frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{\partial E_x}{\partial z} = 0$, т. е. электрическое поле распределено в пространстве равномерно и во всех точках одинаково, то все второе уравнение обращено в нуль, т. е.

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}_{ei} = 0; \quad \delta_m = 0; \quad H_\Sigma = 0,$$

а первое уравнение приобретает вид

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_{ei} = \delta_e = \left(\sigma + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E}_\varphi. \quad (4.33)$$

Никакого противоречия здесь нет, так как в данном случае

$$\mathbf{H}_\Sigma = \mathbf{H}_{E1} + \mathbf{H}_{Ei}; \quad \mathbf{H}_{E1} = -\mathbf{H}_{Ei},$$

т. е. в каждой точке пространства произошла полная компенсация полей, внутреннего и внешнего по отношению к любому рассматриваемому объему, хотя и складывается на первый взгляд парадоксальная ситуация: при наличии переменного во времени электрического тока магнитное поле полностью отсутствует. На самом деле это поле полностью скомпенсировано в каждой точке пространства, и если какой-то объем проводника извлечь, то по границам этого вынутого объема и в самом объеме немедленно появится соответствующее магнитное поле.

Аналогично возможна и ситуация, при которой $H_x(t) \neq 0$ при $H_y = H_z = 0$, а $\frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{\partial H_x}{\partial z} = 0$, т. е. магнитное поле распределено в пространстве равномерно и во всех точках одинаково, пульсирует во времени, то все первое уравнение обращается в нуль, т. е.

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_{ei} = 0; \quad \delta_e = 0; \quad E_\Sigma = 0,$$

а второе уравнение приобретает вид

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}_{ei} = \delta_m = \mu \frac{\partial \mathbf{H}_\psi}{\partial t}. \quad (4.34)$$

Здесь также нет противоречий, хотя парадоксальность ситуации аналогична предыдущей: при наличии переменного во времени магнитного поля электрическое поле отсутствует, а на самом деле полностью скомпенсировано в каждой точке пространства.

Экспериментальная проверка высказанных положений подтвердила их. В эксперименте была использована плоскость, на которой был размещен ряд проволочных контуров, включенных последовательно, через которые пропусклся переменный ток. Контур создавали переменное магнитное поле в окружающем их пространстве. Над контурами размещалась измерительная рамка, к которой был подключен измерительный прибор. Переключение контуров осуществлялось таким

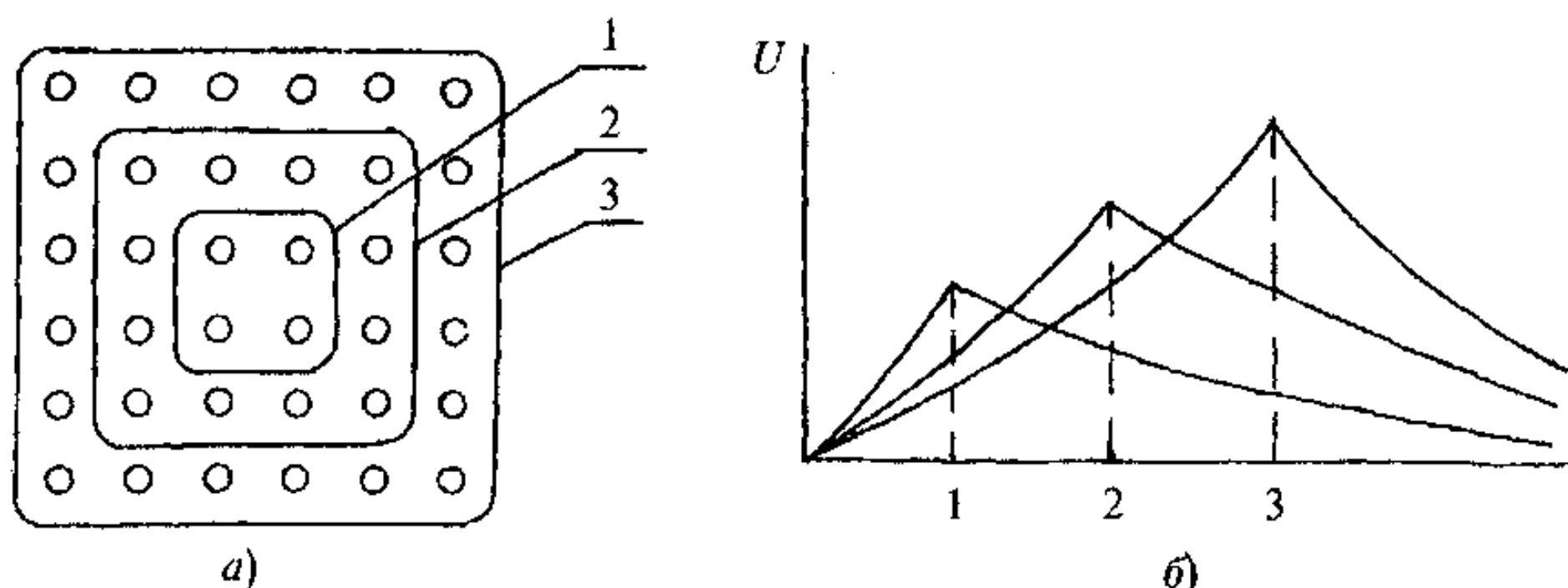


Рис. 4.5. Изменение эдс на измерительных контурах по мере увеличения числа подключаемых токонесущих контуров

образом, что поочередно мог подключаться соответствующий контур проводочных контуров (рис. 4.5).

Эксперимент показал, что по мере подключения внутренних по отношению к измерительной рамке контуров эдс на ней растет, а по мере последующего подключения внешних по отношению к рамке контуров эдс начинает уменьшаться. Это оказалось справедливым для всех размеров рамок. Тем самым высказанные выше положения нашли свое подтверждение.

Следует отметить, что разобранная задача с равномерными пульсирующими во времени полями непосредственно с помощью уравнений Максвелла не может быть решена, так как в них электрические и магнитные напряженности в обоих уравнениях равны между собой, «сторонних токов» здесь также нет. Проследить факт взаимной компенсации составляющих полей по этим уравнениям трудно. Нулевой результат как решение задачи на основе уравнений Максвелла возможен лишь в том случае, если все составляющие полей и токов равны нулю, что противоречит исходным условиям задачи.

Приведенные модернизированные уравнения электродинамики почти полностью совпадают с первыми двумя уравнениями Максвелла если рассматривать границу распространяющегося в пространстве поля при условии, что за этой границей (в сторону распространения) нет источников поля. Тогда

$$\mathbf{E}_{n1} = 0; \quad \mathbf{E}_{n2} = 0; \quad \mathbf{H}_{e1} = 0; \quad \mathbf{H}_{e2} = 0.$$

И уравнения приобретают вид уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_{ei} = \delta_e = \left(\sigma + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \right) (\mathbf{E}_\varphi + \mathbf{E}_{ni}) = \delta_{e \text{ стор}} + \left(\sigma + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E}_{ni}; \quad (4.35)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}_{ei} = \delta_m = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{H}_\psi + \mathbf{H}_{Ei}) = \delta_{e \text{ стор}} - \mu \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{H}_{Ei}. \quad (4.36)$$

Соответственно может быть уточнен и закон Фарадея

$$e = \int \mathbf{E} d\mathbf{l} = -S \frac{dB_m}{dt}. \quad (4.37)$$

В уточненном виде он приобретет вид

$$e = \int \mathbf{E} d\mathbf{l} = -S \frac{d(B_i - B_e)}{dt} \quad (4.38)$$

и при $B_i = B_e$ $e = 0$.

По аналогии с законом электромагнитной индукции Фарадея на основании уравнения электромагнитного поля можно предложить выражение для магнитоэлектрической индукции:

$$(Hl) = S \left(\sigma + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \right) (\mathbf{E}_i - \mathbf{E}_e), \quad (4.39)$$

где S — площадь контура, охватывающего протекающий в среде ток.

Отличие от закона полного тока здесь также заключается в учете внешних относительно контура полей.

Рассмотрим процесс распространения поля электрической индукции в пространстве. Факт распространения вихревого движения жидкости вдоль оси вихря позволяет сформулировать положение о том, что поток вектора вихря, а соответственно и поток индукции, входящий в некоторый объем, не равны потоку вектора, а соответственно и потоку электрической индукции, выходящего из этого объема, причем разница будет обуславливаться запаздыванием потока вихря вдоль оси.

Если поток вектора электрической индукции D от заряда q проходит через поверхность параллелепипеда со сторонами dx, dy, dz (рис. 4.6), то потоки вектора D , прошедшие через грани, равны соответственно:

сквозь ближайшую грань

$$-Dx dy dz;$$

сквозь дальнюю грань

$$\left(Dx + \frac{\partial Dx}{\partial x} dx + \frac{\partial Dx}{\partial t} dt \right) dy dz;$$

сквозь левую грань

$$-Dy dx dz;$$

сквозь правую грань

$$\left(Dy + \frac{\partial Dy}{\partial y} dy + \frac{\partial Dy}{\partial t} dt \right) dx dz;$$

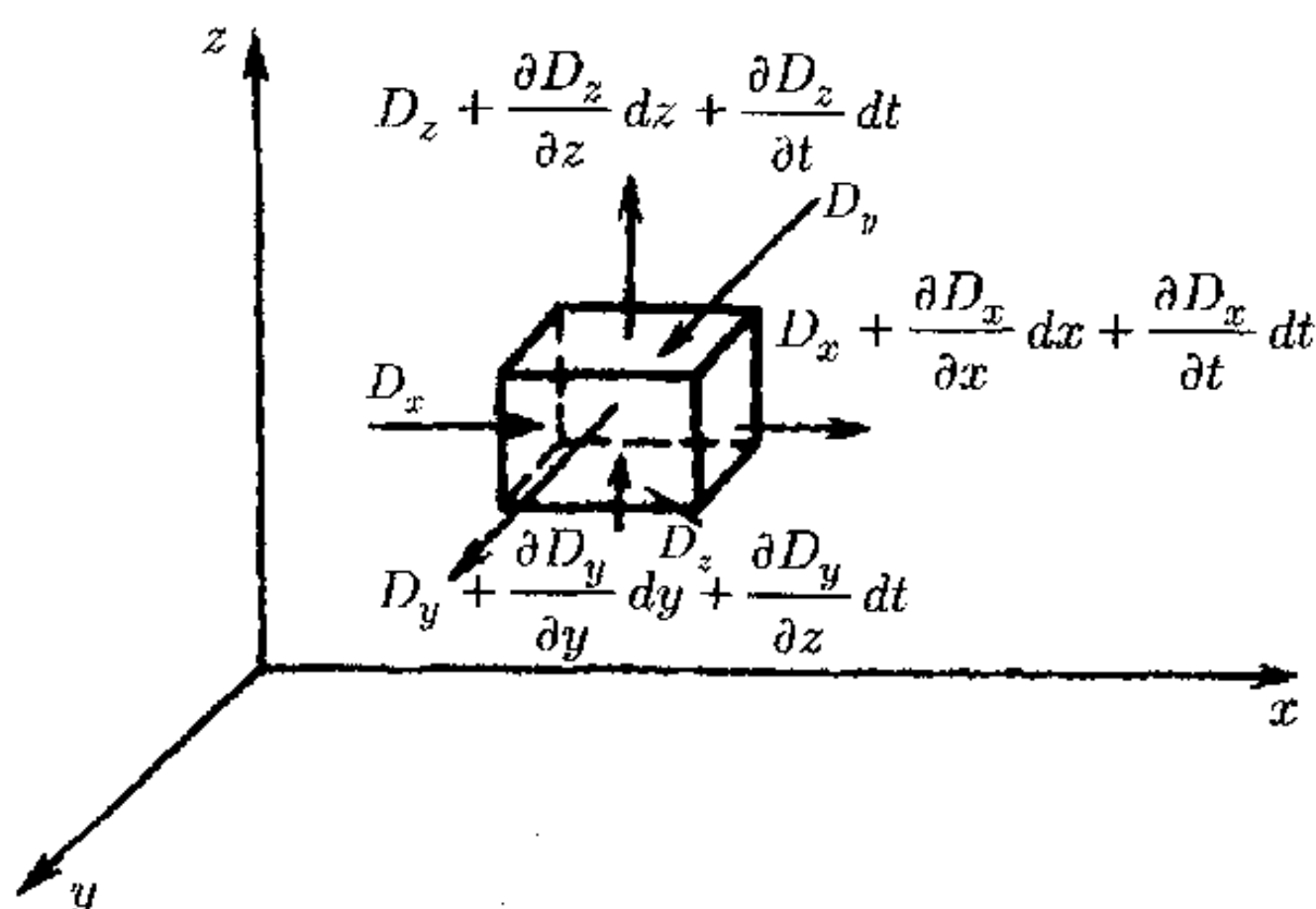


Рис. 4.6. К выводу уравнений распространения электрической индукции

сквозь нижнюю грань

$$-D_z dx dy;$$

сквозь верхнюю грань

$$\left(D_z + \frac{\partial D_z}{\partial z} dz + \frac{\partial D_z}{\partial t} dt \right) dx dz.$$

Суммируя потоки через все грани и деля их сумму на объем параллелепипеда, находим:

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_x}{c_x \partial t} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_y}{c_y \partial t} + \frac{\partial D_z}{\partial z} + \frac{\partial D_z}{c_z \partial t} = \rho,$$

где

$$c_x = \frac{dx}{dt}; \quad c_y = \frac{dy}{dt}; \quad c_z = \frac{dz}{dt};$$

и таким образом

$$\operatorname{div} \mathbf{D} + \frac{\partial D_x}{c_x \partial t} + \frac{\partial D_y}{c_y \partial t} + \frac{\partial D_z}{c_z \partial t} = \rho, \quad (4.40)$$

$$\frac{1}{c^2} = \frac{1}{c_x^2} + \frac{1}{c_y^2} + \frac{1}{c_z^2},$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} + \frac{\partial \mathbf{D}}{c \partial t} = \rho, \quad (4.41)$$

что отличается от третьего уравнения Максвелла наличием члена $\frac{\partial \mathbf{D}}{c \partial t}$.

