

Ю. В. КОРИЦКИЙ

537
K66

ОСНОВЫ ФИЗИКИ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Допущено Министерством электротехнической промышленности в качестве учебника для электромеханических техникумов

1879306

Кузбасской области
библиотека им. В. И. Ленина



МОСКВА «ЭНЕРГИЯ» 1979

ББК 31.234

К 66

УДК 621.315.61 (075.3)

Корицкий Ю. В.

К 66 Основы физики диэлектриков: Учебник для электромеханических техникумов. — М.: Энергия. — 248 с., ил.

В пер. 60 к.

В книге рассмотрены основные понятия о диэлектриках, особенности структуры газообразных, жидких и твердых диэлектриков. Главное содержание книги — описание явлений поляризации, электропроводности, диэлектрических потерь и пробоя диэлектриков во всех агрегатных состояниях. Для каждого из этих явлений рассмотрены физические основы, зависимости определяющих их параметров от разных факторов с указанием их значимости для практических целей. Книга предназначена для учащихся электромеханических техникумов по специальности «Электроизоляционные материалы и изделия».

К 30308-067
051(01)-79 94-79. 2302020000

ББК 31.234
6П2.1.06

ЮРИЙ ВЛАДИМИРОВИЧ КОРИЦКИЙ
ОСНОВЫ ФИЗИКИ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Редактор А. С. Воробьев

Редактор издательства И. В. Антик

Переплет художника Н. П. Стрельцова

Художественный редактор И. Чернышев

Технический редактор Г. Г. Самсонова

Корректор Т. В. Воробьева

ИБ № 1764

Сдано в набор 28.09.78 Подписано к печати 15.01.79 Т-01942
Формат 84×108¹/₃₂ Бумага типографская № 3 Гарн. шрифта
литературная Печать высокая Усл. печ. л. 13,02
Уч.-изд. л. 14,38 Тираж 13 500 экз. Заказ 844 Цена 60 к.

Издательство «Энергия», 113114, Москва, М-114,
Шлюзовая наб., 10.

Московская типография № 10 Союзполиграфпрома при
Государственном комитете СССР по делам издательств,
полиграфии и книжной торговли. 113114, Москва, М-114.
Шлюзовая наб., 10

© Издательство «Энергия», 1979 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Учебник по курсу «Основы физики диэлектриков» предназначен для средних специальных учебных заведений по специальности № 0607 «Электроизоляционные материалы и изделия».

План учебника был составлен по программе курса, утвержденной в 1973 г., за исключением трех разделов, не имеющих прямого отношения к физике диэлектриков. Расположение материала в книге, объемы отдельных глав находятся в соответствии с программой.

При написании учебника было использовано большое количество книжной и журнальной литературы. Известные трудности представляла компоновка всего этого материала в соответствии с программой курса. Возможно, что не везде это удалось так, как хотелось бы.

Автор будет благодарен всем, кто пришлет свои критические замечания по учебнику по адресу: 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., д. 10, изд-во «Энергия».

Выражаю глубокую благодарность Б. М. Тарееву и В. В. Прокудину, сделавшим при рецензировании рукописи много ценных замечаний, а также научному редактору А. С. Воробьеву, внесшему ряд коррективов при редактировании.

Автор

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ О ДИЭЛЕКТРИКАХ И ИХ СТРУКТУРЕ

1-1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Диэлектрики и материалы на их основе, которые для краткости в ряде случаев также называют просто диэлектриками, отличаются от других веществ прочными связями электрических положительных и отрицательных зарядов, входящих в их состав. Вследствие этого электроны и ионы не могут свободно перемещаться под влиянием приложенной разности потенциалов. В отличие от диэлектриков в проводниках электрического тока электрические заряды не имеют таких связей, поэтому в проводниках электроны могут свободно перемещаться, создавая явление электрического тока. Практически в диэлектриках в силу ряда причин всегда имеется некоторое количество слабо связанных зарядов, способных перемещаться внутри вещества на большие расстояния. Иными словами, диэлектрики не являются абсолютными непроводниками электрического тока. Однако в нормальных условиях таких зарядов в диэлектриках очень мало, и обусловленный ими электрический ток, называемый током утечки, невелик. Проводимость диэлектриков намного меньше проводимости проводников. Обычно к диэлектрикам относят вещества, имеющие удельную электрическую проводимость не больше 10^{-7} — 10^{-8} См/м, к проводникам — имеющие проводимость больше 10^7 См/м. Материалы, обладающие удельной проводимостью, промежуточной между диэлектриками и проводниками, называют полупроводниками.

Большое количественное отличие проводимости диэлектриков и проводников создает определенное качественное различие с точки зрения проявлений электричества: в диэлектриках создается электрическое поле, в нем преобладают электростатические явления, в про-

водниках проявляются только электродинамические явления при практическом отсутствии электрического поля. Из сказанного выше ясно, что в слабом виде электродинамические явления наблюдаются и в диэлектриках.

Приведенное принципиальное разделение диэлектриков и проводников недостаточно для практических, промышленных целей. С этой точки зрения имеет распространение практическая классификация материалов. Например, металлы относят обычно к проводникам, стекла, кристаллические минералы (слюда, кварц и др.), синтетические полимерные материалы (смолы) — к диэлектрикам. Такая классификация, принятая на практике, в известном смысле условна: металлы, переведенные нагреванием в газообразное состояние, становятся диэлектриками; диэлектрики при достаточно высоких температурах могут стать практически проводниками, как, например, стекла; некоторые полимеры являются полупроводниками.

Диэлектриками могут быть материалы, находящиеся в нормальных условиях в разных агрегатных состояниях — газообразном, жидком и твердом. Поскольку свойства вещества сильно зависят от его агрегатного состояния, обычно рассматривают отдельно физические явления в газообразных, жидких и твердых диэлектриках.

1-2. ОСОБЕННОСТИ ГАЗООБРАЗНОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Газы состоят из отдельных атомов и молекул, расстояния между которыми относительно велики, а поэтому силы взаимодействия малы. В силу слабых сил взаимодействия атомы и молекулы не образуют определенных агрегатов. Этим и объясняется малая плотность газов. В силу ряда причин в газах имеется и небольшое количество свободных электронов и ионов.

Частицы газа находятся в непрерывном неупорядоченном (хаотическом) тепловом движении, скорость которого зависит от температуры. Поскольку это движение хаотическое, без общей для всех частиц направленности, они время от времени сталкиваются между собой. Особенности кинетического состояния газа определяются, кроме температуры, количеством частиц в единице объема и эффективным диаметром частиц (в дальней-

шем будем говорить о молекулах — о молекулярном состоянии газа).

Некоторое представление о физическом состоянии газов дают следующие данные: число молекул в 1 м^3 любого газа при давлении $101,3 \text{ кПа}$ и температуре 0°C равно $2,687 \cdot 10^{25}$; средняя скорость теплового движения молекул разных газов в нормальных условиях имеет значение порядка нескольких сотен метров в секунду, например для водорода 1600 м/с .

Большое значение имеет длина свободного пробега, совершаемого молекулами газа до столкновения с другими молекулами. Обычно учитывается среднее значение длины свободного пробега молекулы, которое выражается следующим уравнением:

$$l = \frac{1}{\sqrt{2} n d^2}, \quad (1-1)$$

где n — число молекул газа в единице объема;

d — диаметр молекулы (если принять ее за сферу).

Понятие о возможных значениях l дает такой пример: при давлении $101,3 \text{ кПа}$ в воздухе l составляет около 10^{-5} см .

1-3. ОСОБЕННОСТИ ЖИДКОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Расстояния между молекулами в жидкостях намного меньше, чем в газах, а поэтому и взаимодействие между молекулами здесь значительно сильнее. Расстояния между молекулами в жидкостях и плотность их примерно такие же, как в твердых телах.

Тепловое движение частиц жидкости имеет двойной характер: колебательный и поступательный. Находясь в данный момент времени в определенной пространственной точке, молекула совершает колебания около некоторого положения равновесия с частотой около 10^{12} — 10^{13} Гц .

Переход молекулы из одного фиксированного положения в другое возможен при условии, когда потенциальная энергия молекулы увеличится до значения, достаточного для преодоления взаимодействия с соседними молекулами, которое называется потенциальным барьером. Молекулы, преодолевшие потенциальный барьер, называют активированными. В активированном состоянии молекула совершает поступательное движение до следующего фиксированного положения, в котором

она в течение некоторого времени релаксации будет совершать колебательное тепловое движение. Вследствие беспорядочного теплового движения молекул по всем трем координатным осям без внешнего воздействия поступательное движение активированных молекул равно вероятно в любом направлении, что характерно для жидкости. При наложении внешнего воздействия, например электрического поля, положение изменится, потенциальный барьер по направлению поля уменьшится и переброс молекул в этом направлении облегчится.

Продолжительность τ пребывания молекулы в таком фиксированном, связанном состоянии (время релаксации) выражается уравнением

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{W}{kT}}, \quad (1-2)$$

где τ_0 — продолжительность периода теплового колебания;

W — потенциальная энергия молекулы.

Как видно из этого уравнения, время релаксации увеличивается с понижением температуры, т. е. с повышением вязкости, которая является весьма важным параметром жидкости.

Энергия молекулы в поступательном движении W_2 больше энергии молекулы в фиксированном состоянии W_1 ; разность энергий $W_2 - W_1$ называется энергией активации. Ее необходимо затратить, чтобы обеспечить переход молекулы в соседнее положение.

Отметим, еще одну особенность, отличающую жидкое состояние от газообразного: благодаря большим силам взаимодействия молекула, находящаяся в фиксированном положении (в состоянии колебания около определенной точки), вызывает известное упорядочение в расположении ближайших к ней молекул. Это упорядочение называют «ближним порядком», представление о котором дает схематически рис. 1-1, на котором показаны

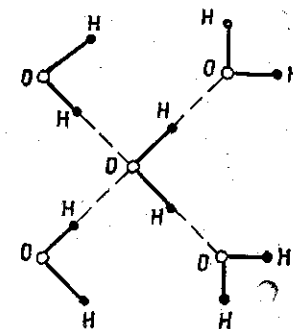


Рис. 1-1. Схематическое изображение молекулы воды с четырьмя ближайшими к ней молекулами.

молекулы воды. На этом рисунке сплошными линиями обозначены химические внутримолекулярные связи, пунктирными — водородные связи между молекулами; ясно просматривается «ближний порядок».

1-4. ОСОБЕННОСТИ ТВЕРДОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Твердые тела обладают очень большой вязкостью и постоянством расположения в пространстве тех точек, около которых совершается колебательное движение частиц. Переход частиц из этого фиксированного положения в другое фиксированное положение в твердом теле чрезвычайно затруднен, что находит свое отражение в очень большом времени релаксации, которое определяется таким же уравнением (1-2), как и для жидкости. Отличаются лишь значения энергии активации.

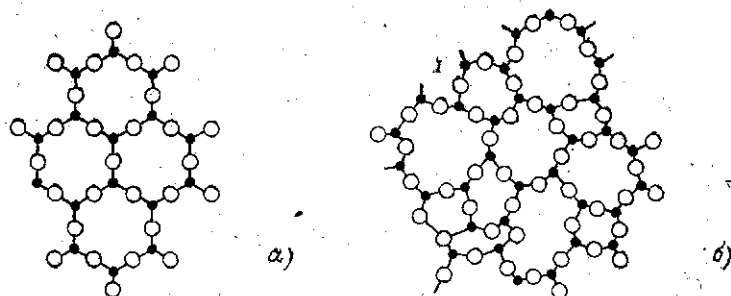


Рис. 1-2. Строение кристаллического (а) и аморфного (б) кварца.
● — атом Si; ○ — атом O.

Аморфные твердые тела с неупорядоченным расположением частиц можно рассматривать как переохлажденные жидкости. Как правило, они отличаются изотропной структурой, им присущ «ближний порядок». У кристаллических твердых тел с упорядоченным пространственным расположением частиц, образующих кристаллическую решетку, структура анизотропная: их свойства различны в разных направлениях. В отличие от аморфных тел им присущ «дальний порядок», при котором все (а не только ближайшие) частицы имеют упорядоченные расположения. Поэтому каждая частица кристаллического тела взаимодействует не только с бли-

жайшими соседними («силы ближнего действия»), но и с удаленными («силы дальнего действия»). Среди твердых тел многие встречаются и в аморфном и в кристаллическом состоянии. Например, кварц SiO_2 : при быстром охлаждении его расплава образуется аморфное стекло, при медленном — кристаллическое тело. Рисунок 1-2 иллюстрирует особенности строения кристаллического и аморфного кварца. Твердые тела могут иметь смешанную структуру — состоять из аморфной и кристаллической фаз, например фарфор, некоторые синтетические полимеры.

Имеется существенное отличие в поведении аморфных и кристаллических тел при нагревании: у аморфных нет четко выраженной температуры плавления, т. е. перехода в маловязкое жидкое состояние, как это видно из рис. 1-3. Правда, при достаточно высокой температуре T_1 вязкость аморфного тела становится весьма низкой, тело переходит в жидкотекучее состояние, поэтому ее можно условно принять за температуру плавления. Ниже температуры T_g данное тело приобретает большую, присущую ему твердость; эту температуру называют температурой стеклования.

У кристаллических тел вязкость с повышением температуры почти не уменьшается вплоть до температуры плавления, когда разрушается кристаллическая решетка и тело приобретает жидкотекучее состояние.

Представленная на рис. 1-3 кривая соответствует особенностям органических полимеров. Зависимость вязкости аморфных неорганических материалов — силикатных стекол от температуры имеет такой же характер. При температуре ниже температуры стеклования, зависящей от химического состава стекол, последние становятся хрупкими; при температуре выше точки стеклования на десятки или сотни градусов Цельсия (в зависимости от химического состава) у стекол начинают появляться свойства жидкого тела.

Кристаллы различаются между собой как по форме решеток, так и по их структурным элементам, распо-

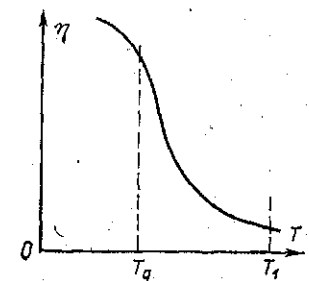


Рис. 1-3. Зависимость вязкости аморфного тела от температуры.

женным в узлах кристаллических решеток. Одной из простейших форм решетки является простая кубическая решетка хлористого натрия, несколько сложнее объемно-центрированная кубическая решетка хлористого цезия, показанные на рис. 1-4.

По структурным элементам различают три основных вида решеток: ионную, атомную и молекулярную. Классическим примером ионной решетки является решетка хлористого натрия: в узлах решетки, чередуясь в строгом порядке, расположены отрицательные ионы хлора (Cl^-) и положительные ионы натрия (Na^+). В решетке

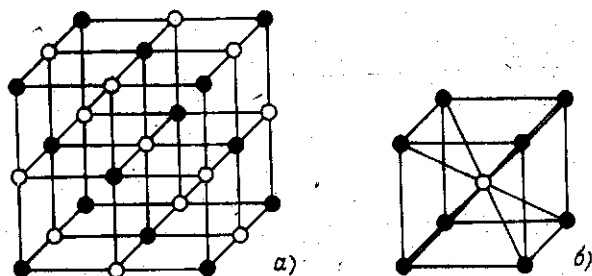


Рис. 1-4. Примеры кристаллических решеток.

а — простая кубическая — хлористый натрий; б — объемно-центрированная кубическая — хлористый цезий.

на своих местах их удерживают силы притяжения разноименных зарядов. Ионную решетку имеют многие минеральные диэлектрики, например слюда. Связь между элементами атомной решетки имеет более сложный характер; она определяется так называемыми обобществленными электронами, принадлежащими одновременно соседним атомам. Таким типом решетки обладают типичные полупроводники: кремний, германий. Молекулярной решеткой обладают органические кристаллические диэлектрики, например парафин, некоторые синтетические полимеры. Связь между элементами этой решетки определяется силами Ван-дер-Ваальса, характерными для притяжения незаряженных частиц и более слабыми, чем силы химической связи.

Свойства кристаллов зависят не только от их химического состава, геометрической формы решетки, но и от плотности расположения в ней структурных элементов, так называемой плотности упаковки. Наглядное

представление об этом дает рис. 1-5, на котором в объемном виде показаны структуры хлористого натрия и хлористого цезия.

Различные примеси и посторонние включения всегда в той или иной мере влияют на свойства материала, на его качество. Степень этого влияния может быть различна в зависимости от вида и количества этих примесей и включений. Примеси могут быть и полезными, улучшающими свойства материала. Включения, нарушающие однородность структуры, часто оказывают отрицательное влияние.

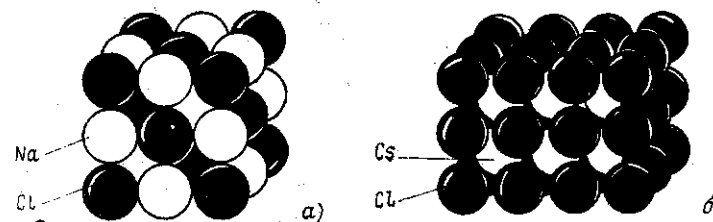


Рис. 1-5. Плотная упаковка ионов хлористого натрия (а) и неплотная упаковка ионов хлористого цезия (б).

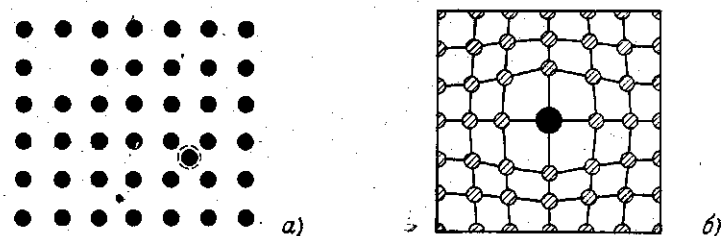


Рис. 1-6. Примеры дефектов кристаллических решеток.

а — пустой узел и собственный ион в междоузлии; б — посторонний атом в решетке.

В кристаллических телах приходится дополнительно считаться с возможными специфическими дефектами кристаллической решетки, которые могут быть и не связаны с посторонними включениями. На рис. 1-6 показаны три весьма часто встречающихся дефекта структуры кристалла: незанятый, пустой узел решетки («дырка»); собственный ион, попавший в междоузлие, и посторонний атом в узле решетки. Подобные дефекты

в той или иной степени нарушают нормальные силы связи между узлами решетки и могут способствовать облегчению срыва отдельных узлов со своих мест под влиянием тепловых колебаний. При наличии электрического поля этот срыв облегчается.

Важным физическим параметром кристаллической решетки является энергия решетки, соответствующая значению энергии, необходимой для полного разрушения 1 моля данного вещества, т. е. разделения решетки на ионы, атомы или молекулы и рассеяния их на большие расстояния.

Отметим некоторые особенности структуры полимеров, влияющие, как показано дальше, на их электроизоляционные свойства. В аморфных полимерах, характеризующихся отсутствием дальнего порядка в расположении молекул, как правило, имеет место та или иная степень упорядоченности строения. Им свойственна так называемая надмолекулярная структура, представляющая собой определенные структурные образования из групп мономолекул. В стеклообразном состоянии полимеров при температуре ниже температуры стеклования обычно наблюдаются два вида надмолекулярных структур: это или частицы сферической формы, так называемые глобулы, или линейные группы — агрегаты молекул, так называемые пачки. Эта упорядоченность еще не соответствует кристаллической структуре, которая характеризуется, как было отмечено раньше, дальним порядком. Полимеры, отличающиеся в стеклообразном состоянии глобулярной структурой, имеют повышенную хрупкость. Более высокие механические свойства и отсутствие хрупкости отличают полимеры с пачечной структурой. У этих полимеров, особенно после одноосной ориентации — вытяжки при определенной температуре, может возникнуть вторичная надмолекулярная структура, так называемая фибриллярная, при которой длинные линейные макромолекулы образуют агрегаты, напоминающие пучки волокон. При повышенной температуре в высокоэластическом состоянии, когда усиливается тепловое движение молекул и их сегментов, может произойти изменение надмолекулярных структур и даже формы самих молекул.

Кристаллическому состоянию полимеров присущ дальний порядок расположения частиц, однако особенность строения их молекул, имеющих обычно форму

длинных цепочек, накладывает здесь свой отпечаток. В отличие от обычных низкомолекулярных кристаллов кристаллические полимеры имеют не столь строго упорядоченную структуру; наряду с хорошо упорядоченными областями — кристаллитами существуют и области неупорядоченные, которые можно назвать дефектными. Способность полимера к кристаллизации сильно зависит от наличия регулярности в структуре самих молекул. Так, полистирол, полиметилметакрилат, полипропилен, если они имеют молекулы упорядоченной структуры, так называемые стереорегулярные, способны кристаллизоваться, а при нерегулярной структуре молекул — в атактической форме — не способны. Мешают кристаллизации и молекулы с ответвлениями. Этим объясняется тот факт, что полиэтилен среднего давления, имеющий наименьшее количество ответвлений, кристаллизуется лучше, чем полиэтилены низкого и высокого давления.

Для полимеров существует понятие степени кристалличности, под которой понимают долю областей с полной, трехмерной, упорядоченностью. Степень кристалличности, %, может быть рассчитана по формуле

$$x = \frac{d_k(d - d_a)}{d(d_k - d_a)} \cdot 100, \quad (1-3)$$

где x — степень кристалличности;

d — плотность полимера;

d_k — плотность кристаллических областей;

d_a — плотность аморфных областей.

Кристаллизуются полимеры из расплава при охлаждении и из раствора при испарении растворителя. При этом степень кристалличности зависит от скорости охлаждения или испарения. Особым свойством ряда полимеров является способность кристаллизоваться при растяжении. На практике хорошо известен прием термо-вытяжки, когда полимер, размятченный от нагревания до высокоэластического состояния, подвергается вытягиванию и охлаждению в растянутом состоянии; эта операция дает высокую степень кристалличности и повышает механическую прочность.

При кристаллизации полимеров обычно имеет место и образование вторичных надмолекулярных структур, влияющих на механические и электроизоляционные свойства полимеров. Надмолекулярные структурные образования могут быть в виде лент, пластин, нитей (фибриллы), сфер (сферолиты).

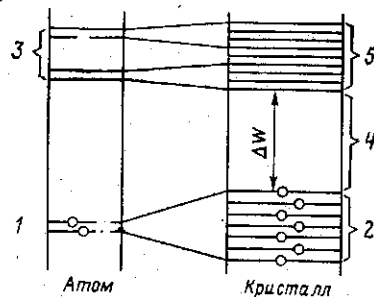


Рис. 1-7. Энергетические зоны твердого кристаллического диэлектрика; по вертикали условно отложены значения энергии. 1 — нормальные энергетические уровни атома; 2 — заполненная электронами зона твердого тела; 3 — уровни возбужденного атома; 4 — запрещенная зона твердого тела; 5 — зона проводимости твердого тела.

Особенности энергетического состояния твердого тела описывает современная зонная теория, сущность которой изложена ниже. Известно, что атомы состоят из ядра, окруженного электронами, вращающимися вокруг него по определенным орбитам. Энергия электронов, находящихся на разных орбитах, различна; она увеличивается с увеличением расстояния от ядра. Электроны, находящиеся на внешних орбитах, называют валентными. Таким образом, можно говорить о разных энергетических состояниях, разных энергетических уровнях электронов. Согласно квантовой теории электроны не могут иметь любые значения энергии, так как ее изменения возможны только определенными порциями, квантами. Перевод на более высокий энергетический уровень происходит за счет внешнего воздействия, например нагрева, электрического поля, облучения. Различают нормальное состояние атома, не подвергшегося возбуждению внешними энергетическими источниками, и возбужденное, при котором часть электронов временно приобретает дополнительную энергию, переходит на более высокий энергетический уровень. При объединении атомов в твердом теле в результате их взаимодействия имеет место расщепление как нормальных, так и возбужденных электрических уровней электронов в атомах, что приводит к образованию энергетических зон. Различают три зоны: заполненную внешними электронами; запрещенную — соответствующую уровням энергии, на которых не могут находиться электроны; зону проводимости, соответствующую возможным уровням энергии. Это положение иллюстрирует схематическое изображение энергетических зон кристаллического диэлектрика на рис. 1-7. Проводимость данного тела определяется в основном шириной запрещенной зоны (на рис. 1-7 ΔW), т. е. разницей между верхним энергетическим уровнем за-

полненной зоны и нижним уровнем зоны проводимости. Попавший в зону проводимости электрон создает электронную электропроводность. При большом значении ΔW переход из заполненной зоны в свободную затруднен и возможен лишь при большом возбуждении атомов. Значит, у такого тела электронная проводимость будет мала — это будет диэлектрик. При отсутствии запрещенной зоны малейшее возбуждение атомов приведет к перебросу электронов в зону проводимости. Проводимость такого тела будет велика — это проводник. При наличии узкой запрещенной зоны перебросы электронов в зону проводимости происходят сравнительно легко. Такое тело по проводимости будет занимать промежуточное состояние между диэлектриком и проводником — это будет полупроводник. Диэлектрики обычно имеют ширину запрещенной зоны больше 3 эВ, материалы с более узкой запрещенной зоной относятся к полупроводникам.