Деления вектора $\mathbf{D}$ на вектор $\mathbf{c}$ не должно смущать, так как оба эти вектора — электрического смещения и скорости его продольного распространения коллинеарны, т. е. направлены строго в одну и ту же сторону, их отношение — скаляр.

Полученное дифференциальное уравнение первой степени при $\rho = 0$ имеет решение

$$\mathbf{D} = \mathbf{D} \left(t - \frac{r}{c} \right), \quad (4.42)$$

т. е. это волна, а само уравнение — волновое уравнение первой степени и отражает продольное распространение волны.

Теорема Гаусса при этом несколько видоизменяется и приобретает следующую форму:

$$\Phi_e = \oint \mathbf{D} \left(t - \frac{r}{c} \right) d\mathbf{S} = q(t). \quad (4.43)$$

Поскольку ток в среде распространяется вдоль потока $\mathbf{D}$ и его плотность δ пропорциональна $\mathbf{D}$, то для плотности тока справедливы соотношения:

$$\operatorname{div} \delta + \frac{\partial \delta}{c \partial t} = 0, \quad (4.44)$$

откуда следует, что

$$\delta = \delta \left(t - \frac{r}{c} \right), \quad (4.45)$$

т. е. распространение тока в среде носит волновой характер.

Данное положение противоречит известному статическому закону Кирхгофа о том, что сумма всех токов для любой точки электрической цепи в любой момент времени равна нулю, т. е. что

$$\sum_{i=1}^n I_i = 0. \quad (4.46)$$

Из уравнения же (4.45) вытекает, что закон Кирхгофа справедлив лишь в среднем, но в каждый момент времени

$$\sum_{i=1}^n I_i \neq 0. \quad (4.47)$$

поскольку волновой процесс подразумевает сжимаемость тока.

Для проверки данного положения был проведен эксперимент по схеме рис. 4.7.

Два провода длиной каждый по несколько метров были подключены к источнику постоянного напряжения (обычной батарее). От каждого из проводов были сделаны отводы через 1 м. Провода периодически замыкались контактом. Отводы подключались к высокочастотному электронному осциллографу. Идея эксперимента заключалась в том, чтобы определить, как растекается ток по проводу при

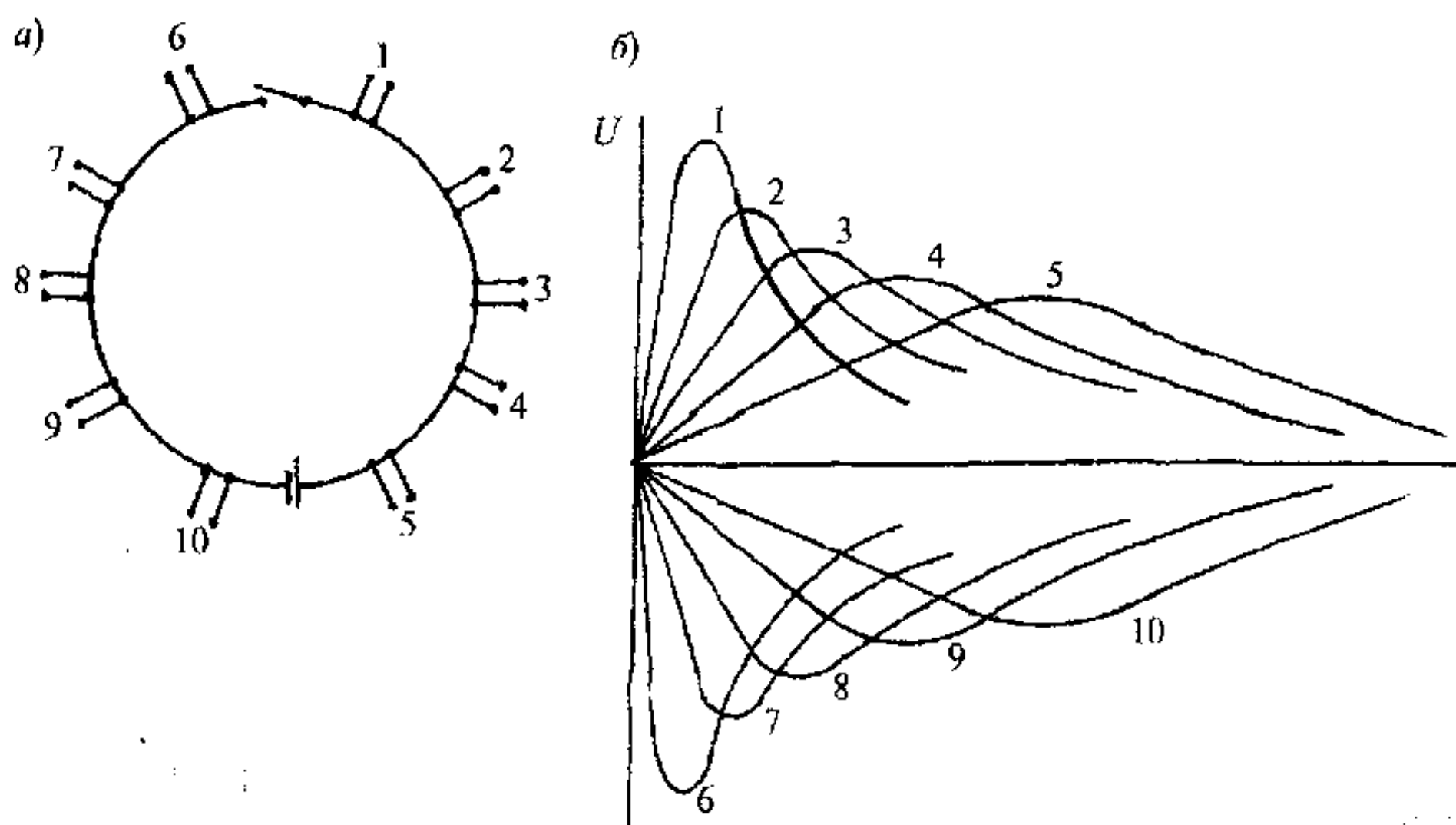


Рис. 4.7. Эксперимент по определению факта сжимаемости тока: а) схема отводов от проводника; б) импульсы, возникающие на отводах

замыкания цепи, в которой на концах при разомкнутой цепи находится полная разность потенциалов.

В результате проведения эксперимента выяснилось, что при замыкании контакта на ближних к нему отводах возникает острый импульс, амплитудой почти в полное напряжение источника, на следующих отводах этот импульс оказывается меньше по амплитуде, но шире по времени, на следующих еще меньше по амплитуде и еще шире по времени.

Таким образом, факт сжимаемости тока был подтвержден.

Введем понятие вектора потока плотности мощности:

$$\mathbf{P} = \boldsymbol{\delta} \times \mathbf{E} = \left(\sigma + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E} \times \mathbf{E} = \left(\sigma + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E}^2. \quad (4.48)$$

Отсюда видно, что значение вектора плотности мощности всегда положительно, т. е. вектор всегда направлен в сторону увеличения координаты от заряда, создающего поток мощности в среде или по радиусу от заряда. При нахождении в среде нескольких зарядов поток мощности определяется всеми зарядами, при этом правила суммирования векторов потоков плотности мощности отличаются от простого суммирования векторов. Например, при создании потока мощности двумя зарядами имеем:

$$\boldsymbol{\delta}_\Sigma = \boldsymbol{\delta}_1 + \boldsymbol{\delta}_2; \quad \mathbf{E}_\Sigma = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2; \quad (4.49)$$

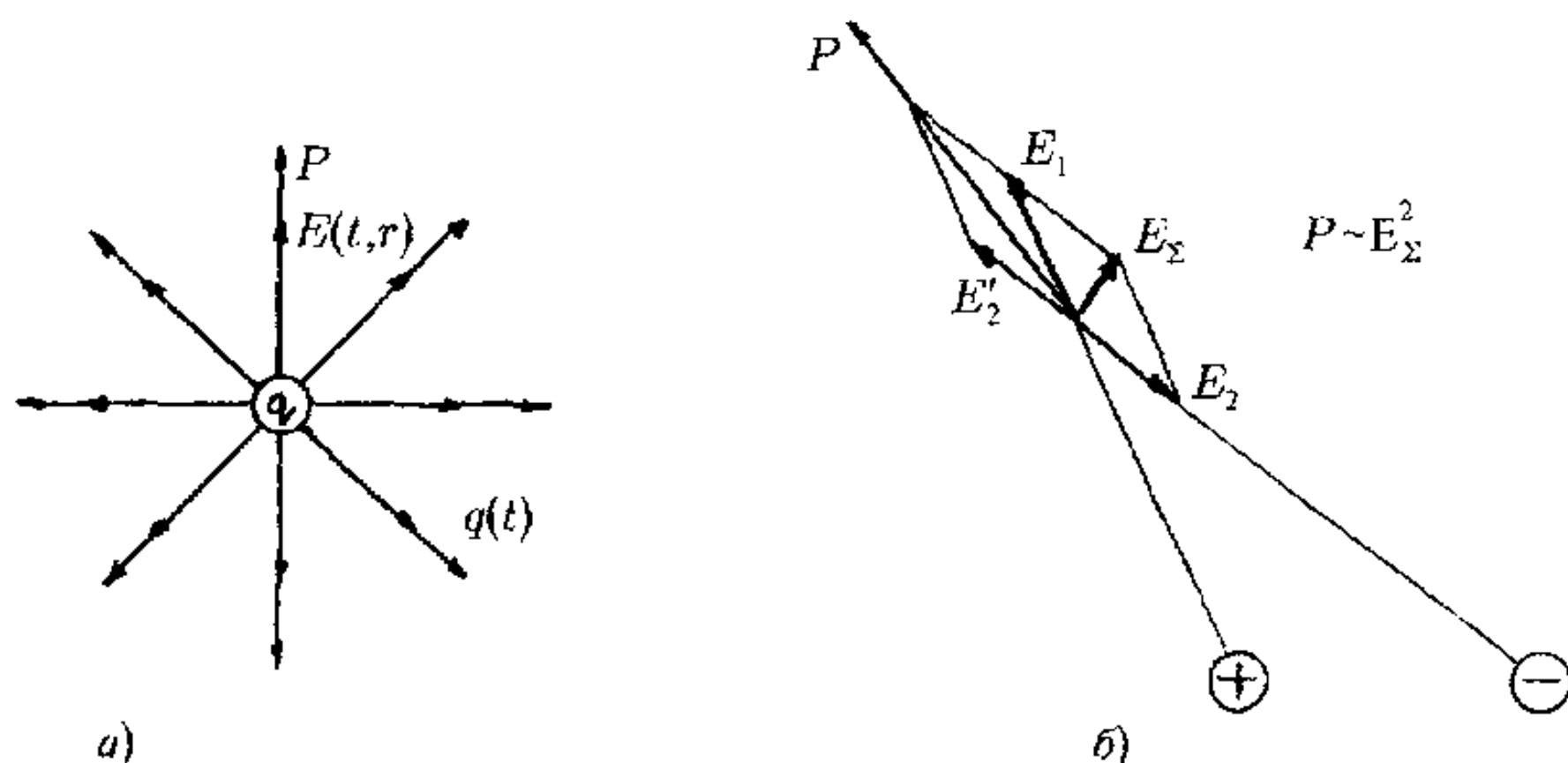


Рис. 4.8. Построение вектора потока плотности мощности при продольном распространении электрического поля: а) для пульсирующего заряда; б) для диполя

$$\begin{aligned}
 \mathbf{P}_\Sigma &= \delta_\Sigma \times \mathbf{E}_\Sigma = (\delta_1 + \delta_2)(\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) = \\
 &= \left(\sigma + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \right) (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)^2 = \\
 &= \left(\sigma + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \right) (\mathbf{E}_1^2 + \mathbf{E}_2^2 + 2\mathbf{E}_1 \times \mathbf{E}_2).
 \end{aligned} \tag{4.50}$$

Поэтому нужно сначала суммировать векторы электрической напряженности $\mathbf{E}_i$, затем получить суммарный вектор напряженности, затем построить векторы $\mathbf{E}_i^2$, расположив их по направлениям зарядов (рис. 4.8 а), геометрически просуммировать эти векторы и тем самым определить направление вектора потока плотности мощности, а затем на этом направлении отложить значение суммарного вектора потока плотности мощности, пропорционального $\mathbf{E}_\Sigma^2$ (рис. 4.8 б).