Зонная теория хорошо объясняет известный факт повышения проводимости диэлектриков с ростом температуры: за счет возбуждения атомов увеличивается энергия электронов, и они приобретают возможность легче «перескакивать» через запрещенную зону. В проводниках повышение температуры не вызывает такого эффекта, а усиление тепловых колебаний частиц затрудняет направленное движение электронов, вызванное приложенной разностью потенциалов, что приводит к росту сопротивления. Это явление будет наблюдаться и в диэлектриках, но его эффект с избытком перекрывается облегчением перебросов электронов в зону проводимости.

Описанная картина не учитывает дефектов кристалла. При наличии таковых могут быть местные изменения ширины запретной зоны, что вызовет известное повышение проводимости. На рис. 1-8 схематически показаны энергетические уровни (зоны) диэлектриков, полупроводников и проводников. Из этого рисунка видно, что между диэлектриками и проводниками сущест-

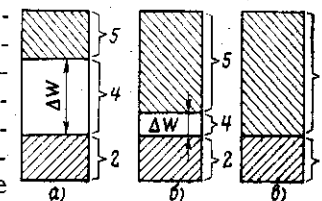


Рис. 1-8. Энергетические зоны твердых тел.

а — диэлектрика; б — полупроводника; в — проводника; обозначения 2, 4 и 5 — те же, что на рис. 1-7.

вует четкая принципиальная разница, в то время как между диэлектриками и полупроводниками различие по существу в основном количественное.

1-5. ОСОБЕННОСТИ ДИЭЛЕКТРИКОВ С ПОЛЯРНЫМИ МОЛЕКУЛАМИ

В зависимости от расположения электрических зарядов в молекулах различают два вида молекул: 1) молекулы с симметричной структурой, у которых центры положительных и отрицательных зарядов¹ совпадают;

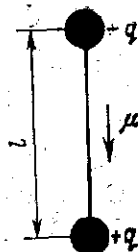


Рис. 1-9. Схема полярной молекулы.

в них без внешних воздействий нет постоянного электрического момента; их называют неполярными; 2) молекулы с несимметричной структурой, у которых центры положительных и отрицательных зарядов не совпадают; они представляют собой электрические диполи с постоянными электрическими моментами, образование которых не связано с внешним воздействием; такие молекулы называют полярными или диполями. На рис. 1-9 показана схема полярной молекулы.

Электрический момент (дипольный момент), присущий полярной молекуле, выражается уравнением

$$\mu = ql, \quad (1-4)$$

где q — суммарный электрический заряд молекулы (положительный или численно равный ему отрицательный);

l — расстояние между центрами положительных и отрицательных зарядов — плечо диполя.

Некоторые материалы имеют в своем составе полярные и неполярные молекулы; в составе сложных молекул могут быть отдельные полярные группы атомов. В таких материалах будут проявляться особые свойства, присущие полярным диэлектрикам, поэтому их относят к таковым.

¹ Центром заряда аналогично центру тяжести называют точку, в которой суммарный заряд одного знака будет оказывать на внешние заряды такое же действие, как все складываемые заряды.

Электрический момент в единицах СИ выражается в Кл·м; часто его выражают в дебаях (в честь физика Дебая, впервые разработавшего теорию полярных молекул). Между этими единицами существует следующее соотношение: 1 дебай = $3,333 \cdot 10^{-30}$ Кл·м.

Из сказанного выше вытекает следующее положение: возможность возникновения электрических моментов молекул определяется не химическим составом,

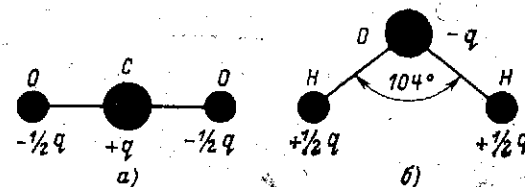


Рис. 1-10. Схема пространственного строения молекул: углекислого ангидрида CO_2 (а) и воды H_2O (б).

а пространственным расположением зарядов в них. Очевидно, что при замещении одних атомов другими, нарушающими симметричное расположение зарядов, молекула из неполярной становится полярной.

Полярными диэлектриками могут быть вещества газообразные, жидкие и твердые, поскольку возникновение дипольных моментов не определяется непосредственно характером агрегатного состояния. Ниже рассмотрены примеры полярных диэлектриков в разных агрегатных состояниях.

Наглядный пример, иллюстрирующий влияние пространственного расположения зарядов в молекуле на формирование электрического момента ее, представлен на рис. 1-10. У симметрично построенной молекулы CO_2 дипольный момент равен нулю, у несимметрично построенной молекулы H_2O он равен $6,1 \cdot 10^{-30}$ Кл·м. Дипольные моменты симметричных молекул газообразных и жидких углеводородов равны нулю или очень близки к нулю.

На рис. 1-11 показана схема расположения зарядов в молеку-

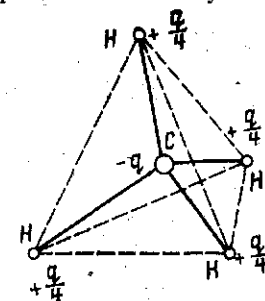
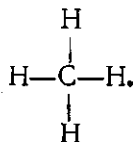
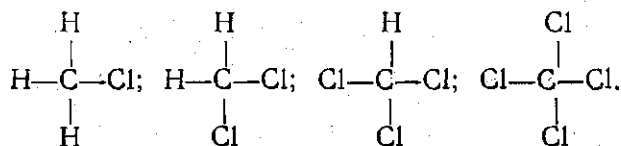


Рис. 1-11. Схема пространственного строения молекулы метана CH_4 .

ле метана CH_4 , неполярного газа с такой структурной формулой:



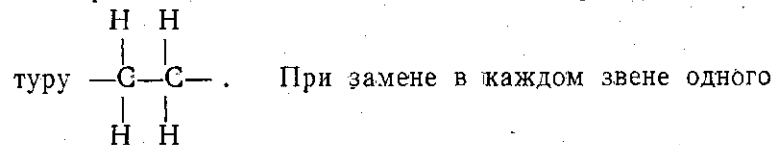
При замещении в этой молекуле одного, двух, трех и четырех атомов водорода на атомы хлора получаем соответственно хлористый метил CH_3Cl , двуххлористый метилен CH_2Cl_2 , хлороформ CHCl_3 и четыреххлористый углерод CCl_4 ; они имеют соответственно следующие структурные формулы:



Дипольный момент у CH_3Cl равен $3,8 \cdot 10^{-30}$, у CH_2Cl_2 — $5,17 \cdot 10^{-30}$, у CHCl_3 — $6,2 \cdot 10^{-30}$ Кл·м, у CCl_4 , имеющего симметричную структуру молекул, дипольный момент равен нулю. Бензол C_6H_6 неполярен; монохлорбензол $\text{C}_6\text{H}_5\text{Cl}$ полярна, его дипольный момент $5,17 \times 10^{-30}$ Кл·м. Замещение в молекуле бензола одного атома водорода на гидроксильную группу OH (которая сама является диполем) дает полярное вещество фенол $\text{C}_6\text{H}_5\text{—OH}$.

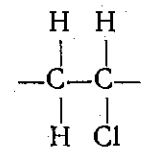
Применяемый в промышленности жидкий диэлектрик совол $\text{C}_{12}\text{H}_{25}\text{Cl}$ полярна; получается он из неполярного углеводорода дифенила $\text{C}_{12}\text{H}_{10}$ хлорированием.

Молекула твердого неполярного синтетического полимера полиэтилена состоит из большого количества элементарных звеньев C_2H_4 , имеющих симметричную структуру

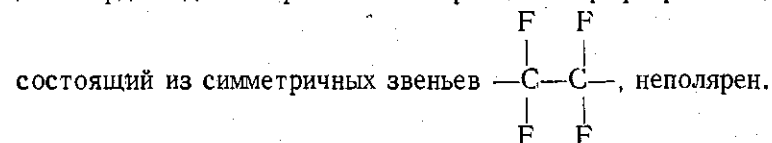


атома водорода на один атом хлора получаем полярный поливинилхлорид, звенья которого имеют такую струк-

туру:

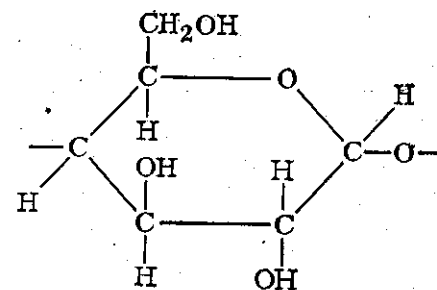


Твердый диэлектрик — полимер политетрафторэтилен,



При нарушении симметрии, при замене одного атома фтора атомом хлора, получаем полярный полимер политрифторхлорэтилен.

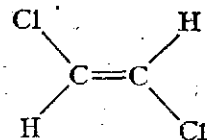
Кроме указанной выше гидроксильной группы атомов, имеется ряд других, обладающих дипольным моментом, в частности: группы карбонильная CO , карбоксильная COOH и др. Молекулы, содержащие в своем составе эти группы, являются полярными. В качестве примера укажем на природный полимер — клетчатку, состоящий из элементарных звеньев: $\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5$, с такой структурной формулой:



Как видно, каждое звено клетчатки содержит по три полярные гидроксильные группы, благодаря чему клетчатка является полярным полимером.

Примером влияния пространственного размещения зарядов в молекуле на формирование дипольного момента являются изомеры дихлорэтилена $\text{C}_2\text{H}_2\text{Cl}_2$. Так,

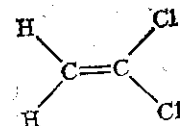
транс-изомер



имеет симмет-

ричную структуру и электрический момент, равный 0.

Цис-изомер



имеет несиммет-

ричную молекулу, и его дипольный момент равен $6,17 \cdot 10^{-30}$ Кл·м.

При сопоставлении полярных и неполярных молекул закономерно возникает вопрос о существовании различия в их поведении в электрическом поле за счет взаимодействия последнего с дипольными моментами молекул. Такое различие в действительности существует, оно будет рассмотрено в следующей главе (см. § 2-3).

1.6. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Поведение диэлектриков в электрическом поле оценивается рассмотренными ниже параметрами.

а) УДЕЛЬНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

Способность проводить постоянный ток — ток утечки определяется удельным сопротивлением. В твердых диэлектриках различают два тока утечки — объемный I_v и поверхностный I_s , сумма которых дает общий ток утечки. Пояснение этому дано на рис. 1-12, на котором показано расположение пластины диэлектрика между плоскими электродами. Один электрод может быть заземлен, что не меняет принципиальной схемы, являющейся простейшей схемой конденсатора. Объемному току утечки, проходящему через толщу диэлектрика, соответствует объемное сопротивление, поверхностному, проходящему по поверхности диэлектрика, — поверхностное, по зна-

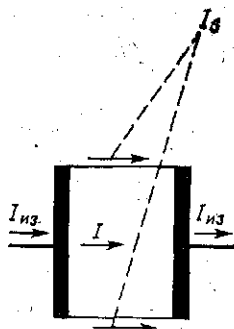


Рис. 1-12. Прохождение объемного и поверхностного токов утечки.

чениям токов и размеров пластинки подсчитывают соответствующие удельные сопротивления. Раздельное измерение объемного и поверхностного токов утечки производят с помощью трехэлектродной схемы, показанной на рис. 1-13. При включении электродов с помещенным между ними образцом по схеме рис. 1-13,б через гальванометр проходит объемный ток, а поверхностный

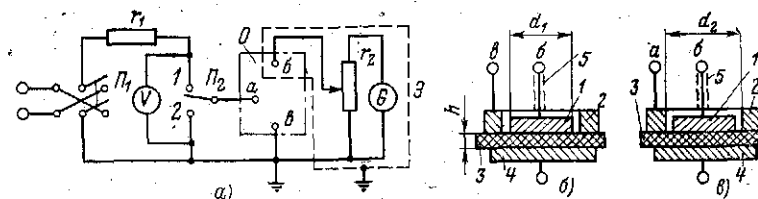


Рис. 1-13. Схема и электроды для определения удельных сопротивлений плоских образцов твердых диэлектриков.

а — схема (О — образец; V — вольтметр; G — гальванометр; r_1 — защитный резистор; r_2 — шунт гальванометра; P_1 и P_2 — переключатели направления тока; Э — металлический экран для устранения помех); б — присоединение в схему электродов для определения удельного объемного сопротивления; в — присоединение электродов для определения удельного поверхностного сопротивления (1 — измерительный электрод; 2 — охрannое кольцо; 3 — образец диэлектрика; 4 — нижний электрод; 5 — экран).

ток через охрannое кольцо отводится в землю вместе с частью объемного тока, протекающей между электродом 4 и охранным кольцом. Благодаря этому при достаточно малом зазоре между охранным кольцом и измерительным электродом плотность тока между электродами 4 и 1 будет равномерной — устраняется так называемый краевой эффект. При включении электродов по схеме рис. 1-13,в заземляется электрод 4 и через гальванометр проходит в основном поверхностный ток; к нему добавляется часть объемного тока, проходящая через массу образца между электродами 2 (охранное кольцо) и 1.

По объемному сопротивлению рассчитывают удельное объемное сопротивление:

$$\rho = \frac{RS}{h} = \frac{R\pi d_1^2}{4h}, \quad (1-5)$$

где ρ — удельное объемное сопротивление, Ом·м;
 R — объемное сопротивление, Ом;
 d_1 — диаметр измерительного электрода, м;
 h — толщина образца, м.

Удельное объемное сопротивление численно равно сопротивлению куба материала с ребрами в 1 м при условии протекания постоянного тока через противоположные грани.

Удельное поверхностное сопротивление рассчитывают по следующей формуле:

$$\rho_s = R_s \pi \frac{d_1 + d_2}{d_2 - d_1}, \quad (1-6)$$

где ρ_s — удельное поверхностное сопротивление, Ом;

R_s — поверхностное сопротивление, Ом;

d_1 и d_2 — диаметр измерительного электрода и внутренний диаметр охранного кольца соответственно.

Удельное поверхностное сопротивление численно равно сопротивлению квадрата (любого размера) поверхности материала, когда постоянный ток подведен к двум противоположным сторонам квадрата.

Если при измерении тока утечки не разделить объемный и поверхностный токи, то будет определен суммарный ток, которому соответствует общее сопротивление изоляции, обозначаемое $R_{из}$. В электроизоляционных конструкциях, когда невозможно разделить токи утечки, ограничиваются определением $R_{из}$.

При измерении удельных сопротивлений измерение тока следует производить не сразу после включения напряжения, а спустя некоторое время, достаточное для того, чтобы изменяющаяся во времени составляющая тока снизилась до нуля. В противном случае в измерении удельных сопротивлений будет введена ошибка. Обычно отсчет тока делают через 1 мин после включения напряжения. Считается, что за время 1 мин уменьшающийся во времени по экспоненциальному закону ток, вызванный медленными видами поляризации (см. гл. 2), в большинстве случаев спадает до нуля. Однако в условиях некоторых видов миграционной поляризации, рассматриваемой в § 2-3, время установления чистого тока проводимости может быть несколько часов, суток и более.

Изменение удельного сопротивления в зависимости от температуры характеризуется температурным коэффициентом сопротивления, определяемым, как и для любой физической величины, формулой

$$TK\rho = \frac{d\rho/dT}{\rho}, \quad (1-7)$$

где T — температура.

Как правило, $TK\rho$ у диэлектриков отрицателен.

Токи утечки в диэлектрике вызывают потери мощности, связанные с необратимым переходом электрической энергии в тепловую. Эти потери выражаются уравнением

$$P = UI_{из} \quad (1-8)$$

и называются диэлектрическими. Формула (1-8) справедлива при постоянном токе; при переменном, как увидим несколько ниже, диэлектрические потери обычно превосходят вычисленные по (1-8).

б) ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ И ТАНГЕНС УГЛА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ

При приложении к диэлектрику постоянного напряжения в нем, как в любом конденсаторе, возникает ток заряда конденсатора (емкостный ток), уменьшающийся до нуля по окончании установления электрического поля. При переменном напряжении емкостный ток наблюдается в течение всего времени и определяется формулой

$$I_c = \omega CU, \quad (1-9)$$

где I_c — емкостный ток, А;

ω — угловая частота, рад/с;

U — приложенное напряжение, В.

В идеальном случае емкостный ток определяется только упругим смещением в электрическом поле электронов в атомах и молекулах или ионов, опережает напряжение по фазе на 90° , является чисто реактивным и не вызывает диэлектрических потерь.

В большинстве реальных диэлектриков протекающий через них при переменном напряжении ток опережает напряжение на угол, несколько меньший 90° , что связано с существованием в диэлектрике уже упоминавшихся токов электропроводности и поляризационных (более подробно природа этих токов будет рассмотрена в гл. 2 и 3).

С учетом этого может быть составлена диаграмма токов в диэлектрике, представленная на рис. 1-14. Реальный диэлектрик, характеризующийся определенными емкостью, сопротивлением и потерями мощности, может быть формально представлен двумя схемами замещения, которые включают в себя емкость (конденсатор) без потерь мощности и сопротивление (резистор), где про-

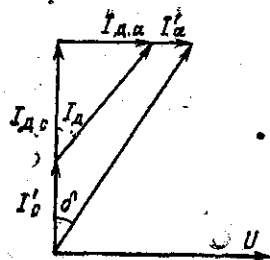


Рис. 1-14. Векторная диаграмма токов в диэлектрике.

I'_a — ток утечки, $I_{д.а}$ — добавочный активный ток). Природа добавочных токов описана в § 2-3.

Из векторной диаграммы токов выводится формула диэлектрических потерь при переменном напряжении

$$P = U^2 \omega (C' + C_d) \operatorname{tg} \delta = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta, \quad (1-10)$$

где P — диэлектрические потери, Вт;

C' — емкость, связанная с током I'_c (ее называют геометрической), Ф;

C_d — добавочная емкость, связанная с емкостной составляющей тока $I_{д.а}$, Ф;

$\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла диэлектрических потерь; он является важным параметром диэлектриков.

Для случая плоского конденсатора (слоя диэлектрика между плоскими электродами) емкость определяется формулой

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{h}, \quad (1-11)$$

где C — емкость, Ф;

ϵ_0 — электрическая постоянная, равная $8,854 \cdot 10^{-12}$ или $10^{-9}/36\pi$ Ф/м;

ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость (безразмерная величина);

S — площадь электрода, м²;

h — толщина диэлектрика, м.

Произведение $\epsilon_0 \epsilon_r = \epsilon_a$ называется абсолютной диэлектрической проницаемостью.

Относительная проницаемость ϵ_r является параметром, определяющим емкостные свойства диэлектриков;

исходит потеря мощности. Первая схема имеет параллельное соединение емкости и сопротивления; вторая — последовательное. Представленная на рис. 1-14 диаграмма токов соответствует параллельной схеме. Суммарный ток в диэлектрике будет иметь емкостную составляющую $I_c = I'_c + I_{д.а}$ (где I'_c — емкостный ток упругого смещения электронов и ионов, $I_{д.а}$ — добавочный емкостный ток) и активную составляющую $I_a = I'_a + I_{д.а}$ (где

она показывает, во сколько раз емкость конденсатора с данным диэлектриком больше емкости аналогичного конденсатора, когда диэлектриком является вакуум.

Из сопоставления формул (1-10) и (1-11) видно, что потери определяются произведением $\epsilon_r \operatorname{tg} \delta$, называемым коэффициентом диэлектрических потерь. Величина ϵ_r является более стабильной, чем $\operatorname{tg} \delta$, поэтому часто для характеристики потерь учитывают только $\operatorname{tg} \delta$. В высокочастотной технике вместо $\operatorname{tg} \delta$ часто пользуются его обратной величиной, называемой добротностью и обозначаемой буквой Q .

Согласно определению $\operatorname{tg} \delta$ равен отношению активного тока к реактивному. Заменяя токи через отношения напряжения к соответствующим сопротивлениям ($I_a = U/R$; $I_c = U\omega C$), получаем для параллельной схемы замещения выражение

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{\omega CR}. \quad (1-12)$$

Определение $\operatorname{tg} \delta$ и ϵ_r при частоте 50 Гц производят по стандартизованной методике, например на высоковольтном мосте типа МДП, схема которого дана на рис. 1-15. Из условий равновесия моста, достигаемого регулированием резистора R_3 и емкости C_4 , значение $\operatorname{tg} \delta$ находят по формуле

$$\operatorname{tg} \delta = 2\pi f C_4 R_4, \quad (1-13)$$

где f — частота напряжения, питающего мост, Гц;

C_4 — в фарадах;

R_4 — в омах.

При выводе этой формулы испытуемый диэлектрик замещается схемой из параллельно соединенных емкости и активного сопротивления.

Относительная диэлектрическая проницаемость испытуемого образца вычисляется с учетом его геометриче-

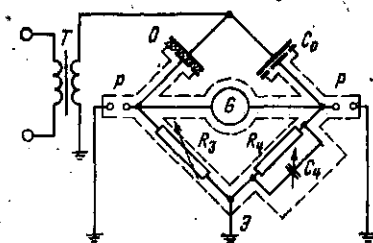


Рис. 1-15. Схема моста МДП.

T — трансформатор; O — образец, включенный по трехэлектродной схеме; C_0 — образцовый конденсатор постоянной емкости, без потерь, высоковольтный; C_4 — конденсатор переменной емкости; R_4 — резистор с постоянным сопротивлением; R_3 — безиндуктивный резистор с переменным сопротивлением; G — вибрационный гальванометр — индикатор равновесия моста; P — защитные разрядники; Z — экран для устранения помех.

ских размеров и формы по емкости, определяемой на мосте типа МДП по следующей формуле: $C_x = C_0 R_4 / R_3$.

Для определения зависимости относительной диэлектрической проницаемости от температуры пользуются выражением температурного коэффициента (ТК)

$$TK_{\epsilon_r} = \frac{d\epsilon_r/dT}{\epsilon_r}. \quad (1-14)$$

в) ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ

При повышении напряжения на электродах может произойти пробой диэлектрика — потеря его диэлектрических свойств с образованием канала высокой проводимости, вызывающего короткое замыкание между электродами. Напряжение, при котором происходит пробой, называют пробивным напряжением $U_{пр}$, а соответствующую напряженность электрического поля (в однородной части поля двух параллельных пластин) — электрической прочностью, выражаемой уравнением

$$E_{пр} = \frac{U_{пр}}{h}, \quad (1-15)$$

где h — расстояние между электродами, т. е. толщина диэлектрика.

В твердых диэлектриках или системах изоляции вместо пробоя — короткого замыкания через толщину — может происходить поверхностный пробой, при котором короткое замыкание происходит по поверхности твердой электрической изоляции, по границе с окружающей средой, газообразной или жидкой.

Поверхностный пробой называют также поверхностным разрядом. Поверхностный пробой в большинстве случаев есть пробой окружающей среды по поверхности твердой изоляции. Напряжение поверхностного пробоя является параметром данной электроизоляционной конструкции, но зависит от свойств твердого материала и окружающей среды.