Для примера на рис. 4.9 приведен электрический диполь с сосредоточенными параметрами, для которого выполнены необходимые построения векторов потоков плотности мощности. Из построений следует не тривиальный вывод о том, что диполь с сосредоточенными параметрами способен излучать энергию вдоль своей оси, что безусловно противоречит выводам, вытекающим из уравнений Максвелла. Из рисунка видно, что вектора мощности, скорости распространения и электрической напряженности совпадают по направлению с направлением оси диполя, а в плоскости симметрии диполя вектор мощности и вектор направления распространения лежат в этой плоскости, в то время как вектор электрической напряженности направлен перпендикулярно им. Подбором расстояния между зарядами можно добиться

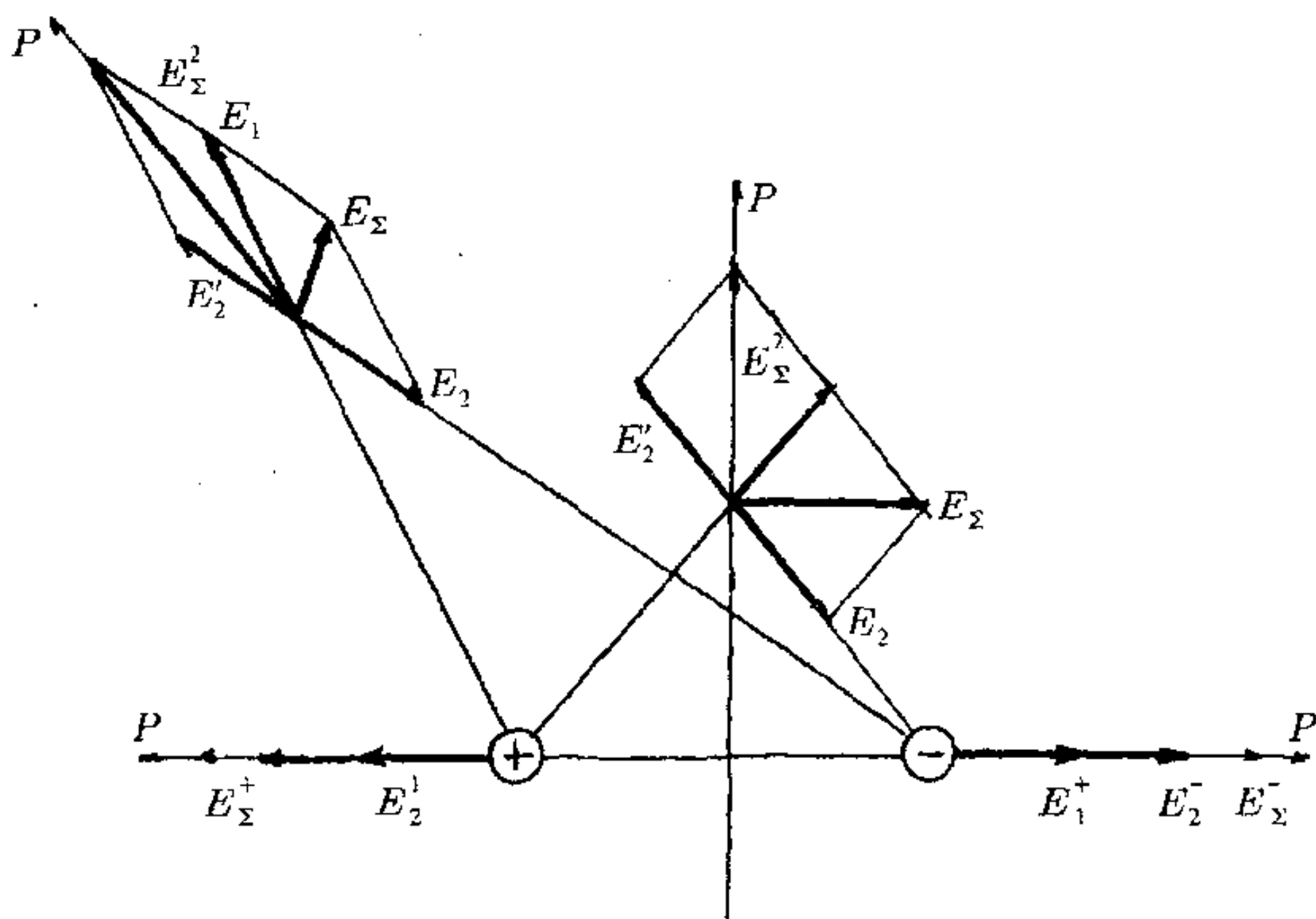


Рис. 4.9. Излучение энергии диполем с сосредоточенными параметрами

того, чтобы основная мощность распространялась не в поперечном, а в продольном направлении.

На рис. 2.3 видно, что в элементарной трубке электрического поля как по периферии, так и по торцу поток эфира направлен таким образом, что при развитии трубки в продольном направлении этот поток будет перемещаться в направлении перпендикулярном. Следовательно, развитие электрического поля в пространстве во всех направлениях будет происходить со скоростью одинаковой и равной скорости распространения света в данной среде, независимо от значения вектора потока плотности мощности.

Магнитная индукция в среде распространяется иначе, чем электрическая индукция, а именно перпендикулярно направлению вектора. Следовательно, для вектора $\mathbf{B}$ справедливы следующие соотношения:

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad (4.51)$$

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \mathbf{B} + \frac{\partial \operatorname{grad} \mathbf{B}}{c \partial t} = 0. \quad (4.52)$$

Закон полного тока для малых напряженностей магнитного поля следует преобразовать к виду:

$$i(t) = \oint \mathbf{H} \left(t - \frac{r}{c} \right) dl = \frac{dq(t)}{dt}. \quad (4.53)$$

При формулировке закона полного тока следует учесть факт сжимаемости эфира, следовательно, сжимаемость самого магнитного поля и изменение закона гиперболического убывания напряженности магнитного поля вблизи проводника.

С учетом изложенного уравнения электромагнитного поля приобретают вид:

$$1. \operatorname{rot} \mathbf{E}_{ei} \Leftarrow \delta_m = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{H}_\psi + \mathbf{H}_{E1} + \mathbf{H}_{E2} + \mathbf{H}_{ei}); \quad (4.54)$$

$$2. \operatorname{rot} \mathbf{H}_{ei} \Leftarrow \delta_e = \left(\sigma + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \right) (\mathbf{E}_\varphi + \mathbf{E}_{H1} + \mathbf{E}_{H2} + \mathbf{E}_{ei}); \quad (4.55)$$

$$3. \operatorname{div} \mathbf{D} + \frac{\partial \mathbf{D}}{c \partial t} = \rho; \quad (4.56);$$

$$4. \operatorname{div} \delta_e + \frac{\partial \delta_e}{c \partial t} = 0; \quad (4.57)$$

$$5. \operatorname{div} \mathbf{B} = 0; \quad (4.58)$$

$$6. \operatorname{div} \operatorname{grad} \mathbf{B} + \frac{\partial \operatorname{grad} \mathbf{B}}{c \partial t} = 0. \quad (4.59)$$

Интегральные выражения приобретут вид:

$$1. e = \int \mathbf{E} \left(t - \frac{r}{c} \right) dl = - \frac{d\Phi_m(t)}{dt}; \quad (4.60)$$

$$2. e_m = \int \mathbf{H} \left(t - \frac{r}{c} \right) dl = i(t) = \frac{dq(t)}{dt}; \quad (4.61)$$

$$3. \Phi_e = \oint \mathbf{D} \left(t - \frac{r}{c} \right) d\mathbf{S} = q(t); \quad (4.62)$$

$$4. \Phi_m = \oint \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0. \quad (4.63)$$

Здесь e и e_m — электрическая и магнитная разность потенциалов; Φ_e и Φ_m — электрический и магнитный потоки; i — электрический ток в проводнике; q — заряд.

Первое выражение — закон Фарадея электромагнитной индукции и второе — закон полного тока отличаются от обычных наличием в них запаздывания.

Приведенные выше уравнения электромагнитного поля частным решением имеют уравнения Максвелла, справедливые для электромагнитного волнового фронта, однако в ряде случаев позволяют решить некоторые задачи, которые нельзя решить на основе максвелловских уравнений, например, задачу об излучения диполя с сосредоточенными

параметрами в полупроводящей среде. При выполнении ряда условий в таком диполе основная доля энергии будет распространяться не в поперечном относительно векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ направлении, а в направлении вектора $\mathbf{E}$ и перпендикулярно вектору $\mathbf{H}$. Это продольное распространение электромагнитного поля практически еще не изучено, хотя и подтверждено экспериментально.

Необходимо отметить, что указанным выше вовсе не заканчивается уточнение уравнений электромагнитного поля. Этот процесс должен продолжаться все то время, пока будет возникать нужда во все более полном решении прикладных задач.

Таким образом, эфиродинамические представления позволяют уточнить формулировки электромагнетизма в некоторых случаях существенным образом. Проведенные уточнения ни в коем случае не являются полными. Описание электромагнитного поля, как и любого физического явления, может уточняться беспрестанно по мере увеличения числа сторон и свойств полей, охватываемых моделями, поскольку общее число сторон и свойств любого явления бесконечно велико.

4.3. Виды электромагнитного излучения

Приведем цитату из статьи «Электромагнитные волны», помещенной в 30 томе Большой советской энциклопедии, 3 издание, на с. 67. Ссылка на официальный источник нужна для того, чтобы продемонстрировать официальный взгляд современной науки на природу электромагнитного излучения.

«Электромагнитные волны, электромагнитные колебания, распространяющиеся в пространстве с конечной скоростью. Существование Э. в. было предсказано М. Фарадеем в 1832 г. Дж. Максвелл в 1865 г. теоретически показал, что электромагнитные колебания не остаются локализованными в пространстве, а распространяются в вакууме со скоростью света c во все стороны от источника. Из того обстоятельства, что скорость распространения Э. в. в вакууме равна скорости света, Максвелл сделал вывод, что свет представляет собой Э. в. В 1888 г. максвелловская теория Э. в. получила подтверждение в опытах Г. Герца, что сыграло решающую роль для ее утверждения.

Теория Максвелла позволила единым образом подойти к описанию радиоволн, света, рентгеновских лучей и гамма-излучения. Оказалось, что это не излучения различной природы, а Э. в. с различной длиной волны.

... Особенности Э. в. и законы их возбуждения и распространения описываются Максвелла уравнениями».

Таким образом, основным признаком того, что все перечисленные виды излучения имеют «единую природу», послужило то обстоятельство, что все они распространяются с одинаковой скоростью — скоростью света и это дало основание для их единообразного описания на базе уравнений Максвелла.

4.4. Аурное статическое излучение

Если абсолютная температура тела равна нулю, то это означает, что никаких волн на поверхности электронных оболочек нет. Однако это вовсе не означает отсутствия движения эфира в окружающем тело пространстве. Такое движение есть всегда, поскольку ядра атомов, их электронные оболочки и распространяющаяся вокруг аура первого рода есть вихревые потоки эфира (4.10).

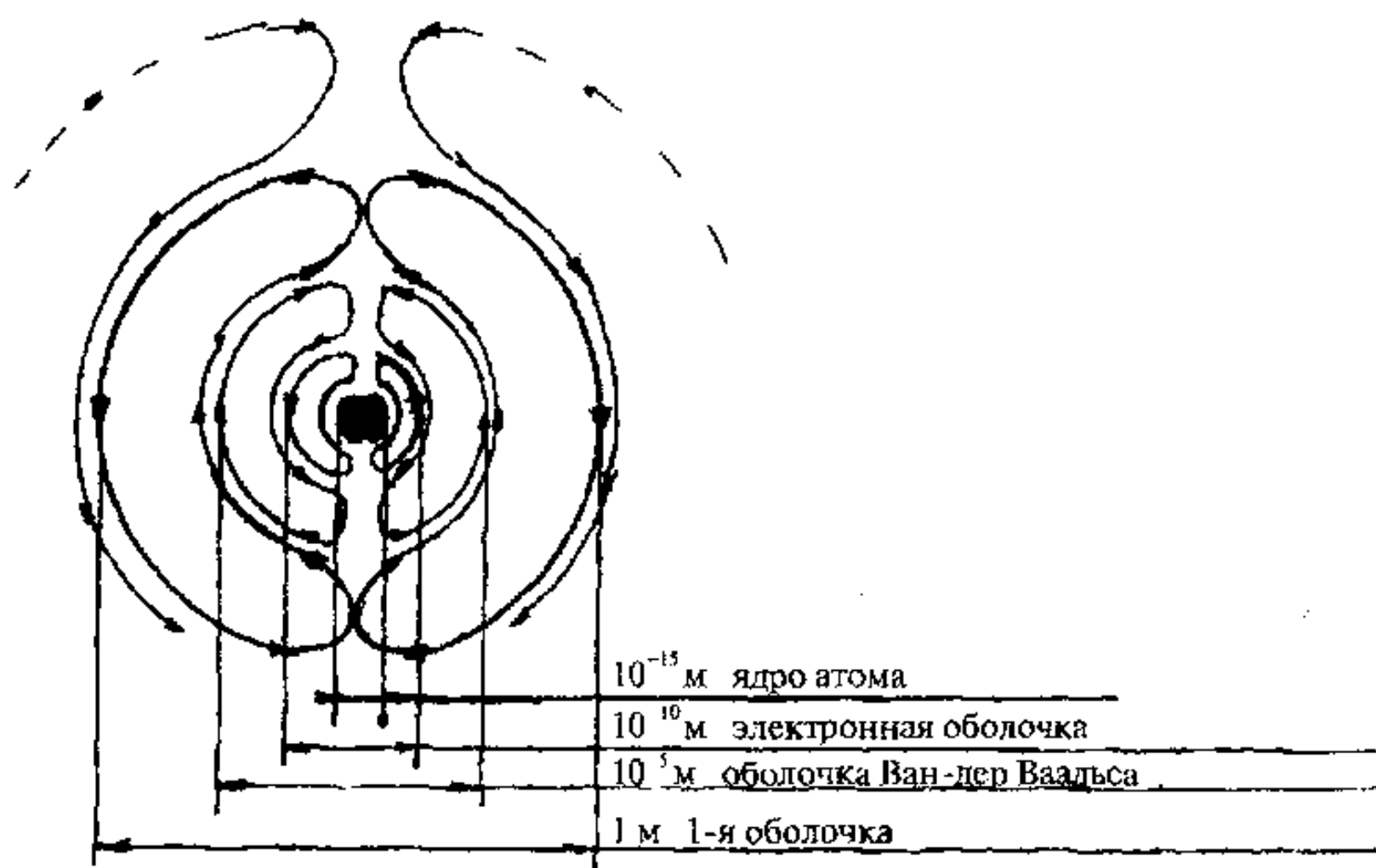


Рис. 4.10. Природа аурного излучения

Эти потоки движутся с большими скоростями вблизи вещества и с меньшими скоростями вдали от него. Следовательно, имеет место градиент скоростей и отсюда — все проявления вязкости. Благодаря вязкости энергия вещества рассеивается в пространстве, что и является причиной того, что по происшествии определенного времени эфирные вихри, образующие вещество, теряют устойчивость и распадаются. Эфир, образовывавший вещество, переходит в свободное состояние. Время релаксации протона — основы вещества составляет 10–20 млрд лет.

Как известно, излучение энергии веществом происходит при любых температурах, включая сверхнизкие и низкие. При этом предполагается, что вещество при низких температурах излучает энергию посредством электромагнитных инфракрасных волн. Представляется, что такое мнение не точно, поскольку речь идет о той же ауре, которая модулируется поверхностными волнами электронных оболочек. Фактически это квазистатическое поле скоростей эфира.

Колебания, которым подвергается аура, способствует перемешиванию слоев эфира, образующих ауру и тем самым увеличивается скорость рассеивания энергии и потеря ее веществом. Однако собственно электромагнитного излучения даже в инфракрасном диапазоне здесь нет, поскольку никакого вихревого движения сверх того, которое уже содержится в потоках ауры, здесь нет.

4.5. Квазистатическое поле токов растекания

Ток, истекающий из каждого электрода диполя с сосредоточенными параметрами, распространяется радиально во все стороны. И если известна величина этого тока, то плотность этого тока в каждой точке среды определяется простым соотношением

$$\delta_e = \frac{i}{4\pi r^2}.$$

Здесь следует обратить внимание на то, что плотность тока по крайней мере в ближней зоне от источника оказывается независимой ни от свойств среды, ни от временных параметров самого тока. Обычным возражением здесь является наличие потерь в среде. Однако следует напомнить, что ток, пропускаемый через обычный резистор на его выходе имеет ровно ту же величину, что и на его входе, несмотря на потери энергии в этом резисторе. При этом, учитывая волновой характер распространения тока, фаза будет определяться расстоянием от источника, а скорость распространения тока будет той же, что и скорость распространения электрической индукции, т. е.

$$c_{\text{пр}} = \frac{c}{\epsilon},$$

где c — скорость света в вакууме, а ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость среды.

Для диполя с сосредоточенными параметрами, состоящего из двух электродов, плотность тока в ближней зоне определяется путем геометрического суммирования соответственно двух токов с учетом, разумеется, их знаков и запаздывания.

Из суммирования токов видно, что распространение идет от диполя во все стороны, при этом по оси симметрии диполя волна электрической напряженности распространяется в поперечном направлении, а вдоль оси диполя — в продольном. Последнее обстоятельство связано с тем, что каждая точка вдоль оси диполя расположена на разных расстояниях от электродов и поэтому напряженность поля от ближнего электрода в ней будет больше, чем от дальнего электрода. Эта разность напряженностей для симметричного диполя с расстоянием между электродами d составит для постоянного тока

$$\delta_e = \delta_{e1} - \delta_{e2} = \frac{i}{4\pi r^2} - \frac{i}{4\pi(r+d)^2} = \frac{i(2rd + d^2)}{4\pi(r+d)^2},$$

где r — расстояние от точки до ближнего электрода.

Если $d \ll r$, то

$$\delta_e \approx \frac{id}{2\pi r^3}.$$

Представляет специальный интерес случай излучения диполем переменного тока, при котором $d = \lambda/2$, где λ — длина волны электрического поля в среде. В этом случае к тому моменту, когда волна от дальнего электрода достигнет ближнего электрода, напряжение на ближнем электроде изменит полярность на противоположную и далее будет распространяться не разность электрических напряженностей, а их сумма:

$$\delta_e = \delta_{e1} + \delta_{e2} = \frac{i}{4\pi r^2} - \frac{i}{4\pi(r+d)^2} = \frac{i(2r^2 + 2rd + d^2)}{4\pi(r+d)^2},$$

что при $d \ll r$ приведет к соотношению

$$\delta_e = \frac{id}{4\pi r^2},$$

т. е. не к кубическому, а всего лишь к квадратичному затуханию напряженности по расстоянию.

Очевидно, что основная мощность излучения затрачивается на ближнюю зону. В полупроводящей среде эту зону можно искусственно исключить, установив между электродами пластину из изоляционного материала и перераспределив тем самым ток (рис. 4.11).

Следует также учитывать, что потери энергии в ближней зоне прямо зависят от площади электродов, поскольку сопротивление слоя среды вблизи электрода и соответственно выделяемая в его окрестности тепловая мощность пропорциональны площади, как это и следует из обычного закона Ома (рис. 4.12).

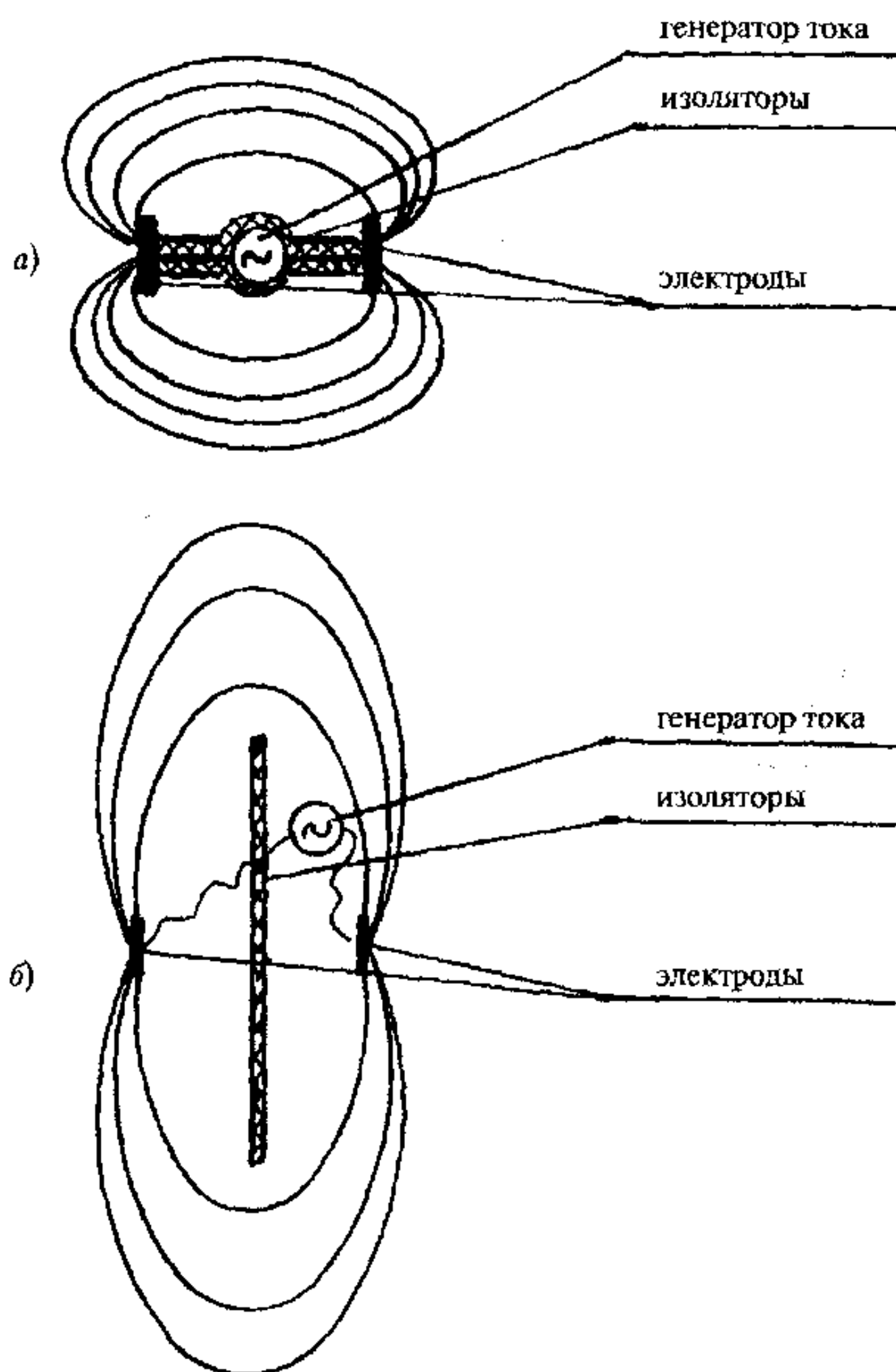


Рис. 4.11. Квазистатическое излучение тока диполем с сосредоточенными параметрами: *а)* без изолирующей перегородки; *б)* с изолирующей перегородкой между электродами диполя; в этом случае мощность перераспределяется в дальнюю зону

В дополнение целесообразно напомнить, что для морской воды, являющейся типично полупроводящей средой, проводимость колеблется в пределах $1\text{--}10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Это означает, что на всех частотах, меньших 800 мГц преобладающей будет не реактивная, а активная составляющая, т. е. на всех меньших частотах среда является обычным резисторным проводником, практически безо всякой реактивной (емкостной) составляющей.