Для определения электрической прочности твердых диэлектриков наиболее широко применяют дисковые

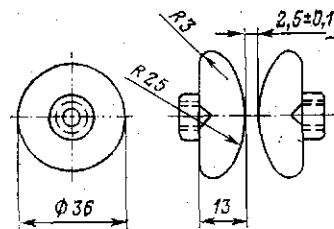


Рис. 1-16. Грибообразные электроды для пробоя жидких диэлектриков.

электроды с закругленными краями. Для пробоя жидких диэлектриков стандартными являются грибообразные электроды, показанные на рис. 1-16. Между такими электродами в месте пробоя — кратчайшего расстояния между электродами — поле практически однородно. Раньше для пробоя жидких диэлектриков стандартными

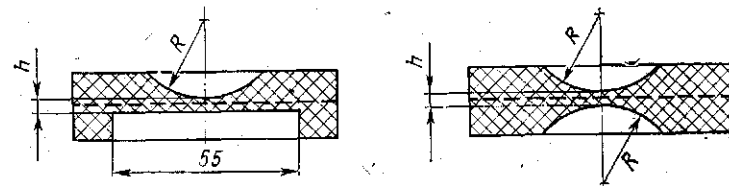


Рис. 1-17. Образцы, обеспечивающие пробой в однородном поле, размер h не более 2 мм.

были плоские дисковые электроды с закругленными краями. В некоторых случаях, для того чтобы приблизить электрическое поле в месте пробоя к однородному, твердым образцам придают специальную форму, показанную на рис. 1-17. На практике при пробое плоских образцов между дисковыми электродами поле условно считают однородным, не учитывая краевой эффект, что позволяет пользоваться формулой (1-15).

Для определения электрической прочности при частоте 50 Гц используют пробивную установку, схематически изображенную на рис. 1-18.

Для определения электрической прочности при постоянном напряжении пользуются схемами выпрямления высокого напряжения, при импульсах напряжения — импульсными генераторами. Напряжение поверхностного пробоя определяют на тех же установках, что и пробивное напряжение.

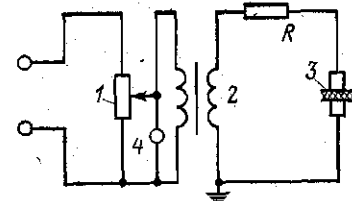


Рис. 1-18. Схема пробивной установки.

1 — устройство, регулирующее напряжение; 2 — повышающий трансформатор; 3 — испытуемый образец; R — защитный резистор; 4 — вольтметр.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ

2-1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

При подаче разности потенциалов на любые электроды, разделенные электроизоляционной прослойкой, в ней возникает электрическое поле, связанное с появлением определенного суммарного заряда.

Ко времени окончания зарядки в конденсаторе образуется суммарный заряд

$$Q=UC. \quad (2-1)$$

Возникновение электрического поля сопровождается накоплением в объеме изоляции (диэлектрика) энергии, равной $U^2C/2$ в джоулях, если C — емкость в фарадах, U — приложенное напряжение в вольтах.

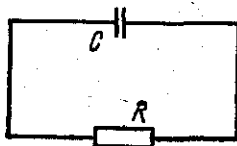


Рис. 2-1. Схема замещения конденсатора при саморазряде.

При постоянном напряжении зарядный (емкостный) ток проходит через изоляцию только в период, когда происходит изменение заряда во времени и создается электрическое поле. При переменном напряжении благодаря непрерывному изменению зарядов во времени емкостный ток будет существовать все время, пока приложено напряжение. Он выражается известной формулой (1-9). Энергия электрического поля (энергия заряженного конденсатора) обратима — выделяется при разрядах конденсатора. Это соответствует опережению током напряжения на 90° .

Любой заряженный конденсатор, оставленный разомкнутым после снятия напряжения, со временем саморазряжается; при этом снимается созданное при зарядке электрическое поле, освобождается и рассеивается накопленная в нем энергия.

Подвергающийся саморазряду конденсатор может быть представлен схемой замещения, показанной на рис. 2-1, в виде параллельно соединенных емкости C (равной емкости конденсатора) и резистора R (сопротивление которого равно сопротивлению изоляции

конденсатора). Напряжение на обкладках изменяется при саморазряде согласно уравнению

$$u=U_0 e^{-\frac{t}{RC}}, \quad (2-2)$$

где u — напряжение в данный момент времени;

U_0 — начальное напряжение при $t=0$;

t — время с начала саморазряда.

Очевидно, что чем больше произведение RC , тем медленнее идет саморазряд.

Величина RC называется постоянной времени конденсатора (участка изоляции). В момент времени $t=RC$ напряжение на обкладках конденсатора в e раз меньше начального. Произведение RC может быть выражено через параметры диэлектрика (изоляции) конденсатора. Из формул (1-5) и (1-11) легко получить выражение:

$$RC=\rho \epsilon_r \epsilon_0. \quad (2-3)$$

Оно показывает, что постоянная времени саморазряда зависит только от параметров изоляции. Геометрические размеры и форма не влияют на ее величину.

В основе явлений зарядки лежит процесс электрической поляризации. В диэлектрике, помещенном в электрическое поле, связанные электрические заряды смещаются на сравнительно небольшие расстояния. В результате образуются элементарные электрические диполи, а поэтому и электрический момент данного объема вещества, равный геометрической сумме элементарных моментов образованных диполей, приобретает значение, отличное от нуля. В поляризованном диэлектрике запасается (накапливается) энергия. В разных диэлектриках электрическая поляризация протекает по-разному в зависимости от особенностей состава и структуры. Эти особенности будут рассмотрены отдельно.

Принято различать макроскопическую и микроскопическую характеристики поляризации. Микроскопической характеристикой является поляризуемость частицы, определяющая электрический момент, приобретаемый частицей в электрическом поле. Суммарным макроскопическим параметром служит относительная диэлектрическая проницаемость, которая и определяет установление во всем объеме диэлектрика электрического поля и связанное с этим накопление энергии.

К числу макроскопических параметров относят также поляризованность, или интенсивность поляризации,

являющуюся суммой электрических моментов отдельных частиц в единице объема поляризованного диэлектрика. Поляризованность является векторной величиной, для большинства диэлектриков она прямо пропорциональна внешней напряженности электрического поля, вызванного приложенным к электродам напряжением, согласно следующему уравнению:

$$P = \chi_r \epsilon_0 E, \quad (2-4)$$

где P — поляризованность, численно равная поверхностной плотности зарядов, связанных в диэлектрике, Кл/м²;

χ_r — диэлектрическая восприимчивость (безразмерная величина);

ϵ_0 — электрическая постоянная [см. формулу (1-11)];

E — внешняя напряженность электрического поля, В/м, вызванная приложенным напряжением.

Произведение $\chi_r \epsilon_0 = \chi_a$ называется абсолютной диэлектрической восприимчивостью. Между диэлектрической восприимчивостью и относительной диэлектрической проницаемостью существует следующая связь:

$$\epsilon_r = 1 + \chi_r. \quad (2-5)$$

Отсюда видно, что относительная диэлектрическая проницаемость не может быть меньше единицы. Диэлектрическая восприимчивость пустоты равна нулю, поэтому ϵ_r для нее равна единице.

При доменной поляризации, о которой говорится ниже, пропорциональность между P и E не соблюдается. Такие диэлектрики носят название нелинейных в отличие от линейных, у которых пропорциональность соблюдается. Нелинейными диэлектриками являются сегнетоэлектрики.

В различных расчетах, связанных с электрическими полями, приходится иметь дело с электрическим смещением, иначе говоря, с электрической индукцией. Связь электрического смещения D с P и напряженностью электрического поля E выражается следующим уравнением:

$$D = \epsilon_0 E + P. \quad (2-6)$$

Между смещением и напряженностью существует и непосредственная связь, которая следует из (2-4) — (2-6):

$$D = \epsilon_0 \epsilon_r E. \quad (2-7)$$

Микроскопической характеристикой поляризации служит поляризуемость, связывающая между собой возникающий при поляризации электрический момент частицы диэлектрика с напряженностью действующего на нее электрического поля через уравнение

$$m = \alpha E, \quad (2-8)$$

где m — электрический момент частицы, Кл·м;

α — поляризуемость, Ф·м².

Заметим, что здесь напряженность E является внутренней и, вообще говоря, не равна внешней, определяемой обычным путем по приложенному напряжению, толщине диэлектрика и форме поля. Подробней этот вопрос рассмотрен в § 2-2,б.

Все виды поляризации диэлектриков в зависимости от их особенностей можно разделить на две группы: поляризации, не вызывающие диэлектрических потерь, связанные с упругими смещениями зарядов, т. е. с возникновением чисто емкостного тока (ток I_c на рис. 1-14), и поляризации, вызывающие диэлектрические потери, связанные с неупругими перемещениями зарядов и с дополнительным током, опережающим напряжение на угол, меньший 90°, имеющим реактивную и активную составляющие (ток I_d на рис. 1-14).

2-2. ПОЛЯРИЗАЦИЯ, НЕ ВЫЗЫВАЮЩАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ

а) ЭЛЕКТРОННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Электронную поляризацию можно назвать универсальной, поскольку она наблюдается у всех без исключения диэлектриков независимо от их состава, строения и агрегатного состояния, в то время как другие виды поляризации наблюдаются не во всех диэлектриках и их наличие связано с определенными условиями состава и структуры. Универсальность электронной поляризации объясняется ее физической природой. Под электронной поляризацией понимают электрическую поляризацию, обусловленную упругим смещением и деформацией электронных оболочек в атомах, ионах, молекулах. Этот вид поляризации часто называют деформационной поляризацией. Вследствие смещения электронных орбит, а значит, и электронов, на них находящихся, поляризованная

частица становится электрическим диполем с определенным наведенным (индуцированным) электрическим моментом, равным произведению заряда на размер смещения.

Для упрощения рассмотрим поляризацию атома водорода, состоящего из положительного ядра и одного электрона.

Поляризованный атом водорода схематически показан на рис. 2-2. В левой части рисунка показана схема

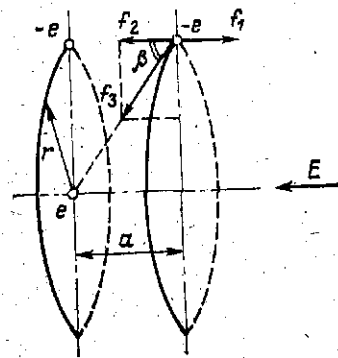


Рис. 2-2. Схема поляризации атома водорода.

электрический момент атома равен:

$$m = ea. \quad (2-9)$$

Из уравнений (2-8) и (2-9) можно определить поляризуемость атома; она равна:

$$\alpha = \frac{e}{E} a. \quad (2-10)$$

С помощью схемы поляризации атома легко определить смещение a и поляризуемость α через радиус орбиты электрона r . Взаимодействие электрического поля и заряда электрона приводит к появлению силы f_1 , действующей на электрон, равной произведению напряженности E на заряд электрона e , $f_1 = Ee$. Кроме этой силы, в атоме действует сила притяжения между электроном и ядром f_3 . Ее проекция на направление электрического поля $f_2 = f_3 \sin \beta$ уравновешивает силу f_1 . С учетом $e = q_1 = q_2$ и $\epsilon_r = 1$ сила f_3

$$f_3 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}.$$

В выражении силы f_2 функция $\sin \beta$ может быть заменена $\tan \beta = a/r$ ввиду того, что a намного меньше r . С учетом всего этого $f_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2 a}{r^3}$. Из равенства сил f_1 и f_2 определим a :

$$a = 4\pi\epsilon_0 \frac{E}{e} r^3. \quad (2-11)$$

Подставив найденное значение для a в уравнение (2-10), получим:

$$\alpha = 4\pi\epsilon_0 r^3. \quad (2-12)$$

Таким образом, параметром атома, определяющим его способность поляризоваться, является радиус электронной орбиты. Отметим, что расчетные значения поляризуемости атомов разных химических элементов хорошо согласуются с экспериментальными данными. Чем больше радиус орбиты, тем меньше сила притяжения между ядром атома и электроном, тем больше смещение при одинаковых значениях напряженности внешнего поля.

При ионной структуре вещества, в частности в ионных кристаллах, где в узлах кристаллической решетки расположены ионы, происходит электронная поляризация ионов. С некоторым допущением можно считать, что процесс поляризации иона (ионизированного, т. е. «потерявшего» электрон атома) практически такой же, как и у исходного (неионизированного) атома.

Специфика процесса электронной поляризации — смещение на весьма малые расстояния частиц с очень малой массой — обуславливает установление ее за очень короткое время, порядка 10^{-15} с. Этим объясняется тот факт, что относительная диэлектрическая проницаемость диэлектриков с одной электронной поляризацией при переменном напряжении практически не зависит от частоты: даже при очень малой продолжительности половины периода переменного напряжения электроны успевают сместиться до предела. Поэтому смещение электронов при электронной поляризации носит чисто упругий характер; при исчезновении электрического поля (при разрядке конденсатора с таким диэлектриком) электроны возвращаются в исходное положение, причем внутри диэлектрика не происходит необратимого поглощения энергии. Энергия, израсходованная при создании электрического поля за счет электронной поляризации,

т. е. вся энергия заряженного диэлектрика (конденсатора), освобождается в процессе разряда (в процессе исчезновения электрического поля). Следовательно, электронная поляризация создает в диэлектрике только емкостный ток, соответствующий вектору I'_c на рис. 1-14.

Для электронной поляризации диэлектрическая восприимчивость в большой степени зависит от плотности тела, вследствие чего относительная диэлектрическая проницаемость газов практически мало отличается от единицы. У жидких и твердых диэлектриков она составляет несколько единиц. Например, у жидкого диэлектрика с чисто электронной поляризацией — бензола $\epsilon_r = 2,25 \div 2,28$.

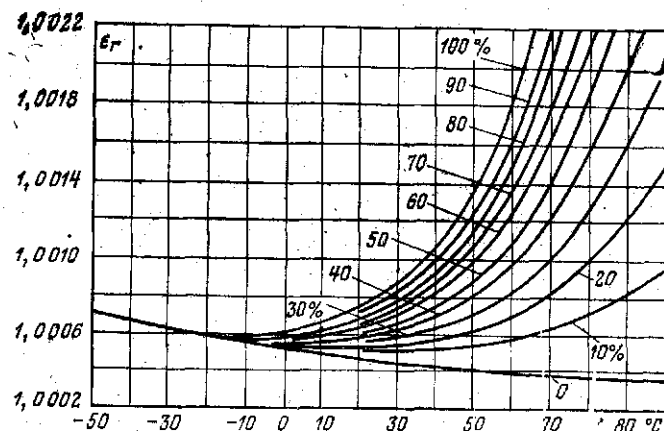


Рис. 2-3. Зависимость ϵ_r воздуха разной степени влажности от температуры. Цифры у кривых обозначают относительную влажность, %.

С увеличением температуры поляризованность за счет электронной поляризации уменьшается из-за расширения тела, т. е. уменьшения числа поляризуемых частиц в единице объема. Однако в связи с малым значением температурного коэффициента расширения диэлектриков относительная диэлектрическая проницаемость при одной электронной поляризации слабо снижается с увеличением температуры. Для примера на рис. 2-3 показаны графики зависимости относительной диэлектрической проницаемости воздуха с разным содержанием водяных паров (различной влажностью) от

температуры. По кривой для сухого воздуха (относительная влажность нулевая) видно незначительное снижение диэлектрической проницаемости в пределах от -50 до $+80^\circ\text{C}$. У влажного воздуха (смеси воздуха с водяным паром) закономерность зависимости ϵ_r от температуры резко изменяется, что можно объяснить особенностями строения молекул воды. В полярных твердых и жидких диэлектриках явления поляризации протекают по особым законам (о них сказано ниже); в газах же в силу их малой плотности преобладающей является электронная поляризация и эффект, присущий жидким и твердым полярным диэлектрикам, практически не проявляется.

Снижение относительной диэлектрической проницаемости для неполярных газов от повышения температуры определяется уравнением

$$\text{TK } \epsilon_r = -\frac{\epsilon_r - 1}{T} \quad (2-13)$$

Для воздуха $\text{TK } \epsilon_r = 2 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$.

Для жидких и твердых диэлектриков с чисто электронной поляризацией

$$\text{TK } \epsilon_r = -\frac{(\epsilon_r - 1)(\epsilon_r + 2)}{3\epsilon_r} \beta_v \quad (2-14)$$

где β_v — температурный коэффициент объемного расширения, $^\circ\text{C}^{-1}$.

Для жидких диэлектриков с чисто электронной поляризацией $\text{TK } \epsilon_r \approx 0,9 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$.

У газов с увеличением давления растет плотность. За счет этого эффекта увеличивается и относительная диэлектрическая проницаемость, хотя увеличение давления в 100 раз (например, от 0,1 до 10 МПа) мало изменяет относительную диэлектрическую проницаемость. С увеличением давления на 0,1 МПа ϵ_r воздуха возрастает на 0,00058. При нормальных условиях ϵ_r воздуха равняется 1,00058.

При достаточно больших давлениях относительная диэлектрическая проницаемость газов может изменяться и в больших пределах, как это видно из рис. 2-4, на котором представлены графики зависимости диэлектрической проницаемости азота при давлениях, достигающих 12 000 МПа, и высоких температурах.

Из условий распространения в диэлектриках электромагнитных волн выводится закономерность, согласно

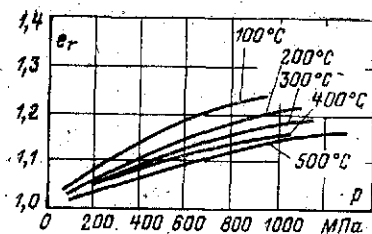


Рис. 2-4. Зависимость относительной диэлектрической проницаемости азота от давления при разных температурах.

состояния. Последнее иллюстрируется табл. 2-1. В связи с отмеченной закономерностью в ряде случаев вместо измерений ϵ_r предпочитают делать измерения n , так как последние осуществляются проще и с большей точностью.

Таблица 2-1

Значения ϵ_r и n^2 для диэлектриков с электронной поляризацией

Диэлектрик	ϵ_r	n^2
Газообразные		
Водород	1,00027	1,00028
Кислород	1,00053	1,00054
Азот	1,00059	1,00060
Этилен	1,00130	1,00130
Жидкие		
Нефтяное (трансформаторное) масло	2,2—2,3	2,25
Бензол	2,28	2,25
Толуол	2,39	2,25
Твердые		
Парафин	2,2	2,1

б) УРАВНЕНИЯ КЛАУЗИУСА—МОСОТТИ И ЛОРЕНТЦА—ЛОРЕНЦА

Уравнения Клаузиуса — Мосотти и Лорентца — Лоренца получили название по фамилиям их авторов: немецкого физика Клаузиуса, итальянского Мосотти, голландского физика Лорентца и датского Лоренца.

Уравнение Клаузиуса — Мосотти выведено из условий электронной поляризации, а поэтому оно не является универсальным.

Прежде всего рассмотрим понятие внутренней напряженности электрического поля, о котором было упомянуто в связи с уравнением (2-8). Неравенство внешней и внутренней (в последующем будем обозначать ее E') напряженностей определяется влиянием на данную рассматриваемую частицу диэлектрика окружающих ее других поляризованных частиц, имеющих свои индуцированные электрические моменты. Рассмотрим это явление по схематическому изображению, представленному на рис. 2-5.

Внутренняя напряженность может быть определена как вектор, равный сумме векторов напряженностей, действующих на данную частицу. Очевидно, что в нее войдут как внешняя напряженность, так и напряженности, обусловливаемые соседними частицами. Ниже изложен прием, использованный Лорентцем для расчета внутренней напряженности.

Если описать вокруг рассматриваемой частицы как из центра сферу с радиусом r , то воздействие соседних частиц можно представить в виде двух напряженностей: E'_1 — от частиц, находящихся вне этой сферы, и E'_2 — от частиц, находящихся внутри сферы. Заметим, что радиус сферы может быть взят произвольно, но при следующих ограничениях: он должен быть достаточно мал по сравнению с расстоянием между электродами и достаточно велик по сравнению с размерами частицы (молекулы). При этих условиях внутренняя напряженность определится следующим образом:

$$E' = E + E'_1 + E'_2. \quad (2-15)$$

Как известно, для однородного электрического поля (в средней части однородного диэлектрика между параллельными пластинами) внешняя напряженность E равна U/h .

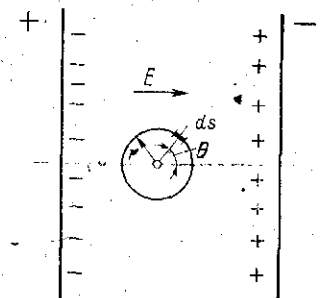


Рис. 2-5. Схематическое пояснение к расчету внутренней напряженности электрического поля.

Напряженность E'_1 можно определить следующим образом. При условии изъятия объема диэлектрика, заключенного внутри сферы с радиусом r , без искажения существующего поля следует допустить наличие на поверхности сферы определенного электрического заряда. Поляризованность численно равна поверхностной плотности зарядов, поэтому для каждой точки выделенной сферы будет справедливо равенство $\sigma = P \cos \theta$, где θ — угол между радиусом и направлением внешней напряженности электрического поля. Тогда на элементарной площадке сферы dS заряд будет равен $P \cos \theta dS$. Теперь необходимо определить напряженность электрического поля в рассматриваемой точке (в центре сферы), создаваемой элементарным зарядом $P \cos \theta dS$.

Из уравнения закона Кулона можно показать, что точечный заряд на расстоянии l создает напряженность электрического поля, которая равна $\frac{q}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 l^2}$. Отсюда, подставляя вместо q величину $P \cos \theta dS$ и принимая $\epsilon_r = 1$, найдем напряженность, возбуждаемую зарядом на элементарной площади dS в центре сферы: $\frac{P}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cos \theta dS$. Для определения полной напряженности в центре сферы, создаваемой суммарным зарядом на всей сферической поверхности, надо проинтегрировать напряженность от заряда по всей поверхности. В результате получим:

$$E'_1 = \frac{1}{3\epsilon_0} P. \quad (2-16)$$

Направление напряженности E'_1 совпадает с направлением внешней напряженности E .

Если предположить, что поляризованные частицы внутри сферы располагаются хаотически, то всегда среди них можно найти две такие, напряженности от которых в центре сферы направлены противоположно. Тогда можно посчитать, что $E'_2 = 0$. Можно доказать, что $E'_2 = 0$ и для случая, если поляризованные частицы располагаются внутри сферы симметрично, например в узлах кубической решетки. При выводе уравнения и предположено, что $E'_2 = 0$.

Тогда уравнение (2-15) примет такой вид:

$$E' = E + \frac{1}{3\epsilon_0} P. \quad (2-17)$$

Это допущение привело к значительному ограничению применимости уравнения Клаузиуса — Мосотти.

Для жидких и твердых полярных диэлектриков, где неверно пренебрегать взаимодействием между полярными молекулами, нельзя считать, что в уравнении (2-15) $E'_2 = 0$. Это обстоятельство лишает выведенное из этой предпосылки уравнение Клаузиуса — Мосотти универсальности, т. е. пригодности для всех случаев.

В жидкостях, в которых расстояния между молекулами составляют около $2 \cdot 10^{-10}$ м, расчет напряженности поля E'_2 показывает ее очень большое значение — около 10^9 В/м.

Далее из уравнений (2-6) и (2-7) получим $\epsilon_0 E + P = \epsilon_0 \epsilon_r E$. Отсюда следует выражение для поляризованности

$$P = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) E. \quad (2-18)$$

Подставив его в уравнение (2-17), получим:

$$E' = E \frac{\epsilon_r + 2}{3}. \quad (2-19)$$

Из этого уравнения видно, что внутренняя напряженность электрического поля зависит от природы диэлектрика, поскольку в ее выражение входит относительная диэлектрическая проницаемость, в то время как внешняя напряженность от свойств диэлектрика не зависит. Отметим, что в высоком вакууме (пустоте) внутренняя (микроскопическая) напряженность становится равной внешней (макроскопической), что проявляется в равенстве ϵ_r единице.