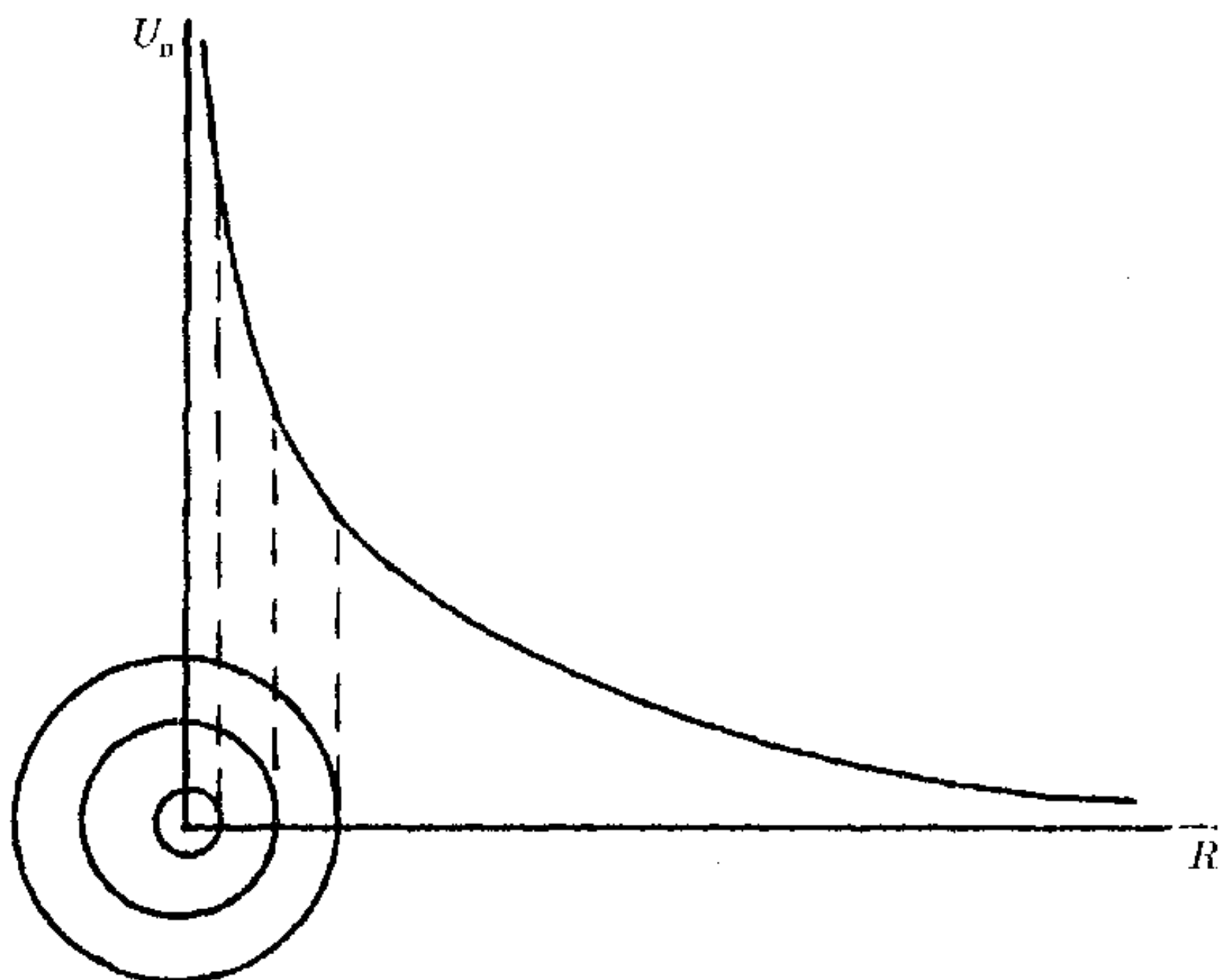


Рис. 4.12. Зависимость падения напряжения вблизи электрода от площади поверхности электрода при излучении тока в полупроводящую среду. График соответствует потерям электрического напряжения вблизи электрода шаровой формы

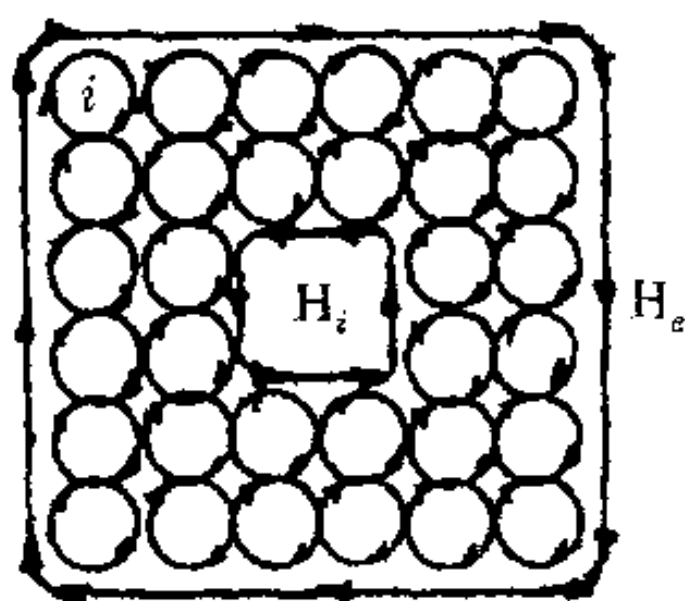


Рис. 4.13. Возникновение магнитного поля на границе среды и внутри среды при помещении в нее изоляционного объема

В рассматриваемом случае распространение электрической составляющей происходит без участия магнитного поля даже для переменного тока, поскольку магнитное поле оказывается полностью скомпенсированным в каждой точке среды. Для его получения необходимо часть среды заменить на среду с иной проводимостью, например, на изолятор. Тогда в этом пространстве магнитное поле возникнет (рис. 4.13).

4.6. Структура продольной электромагнитной волны

Продольная электромагнитная волна имеет строение иное, нежели поперечная волна. В продольной волне вихревые трубки электрической индукции расположена вдоль направления движения (рис. 4.14).

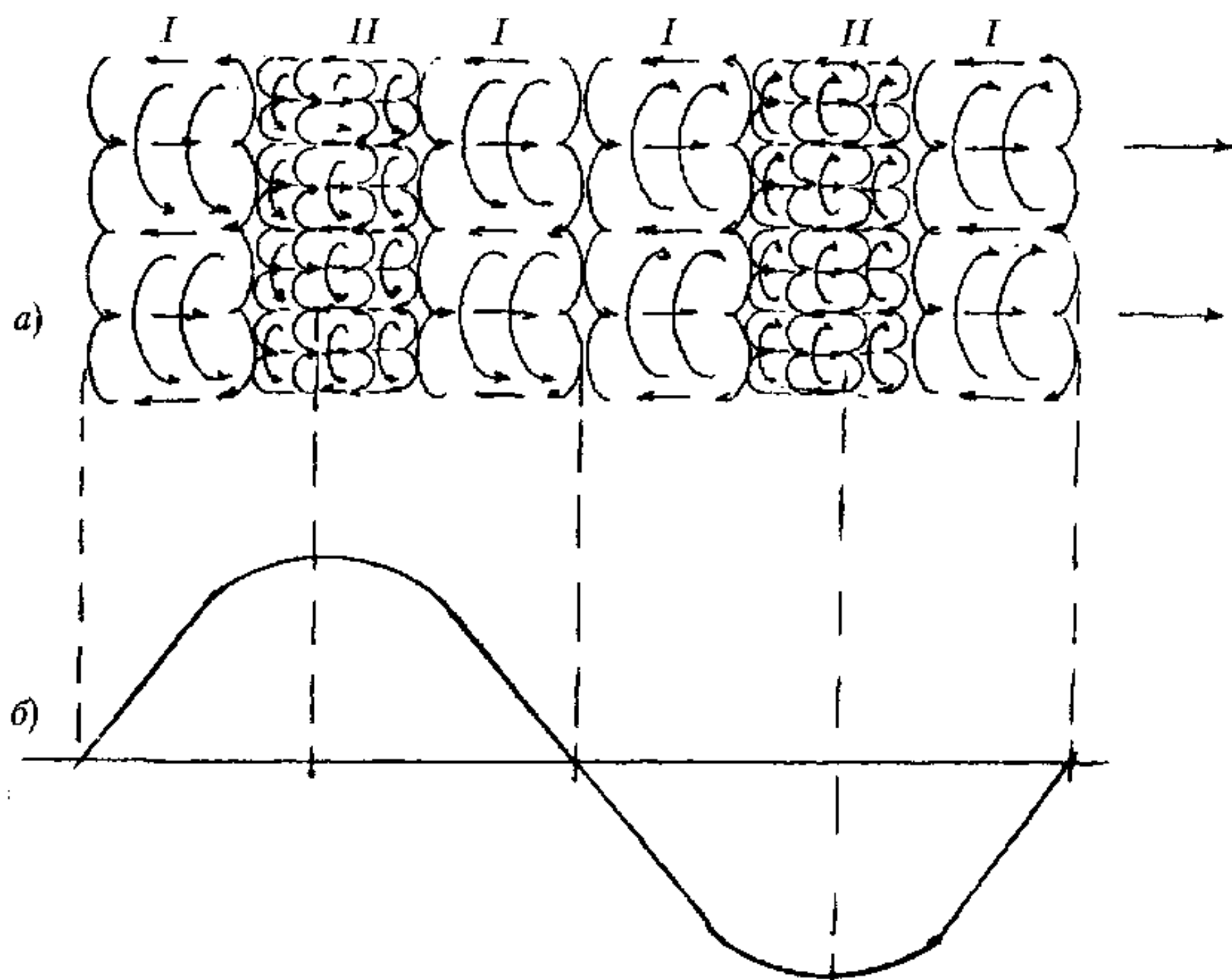


Рис. 4.14. Структура продольной электромагнитной волны: I — зона малой напряженности; II — зона большой напряженности

Причина движения продольной волны та же, что и у любого газового вихревого тороида: обратное направлению движения трубки движение эфира по внешней поверхности трубки. При этом следует обратить внимание на то, что на переднем торцевом конце каждой трубки движение эфира лежит в плоскости, перпендикулярной направлению движения всей трубки. Это означает, что все ограничения на скорость распространения продольной волны будут теми же, что и для поперечной волны.

Энергия, затрачиваемая на перемещение продольной волны, черпается из энергии вращения эфира в трубках электрической индукции.

Относительно законов отражения и преломления продольной электромагнитной волны на сегодняшний момент данных нет, хотя, вероятнее всего, они те же, что и у обычных волн.

Поскольку напряженность продольной волны может изменяться в пределах одной структуры (например, при синусоидальной модуляции), то это означает, что в пределах общей структуры продольной электромагнитной волны число вихрей электрической индукции в разных сечениях может быть различным. Это в свою очередь требует признания возможностей перестройки вихревой системы, когда вихри могут делиться или объединяться друг с другом. Принципиально это не должно вызывать особых возражений, поскольку эфир — не идеальная жидкость, а весьма разреженная структура.

Энергетика каждого вихря электрической индукции в продольной волне заключается только в нем самом. Это означает, что потери энергии будут, вероятнее всего, подчиняться тем же законам затухания, что и для обычной поперечной волне, а электрическая напряженность вдоль оси диполя будет убывать с расстоянием в соответствии с выводом из уравнений Максвелла:

$$E = E_0 \exp \left\{ \sqrt{\frac{\mu_0 \mu \sigma \omega}{2}} r \right\}. \quad (4.71)$$

Здесь E_0 — напряженность на поверхности электрода, ближнего к рассматриваемой точке; μ_0 — относительная магнитная проницаемость среды; σ — проводимость среды; ω — круговая частота излучаемой волны. Однако это предположение необходимо подвергнуть экспериментальной проверке.

Для проверки факта распространения электрического поля и соответственно электрического тока вдоль направления своих векторов были проведены два эксперимента. В первом эксперименте использовался резиновый шланг, наполненный подсоленной водой и подвешенный на нитях посреди комнаты. В шланг помещались два диполя с сосредоточенными параметрами — излучающий, соединенный через коаксиальный кабель с генератором синусоидальных колебаний Г, и приемный, соединенный через коаксиальный кабель с приемником П — диодным мостом с микроамперметром (рис. 4.15). Шланг с водой имеет паразитную емкость $C_{\text{пар}}$ со стенками помещения.

Включение электродов через коаксиальные кабели исключило возможность появления каких-либо паразитных контуров.

При изменении расстояния d между диполями в связи с неразветвленностью тока сигнал в приемнике не должен меняться по крайней мере до тех пор, пока сопротивление канала не окажется соизмеримым с сопротивлением паразитных емкостей. Это происходит на некотором

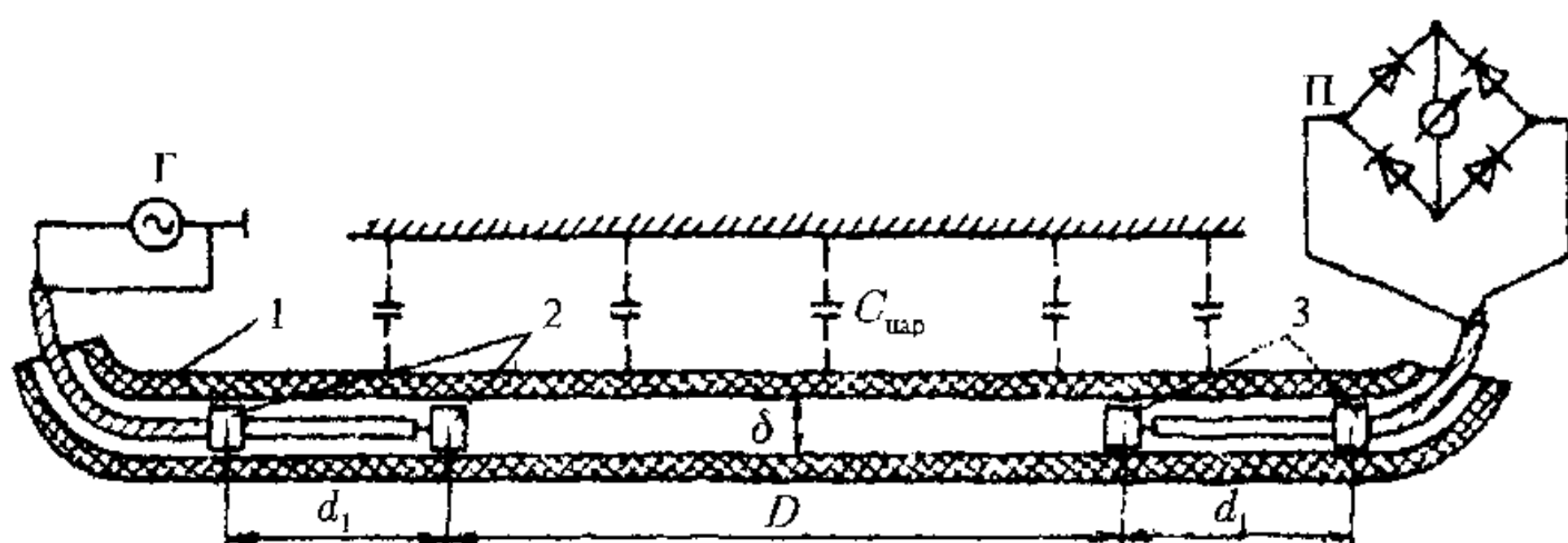


Рис. 4.15. Схема эксперимента по проверке продольного распространения излучения диполя с сосредоточенными параметрами: 1 — резиновый шланг, наполненный подсолненной водой; 2 — электроды излучающего диполя; 3 — электроды приемного диполя

расстоянии d , так как сопротивление воды в канале и проводимость паразитной емкости $C_{\text{пар}}$ пропорциональны отношению d/δ . На рис. 4.16 приведены полученные зависимости. Результат полностью подтвердил ожидания. При этом выяснилось, что увеличение солености воды, т. е. увеличение ее проводимости увеличивает полезный сигнал и увеличивает зону постоянной амплитуды выходного сигнала. В дальнейшем следует проверить факт роста затухания продольной волны при увеличении активной проводимости среды.

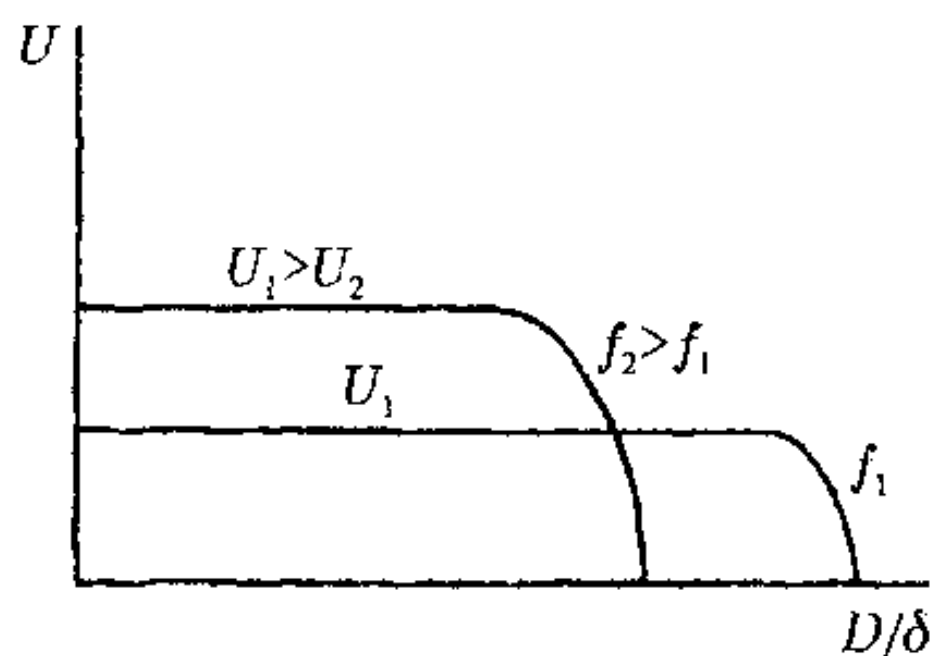


Рис. 4.16. Зависимость сигнала приемника от расстояния между диполями при продольном излучении энергии

Во втором эксперименте использовался диполь с плоскими электродами с фиксацией напряженности и электрической энергии вторым диполем. Эксперимент ставился в тонком плоском слое полупроводящей среды.

На рис. 4.17 показана полученная диаграмма распространения электрического поля. Как видно из диаграммы, основная напряженность электрического поля получена вдоль оси диполя, а не поперек его, как это следует из уравнений Максвелла. Наиболее вытянутой диаграмма окажется в том случае, если расстояние между электродами излучателя составит половину волны в полупроводящей среде.

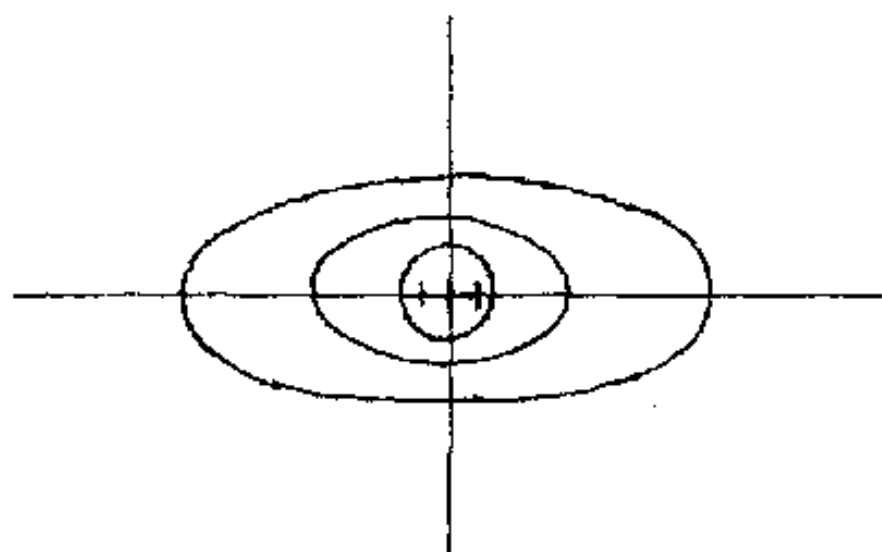


Рис. 4.17. Распространение электрического поля динолем с сосредоточенными параметрами в тонком слое полупроводящей среды. Продольная составляющая больше поперечной составляющей поля

Таким образом, факт существования продольного распространения электрического поля в дальней зоне, превышающей зону индукции, можно считать установленным фактом.

4.7. Структура поперечной электромагнитной волны

В обычной электромагнитной волне вектора электрической и магнитной напряженностей расположены в пространстве перпендикулярно друг другу и оба перпендикулярны относительно вектора распространения волны — вектора распространения энергии или, как его называют, вектора Умова—Пойнтинга. Вектора напряженностей лежат в плоскости фронта волны, плоскость которого перпендикулярна направлению движения.

Электрическая напряженность в волне выражена такими же вихревыми потоками теми же, что и в обычном электростатическом поле (рис. 2.3), магнитная напряженность — градиентом скорости вихревого движения. Отсюда может быть получено представление о структуре поперечной волны (рис. 4.18).

Поперечная электромагнитная волна состоит из набора вихрей электрической индукции, оси которых расположены вдоль волнового фронта. Эти вихри напряжены и стремятся расшириться, что приводит к тому, что вся система вихрей стремится занять большую площадь. Но сделать это можно только продвинувшись всей волной вперед, дальше от источника. Таким образом, причиной перемещения поперечной электромагнитной волны в пространстве является внутренняя энергия вихрей электрической индукции. Это означает, что при исчерпании этой энергии вихри распадутся и электромагнитная волна прекратит свое существование.

Скорость перемещения поперечной волны в пространстве определяется скоростью передачи поперечного движения от одного слоя эфира к другому. Это есть скорость второго звука, которая существенно меньше скорости первого звука — скорости передачи малого давления

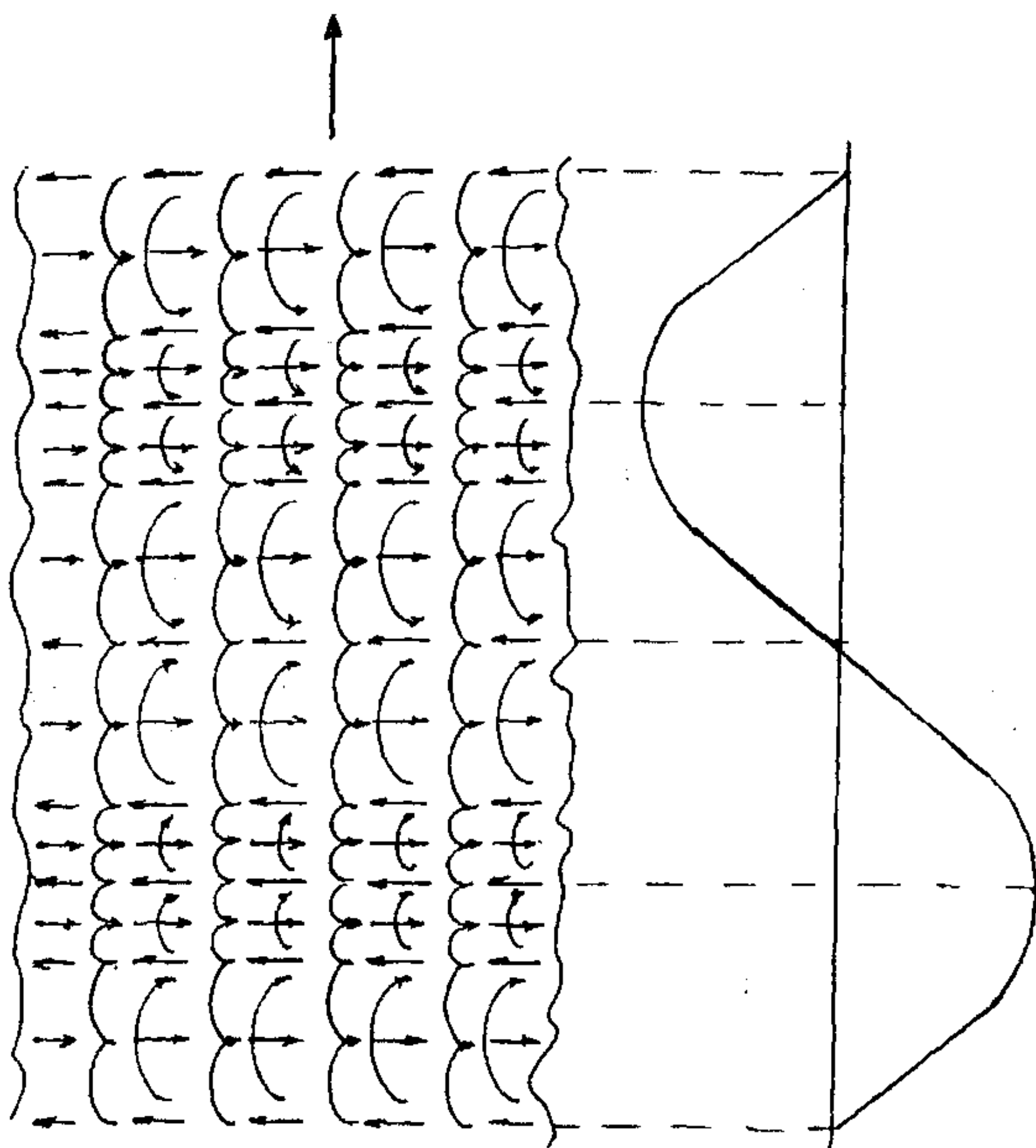


Рис. 4.18. Структура поперечной электромагнитной волны

в пределах модуля упругости. Скорость второго звука определяется соотношением

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{c}{v_{зв}} = \sqrt{\frac{d_a}{2\lambda}}, \quad (4.66)$$

где c — скорость света; $v_{зв}$ — скорость первого звука (скорость распространения гравитации); d_a — диаметр амера — молекулы эфира; λ — средняя длина свободного пробега амера.

Скорость же первого звука определяется известным соотношением

$$v_{\text{зв}} = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}}, \quad (4.67)$$

где γ — показатель адиабаты эфира ($1 \leq \gamma \leq 1,4$); P — давление эфира; ρ — его плотность в данной точке пространства.