В дальнейших преобразованиях введем количество молекул в единице объема данного диэлектрика. Это можно сделать при помощи уравнения

$$P = Nm = N\alpha E', \quad (2-20)$$

где N — число молекул в единице объема;

m — электрический момент молекулы.

Уравнение (2-20) соответствует понятию поляризованности как электрического момента единицы объема данного диэлектрика. Дальнейшие преобразования уравнения (2-20) с учетом уравнений (2-19) и (2-18) дают:

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}, \quad (2-21)$$

которое и называют уравнением Клаузиуса — Мосотти.

Величину $\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2}$ называют удельной поляризацией диэлектрика.

При равенстве относительной диэлектрической проницаемости квадрату показателя преломления света уравнение Клаузиуса — Мосотти может быть переписано в таком виде:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0} \quad (2-22)$$

Это уравнение называется уравнением Лорентца — Лоренца.

Уравнения Клаузиуса — Мосотти и Лорентца — Лоренца могут быть приданы формы, более удобные для проведения расчетов. Это достигается умножением левых и правых частей уравнений (2-21) и (2-22) на отношение молекулярной массы вещества M к его плотности D . Тогда уравнение (2-21) примет такой вид:

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \frac{M}{D} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0} \frac{M}{D} = \frac{N_A \alpha}{3\epsilon_0}, \quad (2-23)$$

где $N_A = \frac{NM}{D}$ — число Авогадро.

Аналогично преобразуется уравнение (2-22). Принимая во внимание, что $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, мы получим следующие выражения: для уравнения Клаузиуса — Мосотти $\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \frac{M}{D} = 2,36 \cdot 10^{27} \alpha$, а для уравнения Лорентца — Лоренца $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{M}{D} = 2,36 \cdot 10^{27} \alpha$. В этих выражениях D — в кг/м³, α — в Ф·м³.

в) ИОННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Ионная поляризация заключается в смещении в электрическом поле ионов, образующих гетерополярные (ионные) молекулы. Ионная поляризация характерна для ионных кристаллов. В этом случае нет отдельных пар ионов, все ионы связаны в одну кристаллическую решетку. По принципу смещения заряженных частиц ионная поляризация, как и электронная, относится к числу деформационных.

Смещения ионов (положительных в сторону отрицательного электрода, отрицательных — в сторону положи-

тельного), как правило, происходят на незначительные расстояния от положений равновесия, характерных для случая отсутствия электрического поля. Смещения носят упругий характер, чем и объясняется тот факт, что ионная поляризация создает чисто реактивный ток, добавочный к току электронной поляризации. Следовательно, ионная поляризация, накладываемая на электронную, приводит к увеличению поляризованности и емкостного тока в диэлектрике, а значит, и увеличению относительной диэлектрической проницаемости.

Простейшим случаем определения поляризуемости ионного смещения может служить расчет ионной поляризуемости кристаллов с кубической формой решетки, состоящей из ионов двух химических элементов, например кристаллов NaCl. Поляризуемость связана с частотой собственных колебаний ионов в решетке, которая равна:

$$\omega = \sqrt{\frac{k(m_1 + m_2)}{m_1 m_2}}, \quad (2-24)$$

где k — коэффициент упругой связи между разноименными ионами;

m_1 и m_2 — массы положительного и отрицательного ионов. Отсюда

$$k = \frac{\omega^2 m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (2-25)$$

Ионная поляризуемость, определяемая смещением двух разноименно заряженных ионов, получается равной:

$$\alpha = \frac{2q^2 m_1 m_2}{\omega^2 (m_1 + m_2)}, \quad (2-26)$$

где q — заряд иона.

Вследствие большей массы ионов, чем электронов, время установления ионной поляризации несколько больше, чем электронной. Однако оно остается достаточно малым (обычно не более 10^{-13} с), что обеспечивает практическую независимость относительной диэлектрической проницаемости диэлектриков с ионным типом поляризации от частоты. При достаточно интенсивной ионной поляризации по сравнению с электронной некоторые закономерности последней могут фактически в диэлектрике не проявляться, и тогда свойства диэлек-

трика определяются особенностями ионной поляризации. В частности, это относится к зависимости относительной диэлектрической проницаемости от температуры. В большинстве случаев при интенсивной ионной поляризации диэлектрики имеют положительный температурный коэффициент TK_ϵ . Эта закономерность объясняется тем, что при повышении температуры ослабляются силы связи между ионами, облегчается смещение ионов электрическим полем. Повышение температуры приводит к ослаблению электронной поляризации за счет теплового расширения, однако этот эффект оказывается в большинстве случаев слабее указанного выше эффекта увеличения ионной поляризации, в результате чего относительная диэлектрическая проницаемость увеличивается с ростом температуры.

Особый интерес представляет связь между ионной поляризацией и плотностью упаковки частиц твердого тела. В ионных кристаллах с рыхлой структурой (с так называемой неплотной упаковкой частиц), когда расстояния между ионами в узлах кристаллической решетки велики по сравнению с размерами самих ионов, смещение последних относительно центра их равновесного положения в электрическом поле может быть довольно велико. При этом в объеме диэлектрика возникают значительные суммарные электрические моменты и наблюдается увеличение диэлектрической проницаемости. Такой диэлектрик будет иметь относительную диэлектрическую проницаемость, намного превосходящую ее значение, обусловленное одной электронной поляризацией. Г. И. Сканиви, изучая явление ионной поляризации, обнаружил, что у минерала перовскита относительная диэлектрическая проницаемость равна 160. Позднее им же были получены керамические материалы, у которых вследствие интенсивной поляризации ионного смещения относительная диэлектрическая проницаемость имеет еще большие значения. Такие материалы представляют большой интерес для практики, так как дают возможность получать конденсаторы с большой удельной емкостью (емкость в единице объема) при малых значениях $\text{tg } \delta$.

При наличии сильно выраженной ионной поляризации нарушается присущая электронной поляризации закономерность — равенство относительной диэлектрической проницаемости квадрату показателя преломления

света. Например, у хлористого натрия (каменной соли NaCl) относительная диэлектрическая проницаемость равна 6,0, а квадрат показателя преломления света 2,37, у кальцита (CaCO_3) соответственно 6,1 и 2,78, у рутила (TiO_2) — 114 (для поликристаллической формы) и 7,3.

2-3. ПОЛЯРИЗАЦИЯ, ВЫЗЫВАЮЩАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ

а) дипольная поляризация

Дипольная поляризация наблюдается в диэлектриках, состоящих из полярных молекул. Поместим полярный диэлектрик между обкладками конденсатора. Вследствие неупорядоченного расположения полярных молекул или полярных групп атомов, изменяющегося в результате теплового движения, сумма их электрических моментов в отсутствие электрического поля равна нулю. В электрическом поле происходит ориентация полярных молекул или полярных групп атомов в молекулах. Такая ориентация приводит к тому, что суммарный электрический момент уже не будет равен нулю — будет наблюдаться явление поляризации. Этот процесс послужил основанием для отнесения дипольной поляризации к виду ориентационному.

Дипольная поляризация — это релаксационный процесс вследствие того, что происходящие с ней изменения протекают с известным запаздыванием — с релаксацией по отношению к изменениям электрического поля. Эта особенность присуща, как правило, и другим видам поляризации, вызывающим добавочные потери.

На рис. 2-6 показана схема ориентации диполя в электрическом поле; пунктиром обозначено исходное положение молекулы, сплошной линией — ориентированное.

Кроме ориентации диполей, будет иметь место также известное «растяжение» их под влиянием сил взаимодействия зарядов с полем.

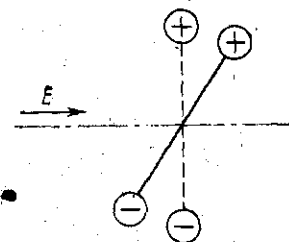


Рис. 2-6. Схема ориентации диполя в электрическом поле.

Фактически, вследствие теплового движения картина расположения диполей в пространстве не будет постоянной, но определенный эффект упорядоченности сохранится.

Растяжение диполей и их ориентация соответствуют направлению смещения электронов за счет электронной поляризации и потому усиливают общую поляризацию в диэлектрике, увеличивают наведенный в нем заряд, емкость и соответственно емкостный ток. Очевидно, что дипольная поляризация будет тем интенсивней, чем больше дипольный момент μ молекул данного диэлектрика и чем легче происходит их ориентация в электрическом поле. В газообразных и жидких диэлектриках с малой плотностью и молекулами сравнительно малых размеров в электрическом поле происходит непосредственно ориентация — поворот самих молекул. В твердых аморфных диэлектриках с относительно малой вязкостью также возможна ориентация самих молекул. В высокомолекулярных соединениях с крупными молекулами, насчитывающими многие тысячи звеньев в своих цепях, дипольными моментами обладают обычно отдельные группировки атомов, которые могут ориентироваться в поле без нарушения их связи с молекулами (без отрыва от них).

У диэлектриков, вязкость которых сильно зависит от температуры, температура сильно влияет на процесс дипольной поляризации.

Из вышеизложенного ясно, что полярные диэлектрики имеют повышенную относительную диэлектрическую проницаемость по сравнению с неполярными.

Ориентация диполей не является чисто упругой. Она связана с преодолением значительных взаимодействий соседних молекул, на что и расходуется часть энергии электрического поля, переходящая в тепло. Таким образом, дипольная поляризация вызывает не только обратимое поглощение энергии за счет увеличения емкости диэлектрика, но и необратимое за счет наличия в токе дипольной поляризации активной составляющей. Ток дипольной поляризации соответствует вектору I_d на рис. 1-14. Следовательно, полярные диэлектрики будут иметь за счет дипольной поляризации не только повышенную относительную диэлектрическую проницаемость, но и повышенный $\operatorname{tg} \delta$, повышенные диэлектрические потери.

Известное отклонение от этих принципиальных закономерностей имеют полярные газы. У полярных газов диэлектрические потери, как и у неполярных, определяются только токами утечки, так как ориентация дипольных молекул вследствие малой плотности газа происходит практически без поглощения энергии.

Относительная диэлектрическая проницаемость полярных газов не равна квадрату показателя преломления света, как у неполярных, однако также мало отличается от единицы. Например, у полярного аммиака NH_3 значение ϵ_r равно 1,0066, а квадрат показателя преломления $n^2 = 1,00075$.

Связь между ϵ_r , электронной поляризуемостью α , $\text{Ф} \cdot \text{м}^2$, дипольным моментом μ , Кл $\cdot$ м, для полярного газа определяется следующим выражением:

$$\epsilon_r = 1 + \frac{N}{\epsilon_0} \left(\alpha + \frac{\mu^2}{3kT} \right). \quad (2-27)$$

Выражение $\mu^2/3kT$, входящее в уравнение (2-27), впервые было получено Дебаем в виде поправки к уравнению Клаузиуса — Мосотти, которая учитывает дипольную поляризацию в полярном диэлектрике. По Дебаю дипольная поляризуемость определяется уравнением

$$\alpha_d = \frac{\mu^2}{3kT}, \quad (2-28)$$

где α_d — поляризуемость дипольной поляризации;

μ — постоянный дипольный момент молекулы, Кл $\times$ м;

k — постоянная Больцмана;

T — температура, К.

Уравнение Клаузиуса — Мосотти с поправкой Дебая может быть получено из уравнения (2-23), если в правой части добавить поляризуемость дипольной поляризации α_d :

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \frac{M}{D} = \frac{N_A}{3\epsilon_0} \left(\alpha + \frac{\mu^2}{3kT} \right). \quad (2-29)$$

В условиях активного проявления дипольной поляризации соответствующая ей поляризуемость значительно превосходит поляризуемость деформационной поляризации, в силу чего проявляются закономерности, присущие первой.

Влияние дипольной поляризуемости на относительную диэлектрическую проницаемость жидких и твердых

диэлектриков видно из приведенных ниже примеров, для которых выбраны легко сравнимые материалы. У обычного трансформаторного масла ϵ_r равняется 2,2, плотность 870—890 кг/м³, а у полярной жидкости совола (хлорированного дифенила) соответственно около 5 и 1500—1560 кг/м³. У неполярного полимера полиэтилена ϵ_r равняется 2,3—2,4, плотность 920—970 кг/м³, а у полярного поливинилхлорида соответственно около 9 и 1380—1430 кг/м³. Эти примеры подтверждают, что в полярных диэлектриках дипольная поляризация в нормальных условиях ее проявления преобладает над деформационной поляризацией, вследствие чего закономерности изменения относительной диэлектрической проницаемости от разных факторов определяются особенностями дипольной поляризации.

Хотя уравнение (2-29) и исправляет недостаток уравнения Кдаузиуса—Мосотти применительно к полярным диэлектрикам, оно не всегда вполне точно. Лучшее совпадение расчетных и экспериментальных результатов оно дает для случаев большого удаления молекул друг от друга, т. е. для менее плотных веществ—полярных газов и жидкостей, а также растворов полярных жидкостей в неполярных.

Для последнего случая равенство (2-29) может быть преобразовано в следующее:

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} \frac{1}{D} (k_1 M_1 + k_2 M_2) = \frac{1}{3\epsilon_0} N_A (k_1 \alpha_1 + k_2 \alpha_2 + k_2 \frac{\mu^2}{3kT}), \quad (2-30)$$

где ϵ_r и D — относительная диэлектрическая проницаемость и плотность раствора;

M_1 — молекулярная масса неполярной жидкости;

M_2 — молекулярная масса полярной жидкости;

k_1 — молярная концентрация неполярной жидкости, равная $N_1/(N_1 + N_2)$;

k_2 — молярная концентрация полярной жидкости, равная $N_2/(N_1 + N_2)$;

N_1 и N_2 — количества молекул неполярной и полярной жидкостей в единице объема;

α_1 и α_2 — деформационные поляризуемости молекул (соответственно неполярной и полярной жидкостей);

μ — постоянный дипольный момент молекулы полярной жидкости.

В некоторых случаях представляет интерес определение содержания в неполярной жидкости полярных примесей. Например, при тепловом (окислительном) старении в неполярном нефтяном трансформаторном масле могут образоваться полярные продукты старения. Для их обнаружения может быть использовано уравнение, определяющее так называемое число поляризации:

$$Z = \frac{\epsilon_r - n^2}{(\epsilon_r + 2)(n^2 + 2)}, \quad (2-31)$$

где ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость при низкой частоте;

n — коэффициент преломления света.

При $\epsilon_r = n^2$ (условие неполярности) Z равно нулю.

Трудности создания универсального уравнения дипольной поляризации вызваны большим разнообразием полярных диэлектриков, отличающихся составом, структурой и свойствами. Особенно трудно получить хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных для сильно полярных диэлектриков, в том числе и жидкостей. Для последних был разработан целый ряд теорий, в частности Онзагером, Кирквудом и др., но и эти уточненные теории нельзя признать универсальными. Еще сложнее обстоит дело с полярными твердыми диэлектриками. Несмотря на то, что уточненные теории дипольной поляризации, разработанные для жидких полярных диэлектриков, служат для анализа процесса дипольной поляризации твердых полярных диэлектриков, они скорее дают качественную его оценку, чем количественную. Нужно отметить, что эти теории более пригодны для аморфных диэлектриков с их неупорядоченной структурой, чем для кристаллических.

В ряде твердых аморфных диэлектриков, например в некоторых смолах — фенолформальдегидных, шеллаке, канифоли, в лаковых пленках, в частности от масляных лаков, дипольная поляризация обусловлена входящими в их состав гидроксильными группами ОН. Эти группы ответственны за проявление дипольной поляризации в природном полимере — клетчатке и в некоторых кристаллических диэлектриках, например в слюде флогопит. Как правило, относительная диэлектрическая проницаемость твердых аморфных диэлектриков, содержащих гидроксильные группы, лежит в пределах от 2,5 до 6,0, а без полярных групп в пределах от 2 до 2,5. Интересно отметить, что сильно полярные жидкости имеют

относительную диэлектрическую проницаемость, более высокую, чем твердые аморфные полярные диэлектрики. Это можно объяснить тем, что в твердых диэлектриках полярные группы имеют более сильные связи с соседними частицами, чем это имеет место в жидкостях.

Отметим некоторые особенности дипольной поляризации полимеров. При достаточно низких температурах связи между частицами становятся столь велики, что молекулы можно считать жесткозакрепленными. Здесь дипольная поляризация хотя и сохраняется, но носит характер упругого поворота диполей на небольшие углы. Этой упругодипольной поляризации не свойственны релаксационные явления, она вызывает незначительное повышение относительной диэлектрической проницаемости, накладываясь на поляризацию электронного смещения.

В широком температурном интервале в соответствии с изменением вязкости аморфного тела, показанным на рис. 1-3, явления протекают более сложно. При температурах ниже температуры стеклования (но недостаточно низкой для возникновения упругодипольной поляризации) вязкость полимера достаточно высока, молекулы закреплены сравнительно жестко. Благодаря этому ориентироваться электрическим полем могут только группы атомов — радикалы, являющиеся диполями. Такая поляризация называется дипольно-радикальной или дипольно-групповой поляризацией и является типичной поляризацией с потерями. В процессе поляризации возникает значительный суммарный дипольный момент и наблюдается существенное увеличение относительной диэлектрической проницаемости. В области высокоэластичного состояния при температуре выше температуры стеклования под влиянием электрического поля ориентируются («поворачиваются») уже не только полярные радикалы, но и непосредственно примыкающие к ним крупные участки — сегменты молекул. Эта поляризация называется дипольно-сегментальной. Здесь дипольная поляризация также связана с потерями.

Дипольная поляризация в кристаллах, как указано выше на примере слюды, может быть в тех случаях, когда кристаллы содержат полярные молекулы или радикалы, способные к тепловому ориентации — поворотам. Общей теории дипольной поляризации для кристаллов в настоящее время нет.

Повышение температуры действует на дипольную поляризацию двояко: за счет ослабления межмолекулярных и внутримолекулярных связей ориентация диполей облегчается, а за счет усиления теплового движения ослабляется, так как сильное тепловое хаотическое движение мешает упорядочению расположения полярных частиц в электрическом поле. При достаточно низких температурах и в жидких, и в твердых диэлектриках за счет усиления межмолекулярных связей и резкого уменьшения подвижности молекул ориентация диполей затруднена и дипольная поляризация будет значительно ослаблена. С ростом температуры связи между молекулами ослабевают, ориентация диполей облегчается, ди-

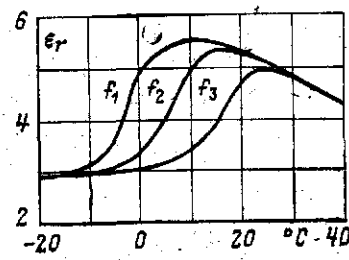


Рис. 2-7. Зависимость относительной диэлектрической проницаемости совола от температуры при разных частотах $f_1 < f_2 < f_3$.

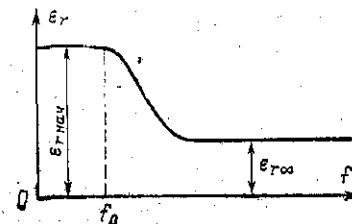


Рис. 2-8. Зависимость относительной диэлектрической проницаемости полярной жидкости от частоты.

польная поляризация увеличивается, растет и относительная диэлектрическая проницаемость. При некоторой температуре она достигает максимума. Дальнейший рост температуры приводит к уменьшению диэлектрической проницаемости, которое связано с дезориентацией диполей за счет интенсивного теплового движения. Сказанное иллюстрируется рис. 2-7, на котором показана зависимость относительной диэлектрической проницаемости совола от температуры при разных частотах.

Из рис. 2-7 видно, что относительная диэлектрическая проницаемость полярной жидкости зависит от частоты. При больших частотах температурный максимум относительной диэлектрической проницаемости сдвигается в область более высокой температуры, причем сам максимум снижается. На рис. 2-8 показана зависимость относительной диэлектрической проницаемости полярной

жидкости от частоты при комнатной температуре. До некоторой частоты f_0 относительная диэлектрическая проницаемость остается почти постоянной, а при частоте, большей f_0 , начинается снижение, причем проницаемость стремится к постоянному значению ϵ_{∞} . При частотах, меньших f_0 , относительная диэлектрическая проницаемость приближается к значению $\epsilon_{\text{стат}}$, получаемому при постоянном напряжении. При низких частотах диполи успевают ориентироваться при сменах полярности электродов; при достаточно больших частотах полярные частицы не будут полностью следовать за изменением направления электрического поля, суммарный эффект их ориентации ослабнет, относительная диэлектрическая проницаемость уменьшится.

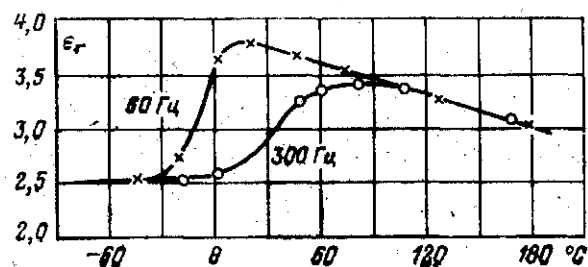


Рис. 2-9. Зависимость относительной диэлектрической проницаемости резины от температуры при разных частотах.

Общей закономерностью дипольной поляризации является длительное время (по сравнению с полупериодом приложенного напряжения) ее установления, сильно отличающееся для разных диэлектриков.

На рис. 2-9 приведена зависимость относительной диэлектрической проницаемости полярного, сложного по составу диэлектрика — резины от температуры при частотах 60 и 300 Гц. Как видно, эти графики аналогичны графикам на рис. 2-7 при большом различии температурных диапазонов.

У всех диэлектриков с дипольной поляризацией, как и с другими видами поляризации, связанными с диэлектрическими потерями, относительная диэлектрическая проницаемость не равна квадрату показателя преломления света.

б) миграционная поляризация

Наблюдается в некоторых неорганических диэлектриках, в частности в кристаллах и в керамических материалах, в структуре которых имеются кристаллическая и аморфная фазы, и в стеклах. Физической основой ее является перемещение слабосвязанных ионов по объему диэлектрика на значительные расстояния. Перемещения по объему диэлектрика слабосвязанных ионов приводят к образованию пространственных зарядов, положительных в зоне отрицательного электрода, отрицательных — в зоне положительного. Время, необходимое на такие перемещения, достаточно велико, а поэтому миграционная поляризация следует за изменением возбуждающего ее электрического поля с некоторым запаздыванием во времени, т. е. с известной релаксацией.

Слабосвязанными ионами называют ионы, имеющие по тем или иным причинам ослабленные связи с соседними частицами. В силу этого они способны совершать тепловые колебания с большей амплитудой, перебрасываться на сравнительно большие расстояния и уноситься дальше электрическим полем. Источниками слабосвязанных ионов могут быть примеси в кристаллах или дефекты — ионы в междоузлиях или дырки (пустые, незанятые ионами узлы).

Особенностью перемещения слабосвязанных ионов при миграционной поляризации является то, что они не становятся свободными носителями зарядов, доходящими до электродов, т. е. ионами электропроводности, определяющими токи утечки. На некоторых расстояниях от первоначального центра теплового колебания происходит закрепление ионов и объединение в суммарные поляризационные заряды. На переменном напряжении изменения положения зарядов, их перемещение наблюдаются в течение всего периода приложенного напряжения, а поэтому наблюдается соответствующий этому процессу ток. На диаграмме рис. 1-14 этому току соответствует ток I_d . Миграционная поляризация, являясь добавочной к поляризации электронного и ионного смещения, увеличивает емкостный ток в диэлектрике, а поэтому и относительную диэлектрическую проницаемость. Неупругий характер перемещения ионов при этом виде поляризации обуславливает необратимое поглощение энергии, а следовательно, и увеличение $\text{tg } \delta$.

Вследствие образования добавочных зарядов за счет переброса ионов (частиц со сравнительно большой массой) на довольно большие расстояния время установления миграционной поляризации сравнительно с поляризацией ионного смещения велико. Для разных диэлектриков оно может сильно различаться. Тем не менее такая поляризация наблюдается до высоких частот. Зависимость относительной диэлектрической проницаемости и $\operatorname{tg} \delta$, обусловленных миграционной поляризацией, от частоты в принципе объясняется так же, как и для ранее рассмотренного случая дипольной поляризации. При малых частотах эффект миграционной поляризации наблюдается в полном объеме, так как число переформирования зарядов по направлению электрического поля невелико. При достаточно больших частотах переформирование зарядов начинает отставать от изменений направления электрического поля.