Скорость распространения электромагнитной волны в среде, обладающей повышенной диэлектрической проницаемостью, будет определяться соотношением

$$c_{\text{ср}} = \frac{c}{\sqrt{\rho_{\text{в}}}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}, \quad (4.68)$$

где $\rho_{\text{в}}$ — плотность эфира, вовлекаемого в движение вихря электрической индукции в среде (а не вся плотность эфира в среде!); ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость среды.

Из данных выражений сразу же видно, что скорость распространения гравитации и скорость распространения света не одинаковы в различных областях пространства и непосредственно связаны с параметрами эфира в этих областях.

Из изложенного выше также вытекает, что по исчерпанию энергии вихрей электрической индукции поперечная волна прекратит свое существование. Это же относится к любому типу электромагнитного излучения и вполне может являться причиной того, что световые фотоны от далеких звездных систем не долетают до Земли, и это свидетельствует не о конечности пространства Вселенной, как об этом часто пишут, а всего лишь об исчерпании инструментальных возможностях оптической астрономии и радиоастрономии.

4.8. Структура фотонного излучения

Начиная с определенных частот, волны, проходящие по поверхности электронных оболочек атомов, или по поверхности ядер создают в окружающем эфире фотонное излучение. Структура фотона представлена на рис. 4.19. Наиболее близкой аналогией такой структуры является структура так называемой «дорожки Кармана» (рис. 4.20) — системы вихрей, расположенных друг относительно друга в шахматном порядке и вращающихся в каждом ряде в одном направлении, но вихри одного ряда вращаются в направлении противоположным вихрям другого ряда. Вихри имеют винтовую структуру, и эфир в осевом направлении перетекает из вихрей одного ряда в вихри второго ряда. Таким образом образуется единая система вихрей — фотон.

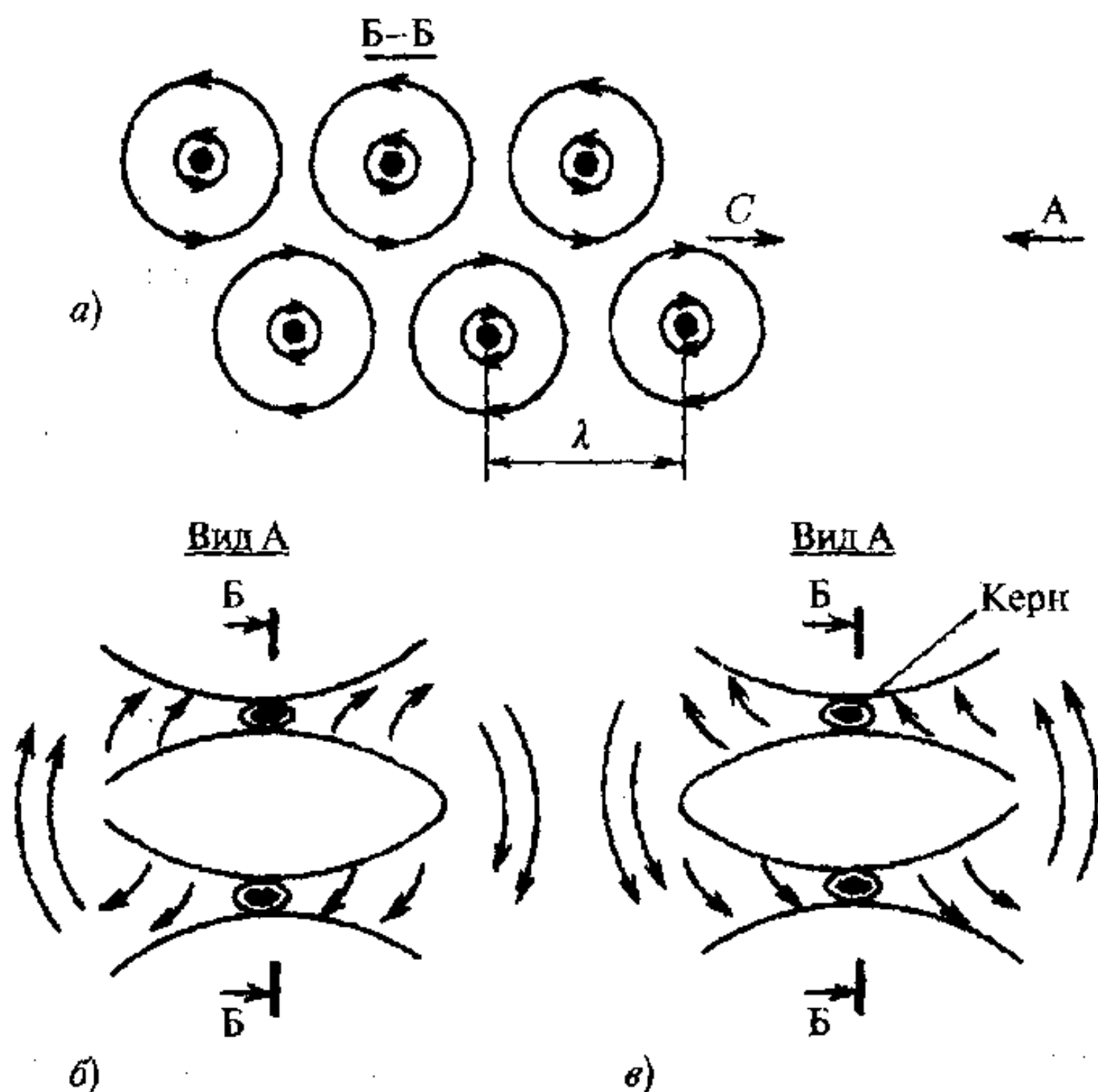


Рис. 4.19. Структура фотона: продольное сечение фотона (а), поперечное сечение фотона при спине -1 (б) и поперечное сечение фотона при спине $+1$ (в)

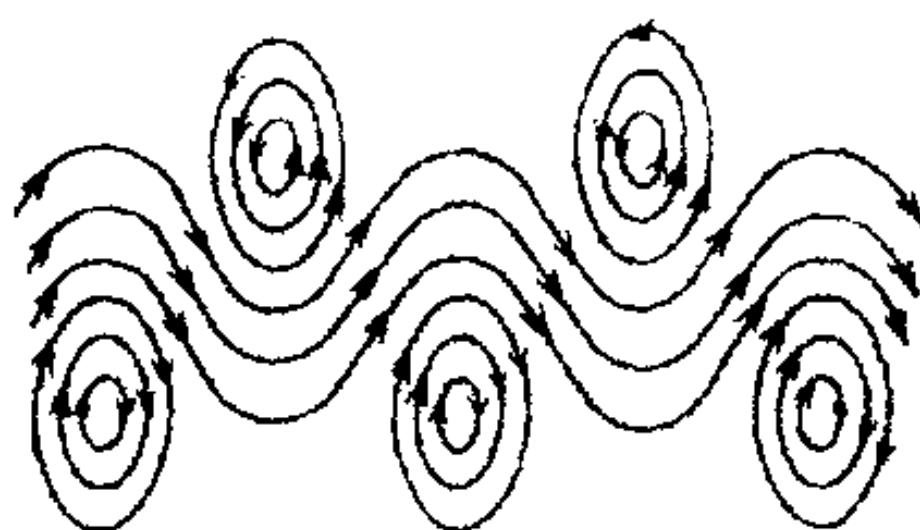


Рис. 4.20. Вихревая «дорожка Кармана»

Описанная система вихрей обладает всеми свойствами светового фотона — волновыми и корпускулярными свойствами, энергией E , пропорциональной частоте ν и подчиняющейся закону Планка

$$E = h\nu, \quad (4.69)$$

где h — постоянная Планка, поляризацией, спином и т. п. Все эти свойства непосредственно вытекают из структуры. Для фотона длиной

волны является расстояние между центрами вихрей одного ряда — этим объясняются его волновые свойства; каждый вихрь имеет определенную массу и, следовательно, импульс — этим объясняются его корпускулярные свойства; эфир перетекает из вихрей одного ряда в вихри другого ряда, что воспринимается как момент количества движения — это его спин, который в зависимости от направления вращения эфира имеет значение $+1$ или -1 ; вихри, образующие фотон, имеют линейную структуру — этим объясняется его поляризация.

Фотоны локализованы в пространстве, поскольку все вихревые потоки замыкаются непосредственно в нем, этим объясняется отсутствие у него электрического заряда. Фотон распространяется со скоростью распространения поперечного возмущения, поскольку эфир в его торцевой части движется в направлении, перпендикулярном направлению движения фотона, это есть скорость света.

Из анализа механизма отражения и преломления фотонов на границе двух сред вытекает следствие:

при каждом отражении от металлического зеркала спин фотона должен изменять свой знак на противоположный. Это обстоятельство должно быть подтверждено экспериментально.

Несмотря на то, что оптика имеет давнюю историю, а попытки применения математического аппарата электродинамики начались сразу же после опубликования Максвеллом своих знаменитых уравнений, достаточно быстро обнаружилось и некоторое несоответствие распространения фотона законам Максвелла. Дело в том, что затухание света в полупроводящей среде (морской воде) оказалось полностью не соответствующим закону затухания плоской электромагнитной волны в такой среде.

Как известно, плоская электромагнитная волна затухает в полупроводящей среде в соответствии с законом Максвелла как

$$H = H_0 \exp \left\{ \sqrt{\frac{\mu_0 \mu \sigma \omega}{2}} r \right\}. \quad (4.71)$$

Здесь H_0 — напряженность магнитного поля на поверхности раздела сред, например, на поверхности морской воды; μ — относительная магнитная проницаемость среды; σ — проводимость среды; $\omega = 2\pi f$; f — частота электромагнитной волны; r — расстоянием от поверхности раздела сред.

Практика обнаруживает полное подтверждение указанной формулы затуханию плоской радиоволны в морской среде и полное расхождение ее с затуханием света в прозрачной морской воде.

При проводимости морской воды в $1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ на частоте 1 мГц практически полное затухание электромагнитной волны происходит

на глубине в 3 м. Учитывая, что

$$\frac{r_1}{r_2} = \sqrt{\frac{f_2}{f_1}} \quad (4.72)$$

и что для зеленого света длина волны составляет $5,6 \cdot 10^{-7}$ м, что соответствует частоте $5 \cdot 10^{14}$ Гц, получим для расчетной по Максвеллу глубину проникновения света в морскую воду как

$$r_2 = r_1 \sqrt{\frac{10^6}{10^{14}}} = 10^{-4},$$

и таким образом, свет должен проникать на глубину не более, чем $3 \cdot 10^{-4} \text{ м} = 0,3 \text{ мм}$. Вместо этого свет проникает на глубину порядка 150 м. Таким образом, расхождение теории с практикой здесь составляет 500 000 раз!

Теория объясняет это тем, что морская вода на таких частотах теряет свою проводимость, причины чего не объясняются. На самом деле это элементарно объясняется тем, что структура фотона ни в коей мере не соответствует структуре плоской радиоволны и в указанных расчетах полностью исключены два важнейших момента — пропорциональность энергии фотона общему числу вихрей, образующих фотон, и внутренняя энергия каждого вихря фотона.

Закон Планка фактически соответствует выражению для энергии системы взаимодействующих вихрей [Ламб, с. 271–275]

$$E = \frac{\rho}{4\pi} \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \Gamma_{1i} \Gamma_{2k} \int_{l_{1i}} \int_{l_{2k}} \frac{\cos \Theta_{ik}}{r_{ik}} dl_{1i} dl_{2k}. \quad (4.71)$$

Здесь Γ_{1i} , Γ_{2k} — интенсивность пары вихрей; r_{ik} — расстояние между их осями; dl_{1i} , dl_{2k} — элементы длин вихрей; Θ_{ik} — угол между элементами.

При сопоставлении закона Планка с приведенным выражением можно сделать вывод о том, что все вихри фотона, созданные атомами, имеют одинаковую внутреннюю энергию. Это не очевидно, однако во внешних эффектах внутренняя энергия фотонов не проявляется, относительно же внешних проявлений энергии фотона закону Планка достаточно строг. При создании же искусственного электромагнитного излучения это обстоятельство становится важным, поскольку возникает проблема накопления энергии уже в каждом вихре при увеличении затрачиваемой мощности источника на его создание.

В законе Планка и в уравнениях Максвелла полностью не учтена внутренняя энергетика фотона, состоящая из двух компонент:

- энергетики каждого вихря;
- энергетики всей совокупности вихрей, образующих фотон.

Внутренняя энергия вращения эфирных струй в составе каждого эфирного вихря в фотонной структуре и определяет его интенсивность и его форму. Чем большую энергию несет в себе эфирный вихрь, тем больше линейная скорость струй эфира, его образующих, тем больше их угловая скорость и при одной и той же массе вихря тем меньше его диаметр. Последнее обстоятельство непосредственно следует из положений газовой динамики. Поскольку размеры торцов вихрей определяются расстоянием между их осями и зависят, следовательно, только от частоты создания вихрей, то накопление энергии должно происходить в центральной части каждого вихря за счет уменьшения диаметра этой центральной части: чем больше при одной и той же частоте энергии закачено в каждый вихрь, тем меньше должен быть диаметр его центральной части (керна). Поэтому каждый эфирный вихрь фотона в середине имеет утонченную и уплотненную часть (рис. 4.19), в которой и накоплена его основная энергия. Эта же часть и содержит в себе основную массу вихря.