Поляризованность, связанная с миграционной поляризацией, зависит от температуры, как и для дипольной поляризации. Влияние температуры на разные виды поляризации, связанной с потерями, в принципе одинаково. С повышением температуры подвижность ионов растет, их переброс в направлении поля облегчается, а поэтому до некоторого предела наблюдается рост относительной диэлектрической проницаемости. При достаточно высоких температурах сильно возросшее тепловое движение слабосвязанных ионов будет препятствовать образованию пространственных зарядов, будет преобладать над направленным их переносом в поле. В результате этого выше некоторой температуры относительная диэлектрическая проницаемость будет падать с ростом температуры. Очевидно, относительная диэлектрическая проницаемость при миграционной поляризации имеет максимумы в зависимостях от температуры и от частоты.

Миграционная поляризация зависит от структуры диэлектрика, в частности от плотности упаковки частиц. В одном и том же веществе при разных модификациях структуры, обуславливающих разные плотности, происходит значительное изменение условий поляризации, что приводит к изменению соответствующего ей тока I_d на рис. 1-14.

В неоднородных диэлектриках наблюдается особый вид миграционной поляризации. Особенно наглядно она

проявляется в слоистой изоляции, состоящей из слоев с разными диэлектрическими свойствами. Для упрощения рассмотрим случай двухслойной изоляции, показанной на рис. 2-10. Для показанного на нем последовательного соединения двух слоев с границей между ними, перпендикулярной направлению силовых линий электрического поля в средней части плоских электродов (крае-

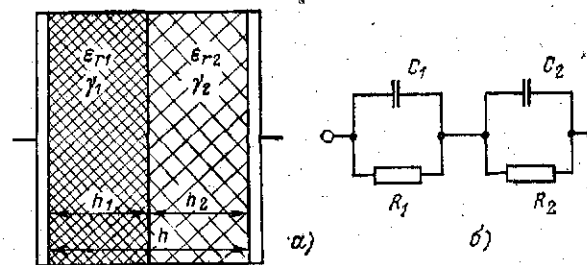


Рис. 2-10. Двухслойная изоляция (а) и ее эквивалентная схема (б).

вые явления рассматривать не будем), справедливо уравнение

$$U = U_1 + U_2 = E_1 h_1 + E_2 h_2, \quad (2-32)$$

где U — разность потенциалов на электродах;
 U_1 и U_2 — разности потенциалов на первом и втором слоях;

E_1 и E_2 — напряженности в первом и втором слоях;
 h_1 и h_2 — толщины первого и второго слоев.

Допустим что в диэлектриках есть только деформационная поляризация. При постоянном напряжении в момент включения вследствие практически мгновенного установления поляризации деформации напряженности в слоях будут распределяться обратно пропорционально их относительным диэлектрическим проницаемостям:

$$E_1 : E_2 = \varepsilon_{r2} : \varepsilon_{r1}, \quad (2-33)$$

где ε_{r1} и ε_{r2} — относительные диэлектрические проницаемости первого и второго слоев.

Из уравнений (2-32) и (2-33) можно определить значения напряженностей в слоях, а именно:

$$E_1 = \frac{\varepsilon_{r2} U}{h_1 \varepsilon_{r2} + h_2 \varepsilon_{r1}} \quad \text{и} \quad E_2 = \frac{\varepsilon_{r1} U}{h_1 \varepsilon_{r2} + h_2 \varepsilon_{r1}}. \quad (2-34)$$

Если $\epsilon_{r1} < \epsilon_{r2}$, то $E_1 > E_2$, и распределение потенциалов в двухслойной изоляции в начальный момент будет соответствовать кривой 1 рис. 2-11. При длительной выдержке под напряжением распределение напряженностей по слоям может быть найдено из закона Ома для последовательных участков электрической цепи, согласно которому должно быть:

$$E_1 : E_2 = \gamma_2 : \gamma_1, \quad (2-35)$$

где γ_1 и γ_2 — удельные проводимости первого и второго слоев.

В этом случае из уравнений (2-32) и (2-35) получим следующие выражения для напряженностей электрического поля в обоих слоях изоляции:

$$E_1 = \frac{\gamma_2 U}{h_1 \gamma_2 + h_2 \gamma_1} \text{ и } E_2 = \frac{\gamma_1 U}{h_1 \gamma_2 + h_2 \gamma_1}. \quad (2-36)$$

Одновременное соблюдение равенств (2-34) и (2-35) возможно лишь при условии $\epsilon_{r2} : \epsilon_{r1} = \gamma_2 : \gamma_1$. В общем случае, когда $\epsilon_{r2} : \epsilon_{r1} \neq \gamma_2 : \gamma_1$, в первый момент времени

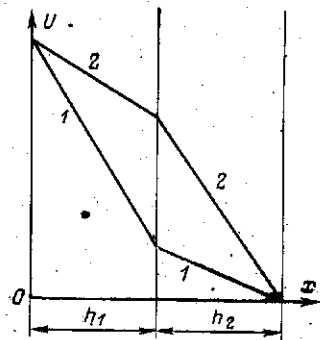


Рис. 2-11. Распределение потенциала в двухслойной изоляции при $\epsilon_{r1} < \epsilon_{r2}$ и $\gamma_1 > \gamma_2$. 1 — в момент включения постоянного напряжения; 2 — после выдержки под напряжением продолжительное время.

по приложению к электродам постоянного напряжения плотности токов утечки в обоих слоях окажутся неодинаковыми, что приведет к накоплению свободных зарядов на границе между слоями, которые изменят напряженности электрического поля в слоях изоляции.

Если взять, например, $\epsilon_{r1} < \epsilon_{r2}$ и $\gamma_1 > \gamma_2$, то получим следующее. В первый момент времени E_2 будет меньше, чем E_1 , а так как $\gamma_2 < \gamma_1$, то плотность тока утечки во втором слое будет меньше, чем в первом. Значит, на границе между слоями будут накапливаться положи-

тельные заряды, поскольку прилегающий ко второму слою электрод согласно рис. 2-11 заряжен отрицательно. Создание положительного заряда на границе между слоями связано с появлением соответствующего зарядного тока, определяющегося скоростью нара-

стания этих зарядов. Таким образом, возникает переходный процесс, который приводит к окончательному стационарному распределению потенциалов между двумя последовательными слоями изоляции, как показывает кривая 2 рис. 2-11. Это распределение находится в полном соответствии с законом Ома, т. е. с формулой (2-36). Теперь уже напряженность электрического поля во втором слое оказывается больше, чем в первом. Весь переходный период от первоначального распределения по закону $E_1 : E_2 = \epsilon_{r2} : \epsilon_{r1}$ до конечного по закону $E_1 : E_2 = \gamma_2 : \gamma_1$ обычно продолжается в течение нескольких минут, причем скорость процесса наибольшая в первое время. Продолжительность перехода тем меньше, чем больше удельные проводимости слоев изоляции.

Во время переходного процесса в обоих слоях изоляции напряженности электрического поля меняются по сложному закону. Переходная кривая состоит из двух слагаемых: первое равно конечному значению согласно (2-33), второе убывает во времени. Ниже представлены эти выражения в момент времени t после включения постоянного напряжения U :

$$E_1 = \frac{\gamma_2 U}{h_1 \gamma_2 + h_2 \gamma_1} + \left(\frac{\epsilon_{r2}}{h_1 \epsilon_{r2} + h_2 \epsilon_{r1}} - \frac{\gamma_2}{h_1 \gamma_2 + h_2 \gamma_1} \right) U e^{-t/\tau_1}, \quad (2-37)$$

$$E_2 = \frac{\gamma_1 U}{h_1 \gamma_2 + h_2 \gamma_1} + \left(\frac{\epsilon_{r1}}{h_1 \epsilon_{r2} + h_2 \epsilon_{r1}} - \frac{\gamma_1}{h_1 \gamma_2 + h_2 \gamma_1} \right) U e^{-t/\tau_1}, \quad (2-38)$$

где τ_1 — величина, имеющая размерность времени и равная $\frac{h_1 \epsilon_{r2} + h_2 \epsilon_{r1}}{h_1 \gamma_2 + h_2 \gamma_1}$.

Ток, протекающий через изоляцию во время переходного процесса, также состоит из двух слагаемых: остаточного тока и тока абсорбции, убывающего во времени до нуля.

Остаточный ток выражается уравнением

$$I_{\text{ост}} = \frac{\gamma_1 \gamma_2}{h_1 \gamma_2 + h_2 \gamma_1} U S, \quad (2-39)$$

где S — площадь электродов.

Ток абсорбции выражается уравнением

$$i_{abc} = \frac{(e_{r1}\gamma_2 - e_{r2}\gamma_1)^2 h_1 h_2}{(h_1 e_{r2} + h_2 e_{r1})^2 (h_1 \gamma_2 + h_2 \gamma_1)} U e^{-t/\tau} \quad (2-40)$$

При измерении остаточного тока следует иметь в виду, что при миграционной поляризации разница между полным током в начальный период и остаточным током может быть особенно велика, поэтому во избежание ошибок следует производить измерение тока через достаточное время с момента включения напряжения.

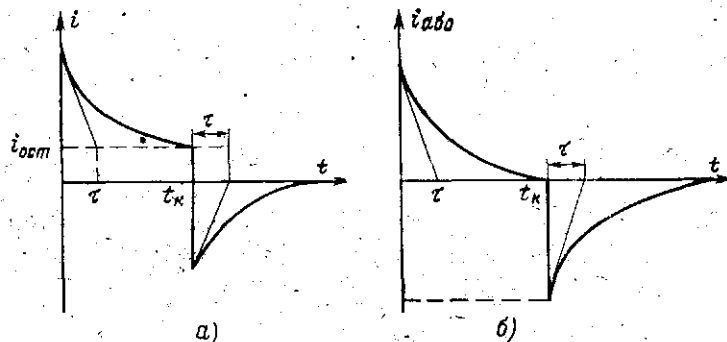


Рис. 2-12. Зависимость тока через двухслойную изоляцию от времени при включении в момент $t=t_0$ и замыкании электродов накоротко в момент $t=t_K$.

а — для суммарного тока; б — для тока абсорбции.

Если после уменьшения тока абсорбции до нуля замкнуть электроды накоротко, то во внешней цепи пойдет ток противоположного знака, также спадающий со временем до нуля. Изменение этого тока со временем также описывается уравнением (2-40). На рис. 2-12 показаны графики изменения прямого и обратного токов абсорбции.

При переменном напряжении вследствие периодического изменения полярности электродов тот процесс, который при постоянном напряжении был переходным, конечным по времени, будет происходить в течение всего периода приложенного напряжения. В результате в диэлектрике будет наблюдаться ток добавочной миграционной поляризации, который будет соответствовать вектору I_d на рис. 1-14. Его емкостная состав-

ляющая определяется возникновением и перераспределением пространственных зарядов на пограничном слое и связана с соответствующим увеличением емкости: а. неупругий характер перемещения зарядов приводит к наличию активной составляющей тока миграционной поляризации вследствие необратимого поглощения энергии, т. е. к добавочным диэлектрическим потерям. В некоторых случаях эта составляющая может превосходить ток утечки — ток проводимости.

Емкость конденсатора с двухслойной изоляцией, показанного на рис. 2-10 (при последовательном соединении слоев), определяется из общезвестного закона сложения обратных емкостей

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}, \text{ откуда } C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}, \quad (2-41)$$

где C — суммарная емкость;

C_1 — емкость первого слоя;

C_2 — емкость второго слоя.

Соответствующая суммарной емкости C эквивалентная относительная диэлектрическая проницаемость двухслойной изоляции может быть определена по формуле

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon_{r1}\epsilon_{r2}}{a\epsilon_{r2} + b\epsilon_{r1}}, \quad (2-42)$$

где

$$a = \frac{h_1}{h_1 + h_2}; \quad b = \frac{h_2}{h_1 + h_2}.$$

При параллельном соединении слоев диэлектриков суммарная емкость равна сумме емкостей всех слоев.

В рассмотренном выше случае двухслойной изоляции было принято условие перпендикулярности границы между слоями направлению силовых линий электрического поля. При параллельном соединении слоев (граница между слоями параллельна силовым линиям электрического поля) каждый слой работает совершенно самостоятельно и миграционная поляризация не возникает.

При направлении силовых линий к границе между слоями под углом, отличным от 90° , следует иметь в виду преломление силовых линий электрического поля по схеме, показанной на рис. 2-13. Закон прелом-

ления силовых линий применительно к рис. 2-13 определяется следующим образом:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\epsilon_{r1}}{\epsilon_{r2}} \quad (2-43)$$

Любая поляризация вследствие образования внутри диэлектрика электрических зарядов, обратных по полярности приложенному к электродам напряжению, создает потенциалы также обратных знаков. Во многих случаях эти потенциалы невелики. Однако у ряда твердых

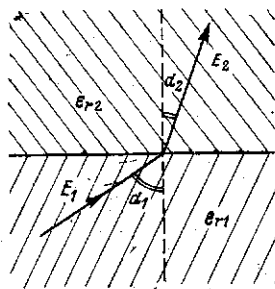


Рис. 2-13. Преломление силовых линий электрического поля при переходе из среды с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_{r1} в среду с проницаемостью ϵ_{r2} для случая $\epsilon_{r1} > \epsilon_{r2}$.

диэлектриков происходит образование сосредоточенных близ электродов пространственных зарядов. Поле, которое создают такие заряды, направлено противоположно полю, которое создает приложенное напряжение. Эта разновидность миграционной поляризации была подробно изучена А. Ф. Иоффе и его учениками и называлась раньше высоковольтной поляризацией. В свое время было показано, что эта поляризация устанавливается довольно медленно, иногда часами, и что она практически не наблюдается при частотах выше звуковых, а также при достаточно высоких температурах. Миграционная поляризация с большими внутренними потенциалами обратных знаков возникает за счет задержки ионов, перемещающихся в диэлектрике под влиянием электрического поля, близ электродов. Можно сказать, что этот вид поляризации в известной мере связан с электропроводностью, хотя ионы, образующие поляризационные заряды, строго говоря, не являются ионами электропроводности. Были обнаружены два варианта рассматриваемой разновидности миграционной поляризации. Особенностью первого варианта является более или менее равномерное распределение поляризационных зарядов по толщине диэлектрика; при этом наблюдаются искажение электрического поля и распределение потенциала по длине сило-

вой линии, практически одинаковое у обоих электродов — двух параллельных пластин. На рис. 2-14 показаны теоретический график распределения потенциала вдоль силовой линии в однородном поле и фактический график с учетом поляризационных зарядов. Этот вариант наблюдается у плавленого кварца.

Особенностью второго варианта является сосредоточение поляризационных зарядов в непосредственной

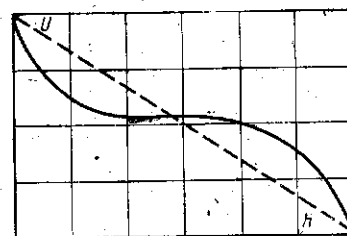


Рис. 2-14. Графики падения потенциала в кварце.

Пунктирная кривая — теоретическая, без учета поляризации; сплошная кривая — фактическая.

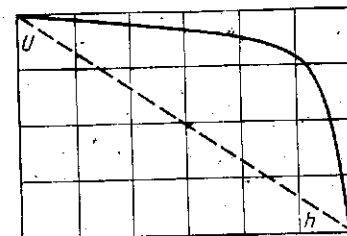


Рис. 2-15. Графики падения потенциала в кальците.

Пунктирная кривая — теоретическая, без учета поляризации; сплошная кривая — фактическая.

близости от одного из электродов. Представителем диэлектриков с этим вариантом миграционной поляризации является минерал кальцит. Распределение потенциала в кальците до и после установления поляризации показано на рис. 2-15.

в) доменная поляризация

Этот вид поляризации наблюдается при воздействии электрического поля на некоторые кристаллы, называемые сегнетоэлектриками. Последнее название произошло от сегнетовой соли, у которой впервые была обнаружена доменная поляризация.

Структура сегнетоэлектриков отличается наличием областей — доменов, поляризованных без воздействия внешнего электрического поля, т. е. самопроизвольно — спонтанно. Направления спонтанной поляризованности доменов без воздействия электрического поля имеют неупорядоченный характер.

Вследствие этого суммарный эффект (суммарный вектор поляризованности) в этом случае будет равен нулю. Поведение какого-либо домена в электрическом

поле зависит от первоначального направления его вектора поляризованности по отношению к направлению вектора напряженности внешнего электрического поля. Домены, благоприятно ориентированные, у которых направления поляризованности и напряженности мало различаются, растут — расширяются за счет уменьшения размеров доменов с неблагоприятной ориентацией. Этот процесс носит название инверсии. Инверсия связана с определенными внутренними напряжениями в кристалле, вследствие чего этот процесс требует для своего завершения определенной напряженности; без этих внутренних напряжений процесс инверсии завершился бы при напряженности поля, близкой к нулю.

На структуру сегнетоэлектриков большое влияние оказывает температура. При некоторых температурах происходят структурные изменения, так называемые фазовые переходы, при которых спонтанная поляризация становится невозможной. При благоприятной температуре наблюдается максимум доменной поляризованности и соответственно относительной диэлектрической проницаемости. Эта температура называется температурой (точкой) Кюри. При превышении температуры Кюри относительная диэлектрическая проницаемость резко падает за счет исчезновения спонтанной, а следовательно, и доменной поляризации. В простейшем случае имеется одна точка Кюри и один максимум ϵ_r в зависимости от температуры. Существуют сегнетоэлектрики с несколькими точками Кюри, с несколькими фазовыми переходами в зависимости от температуры.

Отмеченные особенности доменной поляризации показывают, что в отличие от обычных диэлектриков у сегнетоэлектриков относительная диэлектрическая проницаемость является весьма нестабильным параметром, который может изменяться в очень широких пределах, что всегда следует учитывать на практике. На рис. 2-16 показана зависимость отношения доменной поляризованности P_S сегнетоэлектрика с одной точкой Кюри к ее максимальному значению P_{Smax} от отношения температуры измерения к температуре Кюри T_c . На рис. 2-17 показана зависимость относительной диэлектрической проницаемости одного из распространенных сегнетоэлектриков — метатитаната бария $BaTiO_3$ от температуры вблизи точки Кюри при подъеме и снижении

температуры. Обращает на себя внимание очень острый максимум при исключительно высоком значении относительной диэлектрической проницаемости. У титаната бария три точки Кюри: при $+120$, при 0 и при -70°C . При 120°C имеет место максимум максимум. Сегнетова соль имеет две точки Кюри: при $+23$ и при -18°C .

Поляризованность при доменной поляризации зависит от направления электрического поля относительно осей кристалла. В области проявления доменной поляризации при соответствующих температурах, связан-

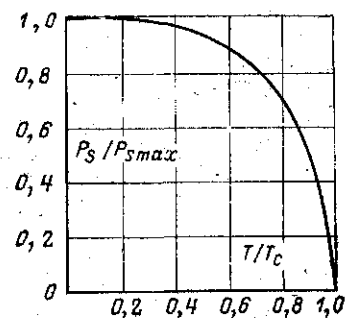


Рис. 2-16. Зависимость доменной поляризованности от температуры для сегнетоэлектрика с одной точкой Кюри.

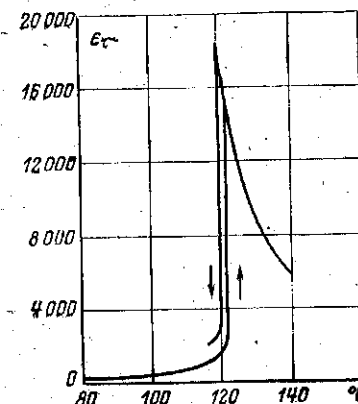


Рис. 2-17. Температурная зависимость относительной диэлектрической проницаемости метатитаната бария высокой степени чистоты вблизи точки Кюри.

ных с значением точек Кюри, зависимости поляризованности от напряженности электрического поля нелинейна, т. е. имеет место отклонение от закона, выраженного уравнением (2-4). В отличие от обычных диэлектриков, подчиняющихся этому закону и называемых линейными, сегнетоэлектрики называют нелинейными диэлектриками. Нелинейность связана с особенностями роста доменов. Весь объем образца сегнетоэлектрика представляет собой совокупность доменов. Для каждого домена характерно свое направление вектора спонтанной поляризованности, которое отличается от направлений векторов поляризованности соседних доменов. Эти особенности определяют характер зависимости поляризованности образца сегнетоэлектрика от напряженности электрического поля. На рис. 2-18 показана зависимость поляризован-

ля при $E=E_c$. Дальнейшее увеличение напряженности изменяет поляризованность по кривой, лежащей вправо от начальной и также имеющей насыщение. Таким образом, поляризованность, а следовательно, емкость и заряд описывают так называемую петлю диэлектрического гистерезиса.

62

— P_r и затем доходит до ну-

На доменную поляризованность сильно влияет чистота материала. Небольшие примеси могут привести не только к изменению максимальной относительной диэлектрической проницаемости, но и к изменению точки Кюри. Этим объясняется некоторое несоответствие графика рис. 2-17 графику рис. 2-20, на котором показана зависимость относительной диэлектрической проницаемости от температуры одного из промышленных сегнетоэлектрических материалов — керамики из метатитаната бария, впервые изученного в качестве диэлектрика Б. М. Вулом и И. М. Гольдман. Эта кривая снята при напряженности поля 3 МВ/м. Относительная диэлектрическая проницаемость оказалась равной 100 при -271°C , она была равна 114 при -259°C , 165 при -213°C , имела значение 1000—2000 при комнатной температуре и достигла максимума в пределах от 6000 до 7000 при $+80^{\circ}\text{C}$. При дальнейшем повышении температуры относительная диэлектрическая проницаемость резко спадала.

63

Точка Кюри может зависеть от напряженности электрического поля. Поэтому возможен такой случай, когда при одних и тех же температурах, но при разных напряженностях поля кристалл может обладать или не обладать свойствами сегнетоэлектрика.

На спонтанную и на доменную поляризацию существенное влияние оказывают примеси, вводимые в кристаллические материалы и способные существенно влиять на их доменную структуру. Это явление используется на практике для получения керамики с определенными свойствами. Например, при добавлении к керамике на основе метатитаната бария окислов олова или

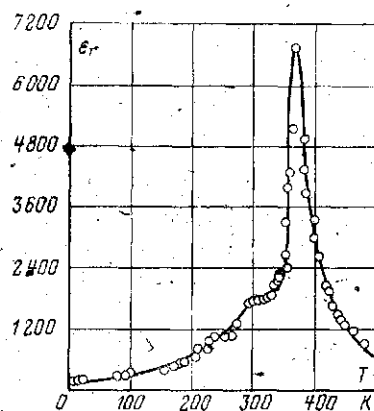


Рис. 2-20. Зависимость относительной диэлектрической проницаемости керамики из метатитаната бария от температуры.

стронция резко увеличивается зависимость относительной диэлектрической проницаемости от напряженности электрического поля. Одновременно увеличивается и максимальное значение диэлектрической проницаемости. Керамика такого состава получила название вариконд и используется для изготовления специальных конденсаторов. Конденсаторы из вариконда применяются для изготовления диэлектрических усилителей постоянного и переменного тока, умножителей и делителей частоты, стабилизаторов напряжения и других устройств.

Доменная поляризация наблюдается для различных диэлектриков при разных частотах, вплоть до сверхвысо-

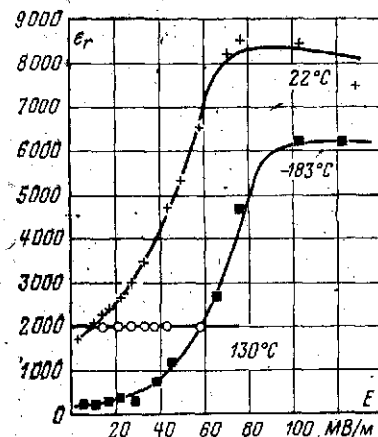


Рис. 2-21. Зависимость относительной диэлектрической проницаемости метатитаната бария от напряженности электрического поля.

ких частот. На рис. 2-22 приведена зависимость относительной диэлектрической проницаемости метатитаната бария от частоты при высоких частотах. Из рисунка видно, что при частоте 10^5 Гц начинается уменьшение диэлектрической проницаемости такой керамики.

Время установления электрической поляризации сегнетоэлектриков находится в большой зависимости от температуры и от напряженности электрического поля. Например, у сегнетовой соли при температурах, исключающих проявление доменной поляризации, установление происходит за миллионные доли секунды, а в сегнетоэлектрической области для

этого требуется гораздо большее время. С увеличением напряженности скорость установления поляризации увеличивается.

Как при других видах поляризации, связанных с добавочными потерями, так и при доменной после ее установления при постоянном напряжении соответствующий ток поляризации становится равным нулю. При переменном напряжении вследствие непрерывного измене-

ния электрического поля токи доменной поляризации существуют в течение всего времени приложения напряжения. Токи доменной поляризации имеют не только большую реактивную составляющую, но и большую активную составляющую, так как на переориентацию доменов затрачивается значительное количество энергии. Вследствие этого сегнетоэлектрики имеют обычно большое значение $\lg \delta$.

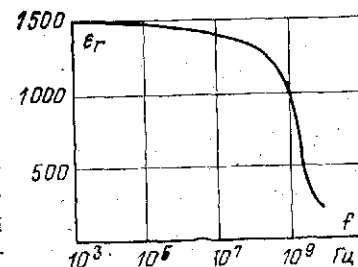


Рис. 2-22. Зависимость относительной диэлектрической проницаемости метатитаната бария от частоты электрического поля.

2.4. ЭЛЕКТРОСТРИКЦИЯ И ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Как было установлено выше, любой вид поляризации так или иначе связан со смещением зарядов в диэлектрике. Это должно приводить к некоторому изменению размеров образца. Однако в большинстве диэлектриков эти изменения, называемые электрострикцией, столь незначительны, что не имеют практического значения. В сегнетоэлектриках же под влиянием доменной поляризации перестройки кристаллической решетки, связанные с расширением одних доменов

и уменьшением других, т. е. изменения размеров — электрострикция, становятся заметными. Выше было показано, что проявление доменной поляризации наиболее эффективно вблизи точки Кюри; в этой области и проявляются обычно явления электрострикции. В том же диэлектрике в условиях отсутствия доменной поляризации явления электрострикции не обнаруживаются. Характерно, что в области температур, близких к точке Кюри, наблюдается скачкообразное изменение удельной теплоемкости и температурного коэффициента расширения. Это явление имеет связь с электрострикцией. Например, при охлаждении сегнетоэлектрика его объем будет изменяться как за счет уменьшения обычного теплового расширения, так и за счет интенсивного изменения доменной поляризованности. Эффект электрострикции пропорционален энергии электрического поля, т. е. квадрату напряженности. Явление электрострикции имеет весьма сложные закономерности. По направлению доменной поляризации кристаллы всегда увеличивают свой размер; имеет место положительная продольная электрострикция; в поперечном направлении электрострикция (поперечная) имеет обратный знак — размер кристаллов уменьшается. В зависимости от соотношения продольной и поперечной электрострикции объем кристаллов может увеличиваться или уменьшаться, т. е. объемная электрострикция может быть или положительной, или отрицательной. В качестве примера материала с положительной объемной электрострикцией можно указать на конденсаторную керамику на основе метатитаната бария или титаната свинца (PbTiO_3), в качестве материала с отрицательной объемной электрострикцией — на цирконат свинца (PbZrO_3). В зависимости от соотношения продольной и поперечной электрострикции объемная электрострикция может быть получена равной нулю. У сегнетоэлектриков с небольшим значением объемной электрострикции имеется узкая петля гистерезиса, а у материалов с большой объемной электрострикцией — широкая. По аналогии с магнитными материалами первые можно назвать «электромягкими», а вторые «электротвердыми». Электромягкие материалы имеют большую зависимость относительной диэлектрической проницаемости от напряженности электрического поля, а электротвердые — слабую зависимость. В качестве примера материалов первого вида можно назвать керамику на двойной основе метатитаната бария и станната бария (BaSnO_3), второго вида — керамику на основе титаната бария с добавкой титаната свинца. За счет изменения размеров под влиянием электрострикции в материале возникают внутренние механические напряжения. Строго говоря, такие напряжения возникают во всех диэлектриках. Прикладываемые извне механические напряжения, создавая определенную деформацию, в большинстве диэлектриков не вызывают заметной электрической поляризации. У некоторых материалов это явление выражено значительно.

Направление механической деформации, вызванной электрострикцией, определяется степенью изменения линейных размеров в разных направлениях и не обязательно совпадает с направлением поляризации. Однако известны диэлектрики, у которых направление механической деформации согласуется с направлением электрической поляризации.

При приложении к таким диэлектрикам механического напряжения возникает поляризация. Это явление называется пьезоэлектрическим эффектом, а сами материалы — пьезоэлектриками. Пьезоэффект бывает прямой и обратный. Под прямым подразумевают

изменение поляризации диэлектрика под влиянием приложенной механической силы. В известных пределах между механической нагрузкой и поляризацией имеется прямая пропорциональность; направление (знак) поляризации меняется в соответствии с изменением знака нагрузки. Обратным эффектом называют возникновение в материале механических напряжений под действием электрического поля.

Пьезоэлектрические свойства зависят от температуры. В частности, у сегнетовой соли пьезоэлектрические явления имеют максимум вблизи точки Кюри.

Пьезоэлектрическими свойствами обладают некоторые природные кристаллические минералы, например кварц, турмалин, а также специальные виды керамики. Пьезоэлектриками могут быть кристаллы определенной структуры, в частности не имеющие центра симметрии. Поэтому не все кристаллы одного состава, например кварца SiO_2 , являются пьезоэлектриками, поскольку из-за наличия примесей или условий кристаллообразования структура их может сильно изменяться.

Пьезоэлектрики нашли практическое применение прежде всего в разных электронных и радиотехнических устройствах, где используется их основная особенность — преобразование механической энергии в электрическую и наоборот. В настоящее время их используют и в технике сильных токов.

2-5. ОСТАТОЧНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ

В общем смысле остаточной поляризацией можно назвать любую поляризацию, сохраняющуюся в диэлектрике после снятия внешнего электрического воздействия. В большинстве случаев такая остаточная поляризация сохраняется в течение весьма короткого времени. Однако в ряде твердых диэлектриков при определенных условиях остаточная поляризация сохраняется в течение весьма длительного времени, исчисляемого месяцами и даже годами. Диэлектрики с длительной остаточной поляризацией называются электретами. В данном параграфе рассматривается именно такая поляризация.

Первые электреты были получены из смеси органических воскообразных сильно полярных диэлектриков. Смеси таких диэлектриков в расплавленном состоянии подвергались воздействию постоянного электрического поля, сохранявшегося до полного затвердевания при охлаждении смеси. При этом образовавшиеся в диэлектрике заряды от дипольной или миграционной поляризации сохраняются длительное время, пока материал не подвергается снова воздействию высокой температуры, которая, размягчая материал, способствует снятию зарядов, возвращая дипольные молекулы в первоначальное хаотическое состояние. При расплавлении органического электрета остаточная поляризация пропадает.

Снижение поляризованности электретов со временем в упрощенном виде можно записать следующим образом:

$$P = P_0 e^{-t/\tau_1}, \quad (2-44)$$

где P — поляризованность в момент времени t ;
 P_0 — начальное значение поляризованности;

$\tau_1 = \tau_0 e^{\frac{W}{kT}}$ — здесь τ_0 постоянная, характеризующая материал;
 W — энергия активации — энергия, необходимая для освобождения молекул из закрепленного состояния.

Как видно, с повышением температуры $\bar{T}$ скорость деполаризации возрастает.

При указанном выше замороженном состоянии дипольной поляризации на поверхности диэлектрика сохраняются возникшие, как при любой поляризации, поверхностные заряды, у положительного электрода отрицательные, у отрицательного положительные. Эти заряды называются гетерозарядами.

После формирования остаточных зарядов в ходе охлаждения и снятия электродов электрет создает вокруг себя определенное электрическое поле аналогично тому, как постоянный магнит создает магнитное поле. Заряды, находящиеся на поверхности электрета, притягивают к себе ионы и электроны из окружающей среды — атмосферы, которые постепенно нейтрализуют их. Удлинить срок жизни электрета можно, предотвратив доступ ионов к его поверхности, завернув электрет (без электродов) в металлическую фольгу, не закорачивая при этом электрет. Вынутый из фольги с сохранившимися на поверхности гетерозарядами электрет создает вокруг себя электрическое поле, как прежде.

Помимо гетерозарядов, на поверхности электретов могут появляться гомозаряды одинакового знака с зарядами прилегающих электродов. Эти заряды обусловлены переходом зарядов с электродов в диэлектрик.

При получении и изучении керамических электретов у них были обнаружены известные отличия от органических, вызванные тем, что у первых основную роль играют не гетерозаряды, а гомозаряды, накапливающиеся внутри диэлектрика. Керамические электреты с гомозарядами не нуждаются в заворачивании в фольгу для удлинения срока жизни. При исследовании изменения зарядов на поверхности керамических электретов была обнаружена такая закономерность: при сильном поляризующем поле на них образуются гомозаряды, которые сначала нарастают, потом снижаются. У стеатитовой керамики это наблюдалось, если поле поляризации равно 2 МВ/м. При слабом поляризующем поле для стеатитовой керамики обнаружено, что первоначально появляются гетерозаряды, плотность которых со временем падает до нуля, после чего возникают гомозаряды, сохраняющиеся длительное время. Обычная поверхностная плотность зарядов около 10^{-5} Кл/м².

2-6. ЗАВИСИМОСТЬ ТОКА В ДИЭЛЕКТРИКЕ ОТ ВРЕМЕНИ ПОСЛЕ ВКЛЮЧЕНИЯ ПОСТОЯННОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Эта зависимость определяется видом поляризации. При наличии только поляризации электронного и ионного смещения при включении постоянного напряжения ток в диэлектрике от времени можно считать практически независимым. Существование других видов поляризации, связанных с появлением добавочных диэлектрических потерь, приводит к тому, что ток в диэлектрике будет зависеть от времени, что определяется типом поляризации и свойствами диэлектрика. Чем больше времени требуется для установления поляризации, тем медленней происходит спадание добавочного тока, тем мед-

ленней устанавливается ток до его остаточного значения. В общем виде эта зависимость может быть выражена графиком, показанным на рис. 2-23. Незначительный интервал времени прохождения тока от нуля до его значения в точке P кривой, определяемый в основном параметрами внешней цепи, можно не рассматривать. Через достаточно большое время ток приобретает неизменное значение — объемный остаточный ток. Этот ток называют обычно объемным сквозным током. Уменьшающуюся до нуля составляющую тока, вызванную растянутым во времени процессом поляризации, называют током абсорбции. Этот термин связан с тем, что определяемый им ток как бы поглощается (абсорбируется) диэлектриком.

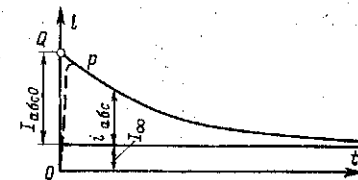


Рис. 2-23. Зависимость тока, проходящего через диэлектрик, от времени с момента включения постоянного напряжения.

Особое значение приобретает это явление при миграционной поляризации, во-первых, из-за длительности ее установления и, во-вторых, из-за большого значения возникающих поляризационных зарядов, обратных по знаку приложенному напряжению. С учетом этого закон Ома после включения постоянного напряжения должен быть записан следующим уравнением:

$$i = I_{\infty} + i_{\text{абс}} = \frac{U - u_p}{R}, \quad (2-45)$$

где u_p — напряжение, вызванное поляризационными зарядами обратных знаков.

В момент включения напряжения уравнение имеет вид:

$$I_{\infty} + I_{\text{абс}} = I_{\text{макс}} = \frac{U}{R},$$

поскольку u_p при этом еще равно нулю. Ко времени установления объемного сквозного тока u_p приобретает свое наибольшее значение и уравнение (2-45) может быть записано так:

$$I_{\infty} = \frac{U - U_{p, \text{макс}}}{R}. \quad (2-46)$$

Отсюда следует вывод, что истинным сопротивлением диэлектрика фактически является сопротивление в на-

чальный момент при $u_p=0$, а сопротивление, определенное по объемному сквозному току, является кажущимся, завышенным по сравнению с истинным. При измерении сопротивлений диэлектриков обычно находят их кажущиеся значения, которые определяют на практике токи утечки. Явление абсорбции, связанное со сравнительно длительным процессом поляризации, приводит к возник-

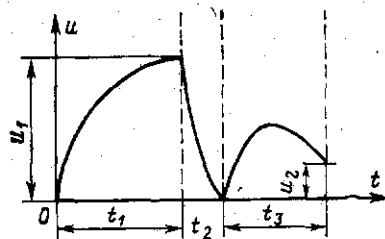


Рис. 2-24. Зависимость напряжения на обкладках конденсатора от времени.

t_1 — время зарядки; t_2 — время, в течение которого электроды были замкнуты; t_3 — время, в течение которого электроды оставлены разомкнутыми; U_1 — начальное напряжение; U_2 — остаточное напряжение.

новению в диэлектриках таких остаточных зарядов, которые не снимаются даже после снятия напряжения и замыкания электродов накоротко на достаточно длительное время. Поляризация, устанавливающаяся в течение длительного срока, требует достаточного времени для обратного процесса — деполяризации, происходящего при снятии зарядов, снятии электрического поля. Если время, в течение которого электроды были замкнуты, меньше времени, необходимого для деполяризации, то последняя не успевает завершиться и в диэлектрике еще остаются заряды. При достаточно большой емкости высоковольтных конденсаторов эти остаточные заряды могут представлять опасность для работающих на соответствующих установках.

Для практики эксплуатации конденсаторов явление абсорбции представляет определенный интерес, поэтому для них введен параметр — коэффициент абсорбции, который определяется отношением остаточного напряжения на конденсаторе (измеренного в определенных условиях) к начальному напряжению. Пояснение понятия коэффициента абсорбции дает рис. 2-24. Коэффициент абсорбции определяется отношением U_2 к U_1 .

2-7. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ НЕОДНОРОДНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ И ВЫРАВНИВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

В предыдущих параграфах рассматривались случаи поведения в электрическом поле однородных диэлектриков, и только при изучении миграционной поляризации мы имели дело с двумя слоями

разнородных диэлектриков. На практике чаще всего приходится иметь дело с неоднородными диэлектриками, причем степень и характер неоднородности могут быть весьма различны. Наиболее простым является случай сочетания в системе изоляции слоев разных диэлектриков, соединенных последовательно или параллельно. Слоистая структура электроизоляционных материалов и систем изоляции весьма широко распространена на практике. С ней мы встречаемся в слоистых пластиках, в разных слоистосодержащих материалах, в композиционных материалах, например пленкосинтокартонах.

Сложное сочетание разнородных диэлектриков имеет место в бумагах и картонах: твердых с газообразными в непористых материалах, твердых с жидкими в материалах, пропитанных жидкостями, различных твердых при пропитке затвердевающими материалами (при несовершенной пропитке в порах может остаться воздух). Бессистемное, так называемое статистическое, сочетание разнородных твердых материалов имеет место в пресс-композициях.

В этом параграфе даются примеры определения относительной диэлектрической проницаемости неоднородных (смешанных) диэлектриков. В простейшем случае дело сводится к рассмотрению двухслойного плоского конденсатора с параллельно и последовательно соединенными слоями. Само устройство этой изоляции не пугается в пояснении. Как известно, при параллельном соединении результирующая емкость двух слоев равна сумме емкостей отдельных слоев: $C_p = C_1 + C_2$, или с учетом уравнения (1-11)

$$C_p = \frac{\epsilon_{r1} \epsilon_0 S_1}{h} + \frac{\epsilon_{r2} \epsilon_0 S_2}{h}, \quad (2-47)$$

где ϵ_{r1} и ϵ_{r2} — относительные диэлектрические проницаемости диэлектриков, из которых состоят первый и второй слой;

S_1 и S_2 — площади плоских электродов первого и второго слоев;

h — толщина, принятая для обоих слоев одинаковой.

Введем понятие эквивалентной относительной диэлектрической проницаемости, под которой будем понимать диэлектрическую проницаемость, которую должен иметь однородный диэлектрик, чтобы создать в данной системе двухслойной изоляции ту же емкость C_p . Для этого случая справедливо уравнение

$$C_p = \frac{\epsilon_{rs} \epsilon_0 (S_1 + S_2)}{h}. \quad (2-48)$$

Для эквивалентной относительной диэлектрической проницаемости ϵ_{rs} будет справедливо выражение

$$\epsilon_{rs} = \epsilon_{r1} \frac{S_1}{S_1 + S_2} + \epsilon_{r2} \frac{S_2}{S_1 + S_2}. \quad (2-49)$$

Этому выражению может быть придана более простая форма, если заменить $\frac{S_1}{S_1 + S_2}$ и $\frac{S_2}{S_1 + S_2}$, которые являются объемным

содержанием первого и второго диэлектриков в общей системе изоляции, на их условные обозначения y_1 и y_2 . В окончательном виде получим:

$$\epsilon_{rs} = y_1 \epsilon_{r1} + y_2 \epsilon_{r2}. \quad (2-50)$$

При последовательном соединении двух разнородных слоев они будут иметь одинаковую площадь S , а толщины могут быть разными: h_1 и h_2 . В этом случае по известному закону сложения обратных емкостей для результирующей емкости получим выражение

$$C_p = \frac{\epsilon_{rs} \epsilon_0 S}{h_1 + h_2} \quad (2-51)$$

Объемное содержание обоих слоев можно выразить следующими формулами:

$$y_1 = \frac{h_1}{h_1 + h_2}; \quad y_2 = \frac{h_2}{h_1 + h_2};$$

отсюда

$$\frac{1}{\epsilon_{rs}} = \frac{y_1}{\epsilon_{r1}} + \frac{y_2}{\epsilon_{r2}} \quad \text{и} \quad \epsilon_{rs} = \frac{\epsilon_{r1} \epsilon_{r2}}{y_1 \epsilon_{r2} + y_2 \epsilon_{r1}} \quad (2-52)$$

Интересным объектом для расчетов относительной диэлектрической проницаемости неоднородных диэлектриков являются волокнистые материалы — бумаги, состоящие из сложившихся волокон, между которыми имеются поры.

Для расчета эквивалентной относительной диэлектрической проницаемости важно правильно выбрать соответствующую модель, определяющую взаимное расположение волокон и пор. В. Т. Ренне, исследуя конденсаторные бумаги, принял для них модель с последовательно включенными волокнами и порами. Предпосылками к этому выбору, оказавшемуся правильным, являются следующие соображения. При производстве плотной и тонкой конденсаторной бумаги волокна исходного сырья — целлюлозы при размоле расчесываются по всей длине на тонкие элементарные волокна — фибриллы, которые укладываются в бумаге очень плотным слоем, практически без зазоров по длине, т. е. без параллельно расположенных пор. Для более толстых бумаг (максимальная стандартная толщина конденсаторной бумаги 30 мкм) с плотностью меньше 900 кг/м³ лучшие результаты дают расчеты, сделанные на основе модели из смешанного последовательно-параллельного соединения волокон и пор, причем соотношением тех и других можно варьировать. Формулы, выведенные по этим моделям, отличаются большой сложностью. Здесь мы ограничимся формулами В. Т. Ренне. В этих формулах предполагается отсутствие в бумаге влаги.

Для непропитанной сухой конденсаторной бумаги

$$\epsilon'_{rs} = \frac{1}{1 - \frac{d}{d_k} \left(1 - \frac{1}{\epsilon_{rk}} \right)}, \quad (2-53)$$

где ϵ'_{rs} — эффективная относительная диэлектрическая проницаемость непропитанной бумаги;

d — средняя плотность бумаги;

d_k — плотность клетчатки (около 1500 кг/м³);

ϵ_{rk} — относительная диэлектрическая проницаемость клетчатки, которую можно принять равной 6,5.

При пропитке бумаги с полным замещением воздуха пропиточным материалом, что обычно удается достичь применением для этих

целей жидкого диэлектрика, формула принимает следующий вид:

$$\epsilon''_{rs} = \frac{\epsilon_{rn}}{1 - \frac{d}{d_k} \left(1 - \frac{\epsilon_{rn}}{\epsilon_{rk}} \right)}, \quad (2-54)$$

где ϵ''_{rs} — эквивалентная относительная диэлектрическая проницаемость бумаги, пропитанной жидкостью;

ϵ_{rn} — относительная диэлектрическая проницаемость пропитывающей жидкости.

Для бумаги, пропитанной затвердевающими составами, с учетом остаточных воздушных включений уравнение В. Т. Ренне имеет такой вид:

$$\epsilon'''_{rs} = \frac{\epsilon_{rk} \epsilon_{rt}}{\epsilon_{rk} y_n (1 - k) + \epsilon_{rk} \epsilon_{rt} y_n k + \epsilon_{rt} (1 - y_n)}, \quad (2-55)$$

где ϵ'''_{rs} — эффективная относительная диэлектрическая проницаемость бумаги, пропитанной затвердевающим составом;

ϵ_{rt} — относительная диэлектрическая проницаемость затвердевающего состава;

k — коэффициент объемной усадки состава;

y_n — относительный объем пор бумаги, равный $1 - d/d_k$.

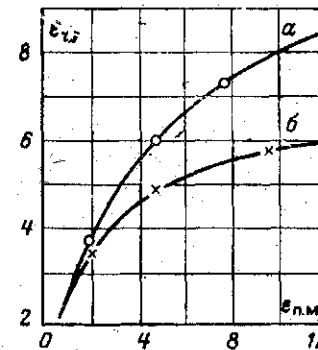


Рис. 2-25. Зависимость эквивалентной относительной диэлектрической проницаемости непропитанной конденсаторной бумаги от относительной диэлектрической проницаемости пропитывающего материала.

а — пропитка жидкостью; б — пропитка затвердевающим составом.

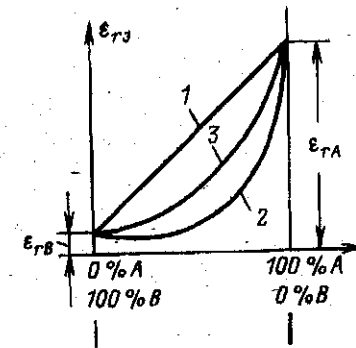


Рис. 2-26. Зависимость эквивалентной диэлектрической проницаемости двухкомпонентной системы изоляции от соотношения компонентов.

1 — при параллельном соединении; 2 — при последовательном соединении; 3 — при статистическом распределении.

Для подтверждения правильности формул В. Т. Ренне на рис. 2-25 приведены графики зависимости эффективной диэлектрической проницаемости ϵ'_{rs} конденсаторной бумаги с плотностью 1000 кг/м³, пропитанной жидкими диэлектриками и затвердевающими составами (с объемной усадкой 15%), от относительной диэлектрической проницаемости пропитывающей жидкости или

состава. На рис. 2-25 видно совпадение расчетных кривых с экспериментальными точками (отмеченными кружками и крестиками).

Для расчета эквивалентной относительной диэлектрической проницаемости статистических смесей предложен ряд формул. Ниже приведены некоторые из них. Эквивалентная относительная диэлектрическая проницаемость неупорядоченной смеси должна быть промежуточной между проницаемостями смесей из тех же компонентов (по качеству и количеству), соединенных параллельно и последовательно. Это положение схематически иллюстрируется графиками рис. 2-26 для смесей из двух компонентов A и B с относительными диэлектрическими проницаемостями ϵ_{rA} и ϵ_{rB} . Широко известен логарифмический закон смешения, по которому эквивалентная относительная диэлектрическая проницаемость ϵ_{r3} двухкомпонентной статистической смеси определяется следующей формулой Лихтенеккера — Ротера:

$$\lg \epsilon_{r3} = y_1 \lg \epsilon_{r1} + y_2 \lg \epsilon_{r2}, \quad (2-56)$$

где y_1 и y_2 — объемные содержания компонентов ($y_1 + y_2 = 1$).