Энергетика всей совокупности вихрей фотона распределяется по всему телу фотона за счет торцевых потоков эфира, перетекающих из вихрей одного ряда в вихри другого ряда. Поэтому утрата энергии головным вихрем фотона при преодолении сопротивления эфира компенсируется энергией всех вихрей, образующих фотон. Здесь следует различать энергию короткого фотона, состоящего из малого числа вихрей (минимальное их число — три), и энергию длинных фотонов, состоящих из миллионов вихрей. При всей одинаковости их внешних свойств — частоты и планковской энергии проникающая способность у них будет существенно разная; короткие фотоны будут затухать в полупроводящей среде значительно быстрее, чем длинные.

Таким образом, внутренняя энергия фотона E_f как цельной вихревой структуры складывается из трех компонентов:

- планковской энергии, учитывающей только частотные свойства фотона;
- внутренней энергии каждого вихря;
- энергии всей совокупности вихрей, пропорциональной числу вихрей в структуре фотона.

Эта энергия может быть описана как

$$E_{\phi} = h' n E_v v,$$

где h' — коэффициент пропорциональности, некоторый аналог постоянной Планка; n — количество вихрей (колебаний), образующих тело фотона; E_v — энергия каждого вихря; v — частота фотона, обозначаемая обычно в радиотехнике через букву f .

Из указанных двух обстоятельств — общности энергии для всего тела фотона — всей системы его вихрей и накопления энергии в центральной части каждого вихря вытекает весьма важное следствие: фотонная структура не подчиняется закону Максвелла о затухании в полупроводящей среде.

Заключение

Все изложенное в настоящей работе является более постановкой проблемы, нежели ее решением.

В работе сделана попытка проанализировать некоторые недостатки современных представлений об электромагнетизме и электромагнитных явлениях. Эти недостатки, приведшие в ряде случаев к парадоксам и к трудностям решения некоторых задач электродинамики, связаны с несовершенством исходных моделей электромагнетизма, а далее, как следствие, с несовершенством уравнений, описывающих законы электромагнетизма, и уравнений электромагнитного поля, базирующихся на модели идеализированного (невязкого и несжимаемого) эфира. Все они, как и любые формульные зависимости, описывают законы и электромагнитные явления лишь частично. Совершенствование же законов электромагнетизма и, в частности, уравнений электромагнитного поля возможно лишь на основе уточнения исходных моделей.

В работе показано, что, по крайней мере, в принципе все известные электромагнитные явления можно интерпретировать с позиций газовой динамики эфира и все они приобретают простой наглядный смысл. Это позволило на основе уточненных моделей электромагнитных явлений выяснить физическую сущность электрического и магнитного полей, сущность электрического заряда и электрического тока, а также некоторых других фундаментальных категорий, уточнить некоторые законы электромагнетизма, развить уравнения электромагнитного поля, предсказать и экспериментально проверить некоторые закономерности, не вытекающие из классических уравнений электромагнитного поля Максвелла, закона Фарадея электромагнитной индукции, закона полного тока и других известных законов. При этом оказалось возможным предсказать и проверить некоторые новые положения, отсутствующие в настоящее время в классической электродинамике, — сжимаемость тока, существование продольного электромагнитного излучения диполем с сосредоточенными параметрами, уплотнение в пространстве магнитного поля, а также некоторые другие.

На основе эфиродинамического представления заряда удалось показать целесообразность использования системы единиц МКС для электромагнетизма.

Изложенный материал представляет собой весьма несовершенную и далекую от того, чтобы претендовать на полноту, попытку разобраться во внутреннем механизме электромагнитных явлений. Тем не менее, даже столь поверхностное рассмотрение внутренней сущности явлений оказалось плодотворным, поскольку позволило не только лучше понять суть электромагнитных процессов, но и уточнить некоторые функциональные зависимости, а также решить некоторые задачи, которые без этого решить было затруднительно.

Автор считает своим долгом сообщить читателю, что существует серия явлений электромагнетизма, которые не укладываются ни в представления сегодняшней официальной электродинамики, ни в представления эфиродинамики. К таким явлениям относится, например, генерация эдс в униполярной машине, в которой кольцевые магниты наклеены непосредственно на латунный диск, который вращается вместе с ними и с которого снимается, тем не менее эдс. Если же магниты вращаются а диск неподвижен, то эдс отсутствует. Это противоречит закону электромагнитной индукции, но в рамках эфиродинамической концепции тоже пока не находит объяснения. Ряд экспериментов был выполнен еще Ампером и Фарадеем, а в наше время — ферганским физиком Р. Сигалом, томским исследователем Г. Николаевым и некоторыми другими исследователями. Парадоксальные результаты этих экспериментов пока не находят физической интерпретации. Наиболее полная подборка сведений о таких явлениях выполнена Г. В. Николаевым в книге «Непротиворечивая электродинамика. Теории, эксперименты, парадоксы» (Томск, 1997) [45]. Однако следует заметить, что в рамках классической электродинамики шансов на выяснение сущности механизмов этих парадоксальных явлений нет, а в рамках эфиродинамической концепции решения все же могут появиться.

Автор убежден в том, что все явления электродинамики, которые и сегодня еще не имеют объяснения, рано или поздно в рамках вихревой эфиродинамической концепции найдут свое объяснение. В свое время об этом упоминал известный московский ученый профессор З. А. Цейтлин [48].

Автор надеется не только на получение замечаний по изложенному материалу, но и на конструктивное сотрудничество со всеми, кто попытается осознать внутреннюю сущность электромагнитных явлений и найти новые направления исследований электромагнетизма. Нет сомнения, что на этом пути исследователей ждут и поражения, и удача. Однако, как известно, дорогу осилит только идущий вперед. И пусть никого не остановит мнение тех, кто полагает, что в электромагнетизме все уже давно сделано.

Литература

1. *Azjukowski W. A.* Dynamik des Athers. Ideen des exakten Wissens. APN, Stuttgart. № 2/74. S. 48–58.
2. *Ацюковский В. А.* Введение в эфиродинамику. М.: ВИНТИ, 1980.
3. *Ацюковский В. А.* Общая эфиродинамика. Моделирование структур вещества и полей на основе представлений о газоподобном эфире. М.: Энергоатомиздат, 1990.
4. *Ацюковский В. А.* Материализм и релятивизм. Критика методологии современной теоретической физики. М.: Энергоатомиздат, 1992; То же. М.: Инженер, 1993.
5. *Ацюковский В. А.* Материализм и релятивизм в современной теоретической физике. Жуковский: Петит, 1999.
6. *Ацюковский В. А.* Логические и экспериментальные основы теории относительности. М.: Изд-во МПИ, 1990.
7. *Ацюковский В. А.* Критический анализ основ теории относительности. Жуковский: Петит, 1996.
8. *Эфирный ветер.* Сб. статей под ред. д.т.н. Ацюковского В. А. М.: Энергоатомиздат, 1993.
9. *Кудрявцев П. С.* История физики. М.: Учпедгиз, 1956.
10. *Льоцци М.* История физики: Пер. с итал. Э. Л. Бурштейна. М.: Мир, 1970.
11. *Фарадей М.* Силы материи и их взаимоотношений. Публичные лекции: Пер. с англ. В. Лугинина / Под ред. З. А. Цейтлина. М.: ГАИЗ, 1940.
12. *Фарадей М.* Экспериментальные исследования по электричеству: Пер. с англ. / Под ред. Т. П. Кравца. М.: Изд-во АН СССР, 1947–1959.
13. *Гельмгольц Г.* Два исследования по гидродинамике: Пер. с нем. / Под ред. С. А. Чаплыгина. М.: Типография О. Л. Сомовой, 1902.
14. *Гельмгольц Г.* Фарадеевская речь. Современное развитие фарадеевских воззрений на электричество: Пер. с нем. В. Тюрина. СПб.: Изд-во П. П. Сойкина, 1898.
15. *Thomson W.* Magnetism, dynamic relation of... Nicol's Cyclopedia, 1860. Proc. of R. S. VI, 1856; VI, 1861.
16. *Thomson W.* Ether, electricity and Ponderable Matter. Cambr. and Dubl. Papers, 484, 1890.
17. *Thomson W.* On the duties of ether for electricity and magnetism. Phil. Mag. IX, 1900, 305.
18. *Thomson W.* Electrical insulation in vacuum. Phil. Mag. VIII, 1904, 472.

19. *Thomson W.* Hydrodynamic. Cambr. and Dubl. Math. and Phys. Papers. IV, 1910.
20. *Challis.* Phil. Mag. XII, 1860; I, II, 1861.
21. *Максвелл Дж. К.* О фарадеевых силовых линиях // Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. М.: Гостехтеориздат, 1952. С. 9–88; См. там же примечания Больцмана. С. 89–106.
22. *Максвелл Дж. К.* О физических силовых линиях // Там же. С. 105–193. См. там же примечания Больцмана, с. 190–248.
23. *Максвелл Дж. К.* Динамическая теория электромагнитного поля // Там же. С. 249–341.
24. *Heaviside O.* Electromagnetic theory // Electrical papers. Vol. 1, 2. London—N. Y., 1892.
25. *Joseph H. J.* Some unpublished notes of Oliver Heaviside. The Heaviside centenary volume. London, 1950.
26. *Кемпбелл Н. Р.* Современная электрическая теория: Пер. с англ. / Под ред. И. И. Боргмана. Спб.: Образование, 1912.
27. *Larmor J.* Aether and Matter. Cambr., 1900.
28. *Langevin P.* Chim. et Phys. Mai 1905.
29. *Abraham und Foppl.* Theorie der Electrizarität. Leipzig, 1904–1905.
30. *Drude P.* Physik des Aethers auf elektromagnetischer Grundlage. 2-te Aufl. Stuttgart, 1912.
31. *Drude P.* Lehrbuch der Optik. 2-te erw. Aufl. Leipzig, 1906.
32. *Лоренц Г.* Электронная теория. Спб.: Образование, 1910.
33. *Лоренц Г.* Теория электронов и ее применение к явлениям светового и теплового излучения: Пер. с англ. / Под ред. А. К. Тимирязева и З. А. Цейтлина. М.: Гостехтеориздат, 1956.
34. *Томсон Дж. Дж.* Электричество и материя: Пер. с англ. / Под ред. А. К. Тимирязева. М.—Л.: Госиздат, 1928. С. 9–97.
35. *Томсон Дж. Дж.* Взаимоотношения между материей и эфиром по новейшим исследованиям в области электричества: Пер. с англ. / Под ред. И. И. Боргмана. СПб.: Естествоиспытатель, 1910.
36. *Кастерин Н. П.* Обобщение основных уравнений аэродинамики и электродинамики. М.: И-д-во АН СССР, 1937.
37. *Миткевич В. Ф.* О природе электрического тока // Телеграф и телефон без проводов. № 15. Нижегородская лаборатория, 1922. С. 1–13.
38. *Миткевич В. Ф.* Работы В. Томсона // Электричество. № 3, 8, 10. 1930.
39. *Миткевич В. Ф.* Работы Фарадея и современное развитие приложений электрической энергии. М.: Гостехтеориздат, 1932. С. 1–13.
40. *Миткевич В. Ф.* Основные воззрения современной физики. Л.: Изд-во АН СССР, 1933.
41. *Миткевич В. Ф.* Основные физические воззрения. 3-е изд. М.: Изд-во АН СССР, 1939.
42. *Миткевич В. Ф.* Магнитный поток и его преобразования. М.: Изд-во АН СССР, 1946.

43. *Maxwell J. C.* A treatise on electricity and magnetism. V. 1–2. Oxf., 1873. В русском переводе: *Максвелл Дж. К.* Трактат об электричестве и магнетизме. М.: Наука, 1992.
44. *Энгельс Ф.* Электричество // Диалектика природы. К. Маркс и Ф. Энгельс: Соч. 2-е изд. М.: Госполитиздат, 1961. Т. 20. С. 433–485.
45. *Николаев Г. В.* Непротиворечивая электродинамика. Теория, эксперименты, парадоксы. Томск: Изд-во НТЛ, 1997.
46. *Ацюковский В. А.* Построение систем связей комплексов оборудования летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1976. С. 166.
47. *Яворский Б. М. и Детлаф А. А.* Справочник по физике для инженеров и студентов ВУЗов. М.: Наука, 1971.
48. *Цейтлин З. А.* Вихревая теория материи, ее развитие и значение // Дж. Томсон. Электричество и материя. М.—Л.: Госиздат, 1928. С. 199–217.