Для вспененных полимеров, содержащих очень большое количество весьма мелких пор, эта формула преобразуется в такую:

$$\lg \epsilon_{r3} = \frac{d_2}{d_1} \lg \epsilon_{r1}, \quad (2-57)$$

где d_1 — плотность полимера сплошного строения;

ϵ_{r1} — его относительная диэлектрическая проницаемость;

d_2 — плотность вспененного материала.

Иногда в сплошном диэлектрике оказываются вкрапленными отдельные частицы другого диэлектрика. Такие системы, называемые матричными, могут быть как статистическими, так и упорядоченными. Для матричной системы с равномерно включенными по объему диэлектрика шарообразными частицами другого диэлектрика можно пользоваться формулой В. И. Оделевского:

$$\epsilon_{r3} = \epsilon_{r1} \left(1 + \frac{y}{\frac{1-y}{3} + \frac{\epsilon_{r1}}{\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1}}} \right), \quad (2-58)$$

где ϵ_{r1} — относительная диэлектрическая проницаемость матричного диэлектрика;

ϵ_{r2} — относительная диэлектрическая проницаемость материала вкрапления;

y — объемная концентрация вкраплений.

Для определения температурного коэффициента относительной диэлектрической проницаемости статистической смеси двух диэлектриков можно пользоваться арифметическим законом смешения:

$$TK \epsilon_{r3} = y_1 TK \epsilon_{r1} + y_2 TK \epsilon_{r2}, \quad (2-59)$$

где y_1 и y_2 — объемные концентрации компонентов смеси.

К числу посторонних включений в гигроскопичных диэлектриках можно отнести поглощенную ими из воздуха влагу — водяные пары. В зависимости от состава и строения диэлектрика количество поглощенной влаги может быть весьма различно. Особенно сильно увлажняются вещества, растворимые в воде, а также материалы волокнистой структуры. В последних неизбежна известная пористость, которая может быть межволоконной и капиллярной, если

сами волокна имеют капилляры. К числу таких волокон относятся волокна растительного происхождения, состоящие в основном из природного полимера — клетчатки. Поглощение волокнистым материалом влаги из воздуха происходит и за счет сорбирования ее поверхностью волокон, которые обычно обладают способностью смачиваться водой. Такой особенностью отличаются и материалы из стеклянных волокон, которые, не обладая объемной гигроскопичностью, имеют значительную поверхностную гигроскопичность. Пары воды, попавшие в капилляры волокон, оседают в виде тонких слоев — пленок на их стенках; толщина этих пленок зависит от количества поглощенной воды. Количество поглощенной из воздуха воды зависит от относительной влажности воздуха и времени нахождения материала во влажной среде. Поглощенная влага может быть удалена сушкой. Вследствие того, что вода имеет большую относительную диэлектрическую проницаемость (около 80), увлажненный диэлектрик имеет повышенное значение диэлектрической проницаемости. Для иллюстрации влияния влаги на относительную диэлектрическую проницаемость приведем два примера. У березовой древесины 10%-ной влажности диэлектрическая проницаемость вдоль волокон равна 5, при 13%-ной — 10. У целлюлозного картона отношение емкости при частоте 2 Гц к емкости при 50 Гц практически равно 1 при содержании влаги 1% и 3 при 7%. Измерение отношения емкостей при частотах 2 и 50 Гц является основным методом определения влажности изоляции в эксплуатации.

Наличие между электродами неоднородной изоляции приводит к искажению электрического поля. С простейшим случаем этого явления мы имели дело в параграфе, посвященном миграционной поляризации. Можно привести много разных примеров искажения электрического поля в системах изоляции и электроизоляционных материалах, вызванных различными включениями, как вводимыми специально (например, наполнители в пластмассах), так и случайными примесями (загрязнениями). Ограничимся двумя простейшими примерами: шаровыми и цилиндрическими включениями в однородном диэлектрике в равномерном электрическом поле. При цилиндрических включениях будем рассматривать случаи, когда оси цилиндров перпендикулярны силовым линиям электрического поля. В случаях, когда относительная диэлектрическая проницаемость включения меньше проницаемости основного диэлектрика (матрицы), при переменном напряжении максимальная напряженность электрического поля будет внутри включения. Когда диэлектрическая проницаемость включения больше, чем у матрицы, максимальная напряженность оказывается на поверхности включения вследствие разрежения силовых линий электрического поля внутри включения и сгущения их в матрице вблизи включения. При проводящих включениях напряженность электрического поля также повышается на поверхности включения. Образование местных усилений напряженности электрического поля может быть опасным в высоковольтной изоляции вследствие увеличения диэлектрических потерь (местный перегрев) и возможности достижения уровня электрической прочности. Для расчета значений напряженности электрического поля в матричной системе с равномерно распределенными цилиндрическими включениями можно применить следующее приближенное выражение:

$$E_m = E_0 \frac{2\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2} + y(\epsilon_{r1} - \epsilon_{r2})}, \quad (2-60)$$

где E_m — максимальное значение напряженности (на поверхности цилиндрического включения);

E_0 — напряженность равномерного поля без включения;

ϵ_{r1} — относительная диэлектрическая проницаемость матрицы;

ϵ_{r2} — относительная диэлектрическая проницаемость включения;

y — объемное содержание включений.

Внутри цилиндрических включений напряженность электрического поля выражается уравнением

$$E' = E_0 \frac{2\epsilon_{r1}}{\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2}} \quad (2-61)$$

Напряженность поля в шаровом включении выражается уравнением

$$E_1 = E_0 \frac{3\epsilon_{r1}}{2\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2}} \quad (2-62)$$

При $\epsilon_{r2} \ll \epsilon_{r1}$ получим $E_1 = 1,5E_0$.

Особенно опасными в сильных электрических полях являются воздушные включения, поскольку диэлектрическая прочность воздуха практически равна единице, а электрическая прочность твердых диэлектриков. Пробой воздушного включения может быть причиной постепенного разрушения основного диэлектрика, о чем подробнее сказано в гл. 5.

При переменном напряжении напряженность электрического поля обратно пропорциональна относительным диэлектрическим проницаемостям последовательно соединенных слоев. Эта закономерность может быть использована для так называемого «градирирования изоляции», когда диэлектрик с большей диэлектрической проницаемостью помещается на участках, где напряженность электрического поля имеет повышенное значение.

Закону распределения напряженностей в слоистой изоляции обратно пропорционально относительным диэлектрическим проницаемостям слоев соответствует закон распределения напряжений на последовательно соединенных слоях изоляции (конденсаторах) обратно пропорционально их емкостям. Этот закон используется в практике конструирования высоковольтных вводов конденсаторного типа. Напряженность электрического поля между двумя коаксиальными цилиндрами выражается уравнением

$$E_x = \frac{U}{x \ln R/r} \quad (2-63)$$

где E_x — напряженность в точках с расстоянием x от оси;

U — напряжение, приложенное к цилиндрам;

R — радиус внешнего цилиндра;

r — радиус внутреннего цилиндра.

Максимальная напряженность у поверхности внутреннего цилиндра равна:

$$E_{max} = \frac{U}{r \ln R/r} \quad (2-64)$$

Минимальная напряженность у поверхности внешнего цилиндра равна:

$$E_{min} = \frac{U}{R \ln R/r} \quad (2-65)$$

График зависимости максимальной напряженности электрического поля между двумя коаксиальными цилиндрами от отношения r/R при постоянном R имеет U-образную форму; он показан на рис. 2-27. Минимальное значение этой максимальной величины приходится на $r/R = 1/e = 0,36$. Снизить неравномерность электрического поля между двумя коаксиальными цилиндрами, т. е. уменьшить разницу между E_{max} и E_{min} , при заданных размерах внутреннего и внешнего радиусов можно, наложив на внутренний цилиндр оболочку из твердого диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью, большей, чем у основной изоляции. Тогда получатся два последовательно соединенных слоя — конденсатора. В каждом из них будет поле со своим максимумом и минимумом напряженности электрического поля. При правильном выборе толщины покрытия (его внешнего радиуса) и его относительной диэлектрической проницаемости можно достичь того, что максимальные значения напряженности в каждом слое будут ниже максимума при отсутствии покрытия. Это повысит надежность изоляции; позволит снизить общую толщину изоляции. Пояснение к этому случаю показано на рис. 2-28. Оптимальное значение радиуса покрытия r_{2opt} при заданных значениях относительных диэлектрических проницаемостей (ϵ_{r1} для основной изоляции и ϵ_{r2} для покрытия), соответствующее наименьшему значению напряженности на поверхности покрытия, можно определить из уравнения

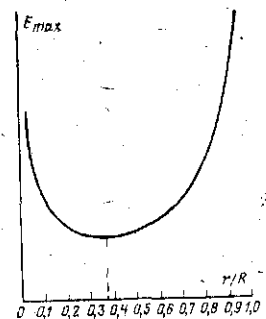


Рис. 2-27. Зависимость максимальной напряженности электрического поля между двумя коаксиальными цилиндрами от величины r/R .

$$r_{2opt} = \frac{r_1}{e} \left(\frac{r_3}{r_1} \right)^{\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1}}} \quad (2-66)$$

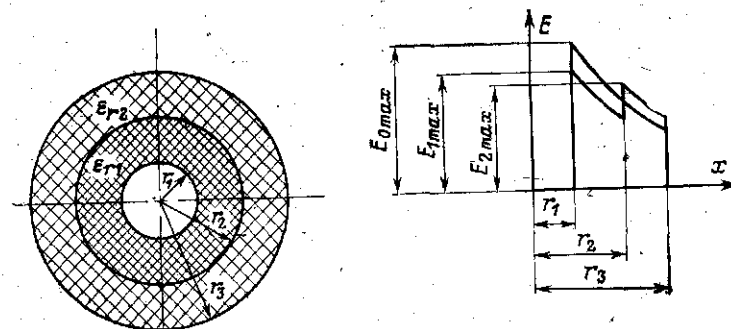


Рис. 2-28. Вывравнивание электрического поля между коаксиальными цилиндрами путем покрытия внутреннего цилиндра слоем диэлектрика.

Получаемое при этом значение напряженности на поверхности покрытия, являющееся максимальным для основной изоляции, находится из уравнения

$$E_{\text{max}} = \frac{U_e}{r_1 \left(1 - \frac{\epsilon_{r1}}{\epsilon_{r2}}\right) \left(\frac{r_2}{r_1}\right)^{\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r2} - \epsilon_{r1}}}} \quad (2-67)$$

В уравнениях (2-66) и (2-67) e — основание натуральных логарифмов.

Если определяемый по (2-66) $r_{2\text{опт}}$ равен или больше r_2 , то при заданных условиях оптимизация изоляции не может быть осуществлена.

В вводах конденсаторного типа с твердой бумажно-бакелитовой изоляцией выравнивание поля можно осуществить еще и другим путем. Здесь изоляция между токоведущим внутренним электродом и внешним, заземленным электродом разделяется на ряд участков, между которыми при намотке изоляции прокладываются проводящие (из фольги) обкладки. В результате изоляция состоит из последовательно соединенных слоев (конденсаторов), напряжения на которых распределяются обратно пропорционально емкостям.

Подбирая соответствующим образом емкости слоев, осуществляют выравнивание поля, уменьшают максимальную напряженность.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ДИЭЛЕКТРИКОВ

3-1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

Проводимость диэлектриков хотя и ничтожно мала по сравнению с проводимостью проводников, но не равна нулю. В любом диэлектрике независимо от его агрегатного состояния имеется некоторое количество свободных зарядов — электронов или ионов или тех и других, а также слабосвязанных зарядов. Без электрического поля они, так же как и нейтральные частицы, находятся в непрерывном, хаотическом, тепловом движении, скорость которого увеличивается с ростом температуры. При воздействии электрического поля, наведенного в диэлектрике (для упрощения будем считать поле постоянным), свободные и слабосвязанные заряды будут перемещаться по направлению к электродам — положительные заряды к отрицательному, отрицательные к положительному. Поскольку тепловое движение при этом сохраняется, движение зарядов по направлению

электрического поля будет складываться с тепловым, траектория движения становится зигзагообразной. Однако имеет место составляющая направления движения по полю, что и обеспечивает направленный перенос зарядов. Средняя скорость этого направленного переноса определяется уравнением

$$v = kE, \quad (3-1)$$

где v — скорость направленного движения;

k — подвижность носителя заряда;

E — напряженность поля.

Если масса носителей зарядов неодинакова, в частности это имеет место у электронов и ионов, то и скорости их переноса в электрическом поле будут разные при одних и тех же напряженностях. Обозначим подвижность отрицательных зарядов через k_- и положительных k_+ . Уравнение (3-1) можно переписать для носителей отрицательных и положительных зарядов:

$$v_- = k_- E; \quad v_+ = k_+ E. \quad (3-2)$$

Максимальной подвижностью обладают электроны, имеющие массу меньше других носителей. Для ионов подвижность определяется массой.

Соответственно виду носителей зарядов электропроводность может быть электронная, ионная (электролитическая) или смешанная, когда утечка — ток проводимости — определяется переносом и электронов, и ионов. В ионной электропроводности могут принимать участие ионы обоих знаков (катионы и анионы). Заряды, обуславливающие своим движением в диэлектрике ток утечки, доходят в конечном счете до соответствующих по знаку электродов, на поверхности которых нейтрализуются. Как известно, электроны не представляют какое-либо определенное вещество, поэтому при электронной электропроводности не происходит ни разложение диэлектрика, ни перенос вещества, ни выделение его на электродах. При ионной электропроводности положение иное. Ион даже в простейшем случае атома, потерявшего по той или иной причине один электрон, представляет собой частицу вещества с определенными свойствами. При ионной электропроводности имеют место и разложение вещества (распад молекул на ионы), и перенос, и отложение вещества на электродах, т. е. закономерности электролитической электропроводности.

В диэлектриках, кроме рассмотренных выше видов электропроводности, особенно в жидких, может быть еще один вид — молионная электропроводность. При ней носителями зарядов являются частицы более крупные, чем ионы, в виде целых групп заряженных молекул — молионов, иногда это дисперсные загрязнения или примеси. При молионной электропроводности разложения вещества (основного диэлектрика) не происходит, но перенос и отложение вещества на электродах имеют место. Молионную электропроводность называют также электрофоретической, поскольку она определяет явление электрофореза — переноса (обычно в жидком диэлектрике) и отложения мелкодисперсных взвесей выбранного состава. Электрофорез находит промышленное применение для нанесения электроизоляционных покрытий на металлические поверхности. Подвижность носителей зарядов при молионной электропроводности в силу сравнительно большой массы молионов меньше, чем при других видах.

Плотность тока проводимости равна количеству зарядов обоих знаков, проходящих через единицу сечения за единицу времени. В общем виде плотность тока может быть выражена таким уравнением:

$$J = n_- q_- v_- + n_+ q_+ v_+, \quad (3-3)$$

где J — плотность тока;
 n_- и n_+ — концентрации (плотности) зарядов, отрицательных и положительных;
 q_- и q_+ — заряды носителей соответствующих знаков;
 v_- и v_+ — скорости носителей зарядов соответствующих знаков.

С учетом (3-2) уравнение (3-3) можно переписать так:

$$J = E(n_- q_- k_- + n_+ q_+ k_+). \quad (3-4)$$

Для ионной электропроводности при равенстве n_- и n_+ , а также q_- и q_+ выражение плотности тока примет такой вид:

$$J = nqE(k_- + k_+). \quad (3-5)$$

Для движения носителей зарядов в электрическом поле характерной является возможность их закрепления после прохождения некоторого пути, называемого длиной свободного пробега. Длина свободного пробега зависит от ряда факторов. Наряду с закреплением одних носителей зарядов в электрическом поле происходит

непрерывно активизация других, ослабление их первоначальных связей, благодаря чему направленное движение начинают новые заряды. Благодаря этому закрепление частиц не приводит к уменьшению тока. Плотность тока в диэлектрике может быть увязана с длиной свободного пробега таким уравнением:

$$J = Nql, \quad (3-6)$$

где N — количество носителей зарядов, активизирующихся в единице объема за единицу времени;

q — заряд;

l — длина свободного пробега.

Скорость носителей зарядов в диэлектрике не постоянна: после начала переноса электрическим полем они будут ускоряться силой поля на пути своего свободного пробега. Скорости заряженных частиц, определяющие среднюю плотность тока, являются средними скоростями. Мгновенный ток в каждый момент времени зависит от скорости, количества и заряда частиц на данный момент.

Закономерности электропроводности в большой степени определяются агрегатным состоянием вещества и должны быть рассмотрены отдельно для газообразных, жидких и твердых диэлектриков.

3-2. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ГАЗООБРАЗНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Электропроводность газов имеет обычно смешанный характер — ионный и электронный. В нормальных условиях в газах, в частности в воздухе, являющемся наиболее распространенным видом газообразного диэлектрика, всегда в результате ионизации происходит отрыв от атомов или молекул одного или нескольких электронов. Частицы, потерявшие электроны, становятся положительными ионами. Существует несколько причин ионизации, в том числе факторы естественной ионизации. К числу факторов естественной ионизации относятся радиоактивность земной коры, космические лучи, в частности солнечное корпускулярное излучение, ультрафиолетовые лучи солнечного спектра. Это факторы объемной ионизации. Известны факторы поверхностной ионизации, заключающиеся в выходе в газ электронов из электродов, что возможно под действием света (так называемый фотоэффект), под действием достаточно вы-

сокой температуры (тепловая эмиссия). Выход электронов из электродов, который облегчается при понижении плотности газа, определяется в основном свойствами металла и состоянием его поверхности. Количество свободных зарядов в газе, образующихся под влиянием факторов естественной ионизации за единицу времени, зависит от интенсивности их действия, которая, вообще говоря, не постоянна. Несмотря на непрерывность действия факторов естественной ионизации, все газы, включая воздух, сохраняют свои диэлектрические свойства благодаря тому, что наряду с естественной ионизацией происходит непрерывная нейтрализация — рекомбинация разноименных зарядов. Благодаря непрерывному тепловому движению всех частиц газа находящиеся в нем свободные заряды в отдельные моменты времени оказываются друг от друга на достаточно малом расстоянии, позволяющем им притянуться и нейтрализоваться. В среднем за достаточно длительное время при данных условиях наступает равновесное состояние: количество возникающих свободных зарядов равно количеству рекомбинирующих. Число рекомбинаций за единицу времени пропорционально произведению чисел свободных положительных и отрицательных зарядов в единице объема; коэффициент пропорциональности называют коэффициентом рекомбинации. Он увеличивается с увеличением скорости теплового движения и размеров иона. В разных газах он имеет значение около 10^{-12} м³/с. Для воздуха (при нормальных условиях) он равен $1,6 \times 10^{-12}$ м³/с.

Существуют также искусственные факторы объемной ионизации газов, например различные виды искусственной радиации. Действие факторов искусственной ионизации, накладываясь на действие факторов естественной ионизации, приводит к увеличению концентрации в газе свободных зарядов. После прекращения действия добавочного фактора ионизации требуется определенное время, для того чтобы плотность свободных зарядов от начального значения n_0 за счет рекомбинации дошла до значения n , соответствующего плотности равновесного состояния без добавочного фактора. Необходимое для этого время находится из уравнения

$$\tau = \frac{n_0 - n}{\alpha n n_0}, \quad (3-7)$$

где α — коэффициент рекомбинации.

Для равновесного состояния без добавочных факторов ионизации, когда число ежесекундно возникающих зарядов равно числу рекомбинирующих, с некоторой долей допущения справедливо уравнение

$$N = \alpha n^2, \quad (3-8)$$

где N — количество ежесекундно возникающих зарядов в единице объема;

α — коэффициент рекомбинации;

n — плотность зарядов в единице объема (концентрация).

Можно подсчитать время, необходимое для уменьшения вдвое первоначальной концентрации зарядов за счет рекомбинации после снятия дополнительного фактора ионизации. Оказывается, что оно равно около 500 с, что указывает на медленность процесса рекомбинации.

При наложении на газовый промежуток электрического поля часть свободных зарядов, не успев рекомбинировать, будет достигать электродов и нейтрализоваться на их поверхности. В этом случае у свободных зарядов, кроме хаотического теплового движения, появляется составляющая направленного движения, заданного электрическим полем. Ток утечки в газе будет определяться количеством зарядов, нейтрализующихся на электродах. Если обозначить расстояние между плоскими пластинами — электродами через h (толщина газового промежутка), площадь электродов через S , то на основании изложенного можно написать следующее равенство:

$$NSh = N' + \alpha n^2 Sh, \quad (3-9)$$

где N — количество зарядов, возникающих ежесекундно в единице объема;

α — коэффициент рекомбинации;

n — плотность зарядов любого знака (принимаем количество положительных и отрицательных зарядов равным);

$$N' = I/q,$$

где I — ток между электродами, равный количеству электричества, протекающего через данное сечение за единицу времени.

Разделив левую и правую части уравнения (3-9) на площадь электродов S , получим несколько измененное

выражение, в котором вместо тока будет плотность тока J , а именно:

$$Nh = \frac{J}{q} + an^2h. \quad (3-10)$$

При увеличении напряженности электрического поля количество зарядов, доходящих до электродов, будет увеличиваться, а количество рекомбинирующих — уменьшаться. Объясняется это тем, что с ростом напряженности увеличивается скорость направленного движения свободных зарядов, что приводит к большему числу зарядов, достигающих электродов. Количество рекомбинирующих зарядов будет в связи с этим уменьшаться, пока рекомбинация совсем не прекратится. Дальнейшее повышение приложенного напряжения не вызовет увеличения тока, поскольку количество переносимых на электроды зарядов ограничено интенсивностью факторов ионизации. Этот ток, независимый от напряжения, называют током насыщения. Из сказанного вытекает, что если напряженность поля очень мала, количество зарядов, доходящих до электродов, также очень мало, и по сравнению с количеством рекомбинирующих зарядов им можно пренебречь. Следовательно, для этого условия равенство (3-10) примет такой вид:

$$Nh = an^2h.$$

Отсюда $n = \sqrt{N/a}$, и концентрация свободных зарядов будет примерно одинаковой как в слабом поле, так и без поля.

На рис. 3-1 показана зависимость тока утечки в воздухе от напряженности электрического поля. На участке I ток прямо пропорционален приложенному напряжению, соблюдается закон Ома. В соответствии с уравнениями (3-5) и (3-8) можно написать следующее выражение для удельной проводимости γ :

$$\gamma = \frac{J}{E} = nq(k_- + k_+) = q\sqrt{\frac{N}{a}}(k_- + k_+). \quad (3-11)$$

Учитывая, что количество ионов в 1 м³ воздуха при нормальных условиях около $1,25 \cdot 10^9$, заряд одновалент-

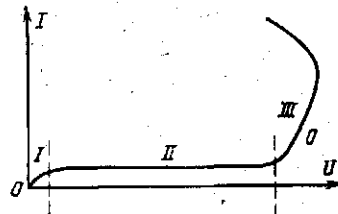


Рис. 3-1. Вольт-амперная характеристика воздушного промежутка.

ного иона равен $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, $k_- \approx 0,018$ м²/(с·В), а $k_+ \approx 0,013$ м²/(с·В), легко подсчитать удельную проводимость и удельное сопротивление. Оказывается, что при нормальных условиях удельное сопротивление воздуха оценивается значением $1,7 \cdot 10^{15}$ Ом·м.

Воздух, как известно, является смесью газов, поэтому значения подвижностей зарядов, указанных выше, следует рассматривать как усредненные.

Вопрос подвижности отдельных заряженных частиц в газах довольно сложный. Электроны, оторвавшиеся от молекул при ионизации, в большинстве присоединяются к другим нейтральным молекулам, создавая вместе с ними отрицательные ионы. Некоторые электроны остаются свободными, чем и объясняется большая подвижность отрицательных зарядов по сравнению с положительными: в среднем масса носителей отрицательных зарядов оказывается меньше, чем положительных. Однако указанная выше в примере незначительная разница в подвижностях носителей разных знаков говорит о том, что большинство электронов присоединяется к нейтральным молекулам. Подвижность свободных электронов в газе по сравнению с подвижностью ионов в 1000 раз больше. Подвижность ионов у газов со сравнительно большой молекулярной массой меньше, чем у газов с малой молекулярной массой. Малой подвижностью отличаются ионы сильно полярных газов. Причина здесь, видимо, кроется в способности молекул этих газов образовывать частицы, состоящие из нескольких молекул, вследствие чего носители зарядов будут отличаться повышенной массой. Следует отметить также способность к более активному удержанию электронов молекулами некоторых газов, получивших в силу этого свойства название электроотрицательных. К их числу относятся кислород, углекислый газ и др., а также газы, содержащие в своих молекулах фтор, хлор и некоторые другие химические элементы. К их числу относится так называемый элегаз («электрический газ»); это гексафторид серы SF₆, получивший довольно широкое применение в высоковольтной аппаратуре.

В конце участка I графика рис. 3-1 наступает ток насыщения (участок II). При достижении тока насыщения вследствие отсутствия рекомбинации зарядов уравнение (3-10) примет такой вид:

$$Nh = J/q \text{ или } J = Nqh. \quad (3-12)$$

Отсюда видно, что плотность тока насыщения не зависит от приложенного напряжения. Фактором, определяющим ток насыщения, являются источники естественной ионизации, от которых зависит количество возникающих ежесекундно свободных зарядов. Если подвергнуть промежуток с газовой изоляцией воздействию дополнительного фактора ионизации, например облучению рентгеновскими лучами, то ток насыщения увеличится и насыщение наступит при более высокой напряженности электрического поля.

По уравнению (3-12) можно определить плотность тока насыщения, учитывая, что при нормальных давлении и температуре количество свободных зарядов обоих знаков, возникающих за 1 с в 1 м³ воздуха при средних условиях естественной ионизации, равно приблизительно $4 \cdot 10^6$. Принимая заряд, как указано выше, равным $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл и расстояние между электродами 0,01 м, получаем плотность тока насыщения около 6×10^{-15} А/м². При указанных условиях насыщение наступает при напряженности 0,6 В/м; рост тока в конце второго участка графика рис. 3-1 (выход из стадии насыщения) начинается при напряженности выше 1 МВ/м.

При дальнейшем увеличении напряженности ток растет быстрее, чем по закону Ома (участок III), что может иметь место лишь в случае резкого увеличения количества свободных зарядов, возникающих в газе между электродами. Причиной этого является ударная ионизация. Здесь электроны, приобретающие в достаточно сильном электрическом поле большую скорость направленного движения, при столкновении с нейтральными частицами ионизируют их — выбивают из них электроны, которые, быстро разгоняясь полем, сами начинают производить ударную ионизацию. В результате количество свободных зарядов быстро увеличивается, проводимость газа растет вплоть до короткого замыкания между электродами, т. е. до пробоя. Явление пробоя будет рассмотрено в гл. 5.

Характерным явлением, связанным с электропроводностью газов, является образование в пространстве между электродами объемных зарядов. Они возникают в слабых электрических полях, когда в движении ионов преобладает тепловой, хаотический характер. По мере усиления направленного движения объемный заряд убывает и при достаточно большой напряженности электри-

ческого поля совсем исчезает. Так продолжается до начала ударной ионизации, когда состояние газа изменяется, и благодаря возникновению большого количества дополнительных свободных зарядов в пространстве между электродами опять возникают объемные заряды, играющие определенную роль в механизме пробоя газов.

Объемные заряды, возникающие в газах в слабых электрических полях, приводят к искажению электрического поля, т. е. к искажению графика распределения потенциала по длине силовой линии. Для средней зоны пространства между двумя параллельными пластинами, где электрическое поле однородно, распределение потенциала по длине силовой линии происходит по прямой.

Под влиянием объемных зарядов положение изменяется и распределение потенциала отклоняется от прямолинейного, как показано на рис. 3-2. Здесь пунктиром показано распределение потенциала в газе в однородном поле при отсутствии объемных зарядов, сплошной линией — при наличии объемных зарядов. Как видно, в этом случае вблизи электродов появляются зоны с повышенной напряженностью электрического поля, а в середине — зона с пониженной напряженностью. (Напряженность характеризуется тангенсом угла наклона касательной в данной точке кривой.)

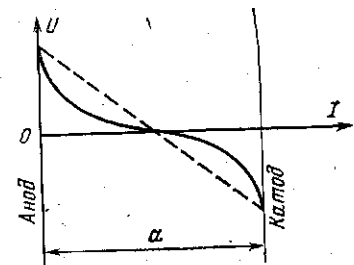


Рис. 3-2. Искривление распределения потенциала в газе под влиянием объемных зарядов.

3-3. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

В жидких диэлектриках бывают два основных механизма электропроводности: ионный и молекулярный. Ионная электропроводность определяется диссоциацией молекул жидкости, а также различных примесей или загрязнений, которые часто встречаются на практике, так как жидкости легко загрязняются.

В технически чистых жидких диэлектриках всегда содержатся те или иные примеси, обычно легче диссоциирующие, чем основной диэлектрик, поэтому проводимость в них сильно зависит от чистоты жидкости: на

собственную проводимость диэлектрика накладывается примесная проводимость. В зависимости от природы жидкого диэлектрика в нем могут быть разные диссоциирующие примеси. Например, нефтяному электроизоляционному маслу сопутствуют некоторые органические кислоты; само масло является химически нейтральным углеводородом. Эти кислоты благодаря легкой диссоциации заметно повышают удельную проводимость масла. Загрязнением в жидком диэлектрике, в частности в том же масле, является и вода, попадающая в него непосредственно из атмосферного воздуха благодаря известной гигроскопичности масла.

Вода в жидком диэлектрике может быть в трех состояниях: а) молекулярно растворенная; б) в виде эмульсии (коллоидно-растворенное состояние), т. е. в виде мельчайших капелек, находящихся в жидком диэлектрике во взвешенном состоянии; в) в виде избыточной воды, не удерживающейся в эмульсии, выпадающей из нее. Избыточная вода или тонет в диэлектрике, если его плотность меньше 1000 кг/м^3 (например, нефтяное масло), или всплывает на его поверхность, если плотность диэлектрика больше 1000 кг/м^3 (например, хлорированный дифенил — совол).

Лед обычно всплывает на поверхность трансформаторного масла.

Вода в жидком диэлектрике может переходить из одного состояния в другое при изменении температуры за счет изменения растворяющей способности диэлектрика. При повышении температуры растворяющая способность увеличивается и эмульсионная вода полностью или частично переходит в молекулярно растворенное состояние, а избыточная вода — в эмульсионное в зависимости от значения температуры. При понижении температуры происходит обратный процесс. При длительном воздействии высокой температуры скачивается эффект сушки (испарения воды) жидкого диэлектрика. Гигроскопичность жидкости зависит от ее состава и от наличия полярных молекул. Полярные молекулы, как правило, отличаются большей активностью, поэтому полярные жидкости легче смешиваются с различными примесями и загрязнениями.

Для примера рассмотрим некоторые вопросы, связанные с гигроскопичностью нефтяного электроизоляционного масла.

Молекулярная растворимость воды в масле очень мала вследствие очень большой разницы между размерами молекул воды и масла. Межмолекулярные силы взаимодействия в этом случае препятствуют смешению масла и воды. Количество воды, поглощаемое маслом из воздуха до равновесного состояния, пропорционально относительной влажности воздуха. Скорость насыщения любой жидкости влагой, поглощаемой из атмосферного воздуха, увеличивается с увеличением поверхности соприкосновения. При наличии в нефтяном масле полярных примесей его гигроскопичность повышается, поэтому у окислившихся масел с повышенным кислотным числом влагопоглощение больше, чем у свежих. Например, при равновесном состоянии в атмосфере с влажностью 80% в масле с кислотным числом 0,02 г КОН на 1 кг масла содержание влаги составляет 0,004% массных, а при 0,21 г КОН на 1 кг после окисления в 2 раза больше.

Известно, что в составе жидких углеводородов могут быть молекулы разной структуры, что также сказывается на гигроскопичности. В частности, масло со значительным содержанием ароматических углеводородов отличается повышенной гигроскопичностью.

Жидким загрязнением может быть не только вода, но и какая-либо другая посторонняя жидкость.

Попутно остановимся на растворимости в масле различных газов: этот вопрос представляет собой интерес в связи с ролью растворенных газов в жидкости при пробое последних, о чем говорится в гл. 5.

Жидкие диэлектрики в обычных условиях всегда содержат растворенный газ; в частности, большой способностью к растворению газов отличается нефтяное масло. Разные газы по-разному растворяются в жидкости. Эта их способность обычно определяется в процентах по объему (коэффициент растворимости). Для примера ниже приведены значения коэффициента растворимости в масле для некоторых газов: воздух 9,4; азот 8,6; кислород 16; углекислый газ (CO_2) 120; окись углерода (CO) 9; водород 7.

Благодаря этому состав воздуха, растворенного в масле, отличается от состава атмосферного воздуха. Обычно атмосферный воздух содержит 78% азота и 21% кислорода (по объему), а в масле соотношение их будет таким: 69,8% азота и 30,2% кислорода.

Изменение температуры по-разному влияет на растворимость газов в масле. Например, при повышении температуры от 20 до 80°C растворимость водорода и азота увеличивается, кислорода несколько понижается, а углекислого газа резко падает.

Представление о влиянии давления на растворимость воздуха в нефтяном масле дает следующий пример: при 0,04 МПа в масле содержится 4% воздуха по объему, а при 0,14 МПа — 14%.

В первую очередь рассмотрим ионную электропроводность жидких диэлектриков как основной ее вид. Собственная ионная проводимость зависит от способности молекул к диссоциации. Легче диссоциируют молекулы, обладающие чисто ионными связями, так называемые гетерополярные. Диссоциация молекул жидкости происходит и без воздействия электрического поля; установлено, что отношение количества диссоциированных молекул в данном объеме жидкости к их общему количеству, называемое степенью диссоциации, зависит от относительной диэлектрической проницаемости жидкости. В соответствии с этим правилом полярные жидкости, имеющие, как показано выше, большую диэлектрическую проницаемость, имеют повышенную степень диссоциации и повышенную собственную проводимость. У жидкостей неполярных, например нефтяного электроизоляционного масла, собственная проводимость очень мала из-за слабой способности молекул углеводородов к диссоциации. У таких жидкостей электропроводность в основном носит примесный характер, а проводимость зависит как от свойств примеси, так и от ее содержания в диэлектрике. Полярные жидкости, как было отмечено выше, особенно чувствительны к примесям; это объясняется тем, что степень диссоциации молекул примесей в жидкости с большой относительной диэлектрической проницаемостью выше, чем в жидкости с малой диэлектрической проницаемостью. В связи с такой особенностью полярных жидкостей у них часто бывает затруднительно отделить собственную проводимость от примесной.

В § 1-3 показано, что в жидком диэлектрике молекулы могут находиться в связанном состоянии и в активированном, когда они перемещаются из одного положения временного закрепления в другое. Потенциальная энергия молекулы в связанном состоянии меньше, чем

в активированном. Общее количество молекул жидкости в единице объема n_0 равно сумме числа молекул, находящихся в связанном состоянии n_1 и в активированном n_2 . Количества тех и других молекул могут быть выражены следующими уравнениями:

$$n_1 = An_0 e^{-\frac{W_1}{kT}} V_1; \quad n_2 = An_0 e^{-\frac{W_2}{kT}} V_2, \quad (3-13)$$

где A — коэффициент, зависящий от вида жидкости;

W_1 — энергия связанной молекулы;

W_2 — энергия активированной молекулы;

V_1 — часть объема, занимаемая связанными молекулами;

V_2 — часть объема, занимаемая активированными молекулами.

Степень «активирования», равная отношению количества активированных молекул к общему количеству молекул в данном объеме, на основании (3-13) выражается следующей формулой:

$$\frac{n_2}{n_0} = \frac{n_2}{n_1 + n_2} = \frac{\frac{V_2}{V_1} e^{-\frac{W_2}{kT}}}{1 + \frac{V_2}{V_1} e^{-\frac{W_2}{kT}}}, \quad (3-14)$$

где $W_a = W_2 - W_1$ — энергия активации.

Если V_1 приблизительно равняется V_2 , что нередко имеет место, то выражение (3-14) несколько упрощается и принимает такой вид:

$$\frac{n_2}{n_1 + n_2} = \frac{e^{-\frac{W_a}{kT}}}{1 + e^{-\frac{W_a}{kT}}}. \quad (3-14')$$

Для жидкостей с большой вязкостью, каковы, например, нефтяные масла при низких температурах, энергия активации велика, и может быть, что $W_a \gg kT$. Поэтому $e^{-\frac{W_a}{kT}} \ll 1$, и уравнение (3-14) примет вид:

$$\frac{n_2}{n_0} \approx e^{-\frac{W_a}{kT}}. \quad (3-15)$$

На наличие свободных ионов в жидкости оказывают влияние факторы естественной ионизации. В гл. 1 было рассмотрено условие выхода молекулы жидкости из связанного состояния, переброса ее в новое связанное состояние, требующее преодоления потенциального барьера.

При рассмотрении вопросов электропроводности важно разобрать особенности движения заряженных частиц — ионов. Вообще говоря, высота потенциального барьера для «активирования» ионов и молекул не одинакова. Но закономерности теплового движения заряженных и незаряженных частиц при отсутствии внешнего воздействия в виде наложенного электрического поля не имеют принципиального различия. В электрическом поле в движении заряженных и незаряженных частиц сразу появляется принципиальное различие — движение первых получит направленную составляющую по электрическому полю. В силу этого появится некоторое добавочное количество ионов, переносимых через имеющийся потенциальный барьер. Это добавочное количество Δn определяется следующим уравнением:

$$\Delta n = \frac{n_0}{6} f \left(e^{-\frac{W_a - \Delta W}{kT}} - e^{-\frac{W_a + \Delta W}{kT}} \right), \quad (3-16)$$

где f — частота собственных колебаний частицы в связанном состоянии;

$$\Delta W = qEl/2;$$

q — заряд иона;

E — напряженность электрического поля;

l — длина пути, проходимого ионом при каждом перебросе, которую можно назвать длиной «свободного» пробега.

В слабых полях, в условиях которых и рассматривается сейчас явление электропроводности жидкого диэлектрика, $\Delta W \ll kT$. Тогда уравнение (3-16) может быть преобразовано к виду

$$\Delta n = \frac{n_0 q E l f}{6 k T} e^{-\frac{W_a}{kT}}. \quad (3-17)$$

Для получения выражения удельной проводимости жидкости в зависимости от ее параметров надо найти подвижность ионов и скорость их движения в электрическом поле. Эту скорость определяют по произведению

числа избыточных перебросов ионов Δn в течение 1 с и длины пути l при каждом перебросе; при этом имеются в виду перебросы, осуществляемые в направлении электрического поля. Это произведение дает ту величину электрического заряда, который перемещается в электрическом поле и определяет электропроводность. Отношение $\Delta n/n_0$ показывает, какую часть из этого заряда переносит один из n_0 имеющихся в единице объема свободных ионов. Тогда

$$\frac{\Delta n}{n_0} = \frac{q l f E}{6 k T} e^{-\frac{W_a}{kT}}. \quad (3-18)$$

С помощью (3-18) легко найти скорость направленного движения иона в электрическом поле. Она равна:

$$v = \frac{\Delta n}{n_0} l = \frac{q l^2 f}{6 k T} E e^{-\frac{W_a}{kT}} = \frac{\Delta W l f}{3 k T} e^{-\frac{W_a}{kT}}. \quad (3-19)$$

Отсюда с учетом формулы (3-1) получается выражение для подвижности иона в жидкости в электрическом поле

$$k' = \frac{\Delta W l f}{3 k T E} e^{-\frac{W_a}{kT}}. \quad (3-20)$$

Подвижность k' отрицательных ионов в нефтяном масле при температурах, близких к комнатным, равна приблизительно 10^{-3} м²/(с·В). Для некоторых других жидкостей подвижности отрицательных и положительных ионов по литературным данным различаются не очень сильно. Скорость направленного движения иона в электрическом поле ни в коем случае не следует путать со скоростью теплового движения того же иона. Последняя связана с перебросами ионов в любых направлениях в отличие от скорости направленного движения в электрическом поле. Скорость теплового движения v_T определяется так:

$$v_T = f l e^{-\frac{W_a}{kT}}. \quad (3-21)$$

Для рассматриваемого основного условия — движения ионов в слабом электрическом поле — скорость теплового движения существенно больше скорости

правленного движения, что видно из соотношения этих скоростей. На самом деле, легко найти, что

$$\frac{v}{v_T} = \frac{\Delta W}{3kT} \ll 1.$$

С учетом уравнения (3-5), приняв $k' = k'_+ \approx k'_-$, можно получить выражение плотности тока ионной электропроводности жидкого диэлектрика в виде

$$J = n_0 q k' E = \frac{n_0 q^2 l^2 f}{6kT} e^{-\frac{W_a}{kT}} E. \quad (3-22)$$

Отсюда находим выражение удельной ионной проводимости жидких диэлектриков γ :

$$\gamma = \frac{J}{E} = \frac{n_0 q^2 l^2 f}{6kT} e^{-\frac{W_a}{kT}}. \quad (3-23)$$

Следовательно, удельная ионная проводимость жидкого диэлектрика тем больше, чем больше число свободных ионов в единице объема, длина «свободного пробега» иона и температура, а также частота собственных колебаний ионов. Увеличение энергии активации уменьшает удельную проводимость.

Из формулы (3-23) следует, что удельная проводимость не зависит от напряженности электрического поля; это условие было заложено с самого начала вывода тем, что мы приняли энергию активации намного меньшей kT . Закономерности, определяющие проводимость жидкого диэлектрика в сильных полях, отличаются от рассмотренных выше; о них сказано ниже.

Осветим подробнее зависимость ионной проводимости жидкого диэлектрика от температуры. Уравнение (3-23) может быть переписано в виде, который часто используется в практике:

$$\gamma = A e^{-B/T}, \quad (3-24)$$

где $A = n_0 q^2 l^2 f / 6kT$; $B = W_a / k$. Уравнение (3-24) применяется не только с целью упростить формально саму запись. Оно имеет и другой, практический смысл. Дело в том, что величина A незначительно зависит от температуры по сравнению с выражением $e^{-W_a/kT}$, поэтому в уравнении (3-24) ее можно с достаточным основанием принимать за независимую от температуры. Величина B

по определению является постоянной для данного жидкого диэлектрика с присущими ему носителями зарядов.

Экспериментальные данные по определению зависимости проводимости разных диэлектриков от температуры достаточно хорошо подтверждают возможность допущений, сделанных выше при выводе уравнения (3-24). Как и должно быть в этом случае, графики зависимости удельной проводимости (или удельного сопротивления) разных диэлектриков от температуры в полулогарифмическом масштабе очень близки к прямым линиям; это иллюстрирует рис. 3-3. На этом рисунке подтверждается и сделанное выше замечание о пониженном значении сопротивления для полярных жидкостей (ср. кривые 1—3 с кривыми 5 и 6). Кривые 1 и 2 хорошо иллюстрируют влияние степени очистки нефтяного масла; тщательно очищенное масло содержит меньше органических кислот, обладающих большой способностью к диссоциации молекул с образованием свободных ионов. В данном случае и для кривой 1 и для кривой 2 ионную проводимость надо рассматривать как сумму проводимостей — собственной и примесной. Поэтому на основании уравнения (3-24) может быть сделана такая запись:

$$\gamma = A_1 e^{-B_1/T} + A_2 e^{-B_2/T}, \quad (3-25)$$

где A_1 и B_1 относятся к углеводородам нефтяного масла, A_2 и B_2 — к примесям — органическим кислотам. Для упрощения приняты усредненные значения A_2 и B_2 , фактически в масле присутствуют разные органические кислоты.

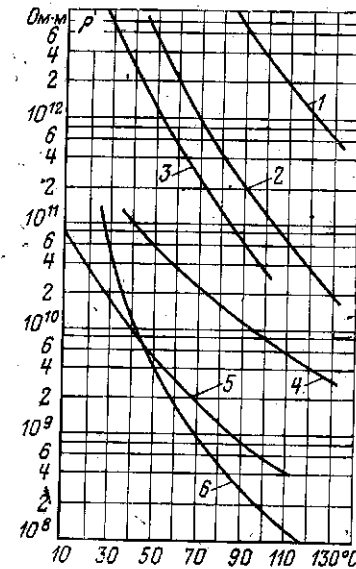


Рис. 3-3. Зависимость удельного сопротивления жидких диэлектриков от температуры.

1 — нефтяное трансформаторное масло, тщательно очищенное; 2 — то же, по нормальной очистке; 3 — вазелиновое масло; 4 — трансформаторное масло промышленное; 5 — касторовое масло; 6 — совол.

Для кривых 1 и 2 первые слагаемые $A_1 e^{-B_1/T}$ одинаковые, а вторые $A_2 e^{-B_2/T}$ разные. Для тщательно очищенного масла второе слагаемое меньше. Для обоих рассмотренных образцов можно пренебречь молионной проводимостью.

На практике часто вместо значений удельной проводимости пользуются значениями удельного сопротивления. Для зависимости удельного сопротивления от температуры можно пользоваться выражением

$$\rho_t = \rho_0 e^{-\alpha T}, \quad (3-26)$$

где ρ_t — удельное сопротивление при температуре T , °C;

ρ_0 — удельное сопротивление при 0°C;

α — коэффициент, зависящий от свойств диэлектрика.

Уравнением (3-26) часто пользуются в логарифмическом виде:

$$\ln \rho_t = \ln \rho_0 - \alpha T.$$

Ниже даны некоторые физические комментарии к представленным выше математическим выражениям, связанным с определением проводимости жидких диэлектриков. При перемещении в жидком диэлектрике свободные ионы на пути некоторого «свободного» пробега закрепляются на молекулах, прилипают к ним, образуя один комплекс. Однако такое закрепление носит временный характер. Ион имеет возможность снова оторваться от молекулы, перейти в свободное состояние, когда его кинетическая энергия с учетом теплового движения будет достаточной для отрыва. Затраченная при этом ионом энергия соответствует энергии активации. Длина «свободного» пробега иона соизмерима с расстояниями между молекулами. Образно говоря, движение ионов по направлению электрического поля происходит с остановками. Длина «свободного» пробега иона в жидкости в значительной степени обусловлена расстояниями между молекулами жидкости и силами их взаимодействия. Поэтому средняя длина пробега, обозначенная в вышеприведенных уравнениях буквой l , определяется в основном строением жидкости и в меньшей степени свойствами движущейся частицы. Это значит, что разные ионы в данной жидкости обладают мало отличающимися подвижностями. В табл. 3-1 даны под-

вижности разных ионов в водном растворе при 18°C. Эти данные подтверждают возможность принятого выше допущения равенства подвижности положительных и отрицательных ионов в жидкости. Как видно, известное отклонение имеют значения подвижности только для ионов водорода и гидроксильных групп OH.

Таблица 3-1

Подвижности разных ионов в водном растворе

Катионы	Подвижность, $\text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{В})$	Анионы	Подвижность, $\text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{В})$
H	$33,0 \cdot 10^{-8}$	OH	$18,2 \cdot 10^{-8}$
Na	$4,6 \cdot 10^{-8}$	Cl	$6,85 \cdot 10^{-8}$
K	$6,75 \cdot 10^{-8}$	CO ₃	$6,2 \cdot 10^{-8}$
NH ₄	$6,7 \cdot 10^{-8}$	(COO) ₂	$6,6 \cdot 10^{-8}$
Fe	$4,6 \cdot 10^{-8}$	NO ₃	$6,5 \cdot 10^{-8}$

Рассмотрим закономерности молионной электропроводности. При помощи современных оптических микроскопов с большой разрешающей способностью в жидкости можно обнаружить коллоидные частицы разного происхождения и проследить за характером их движения в электрическом поле. Коллоидные частицы переносятся электрическим полем к электроду определенного знака (при постоянном напряжении). Для коллоидных частиц примесной жидкости, эмульгированной в диэлектрике, знак заряда частицы зависит от соотношения относительных диэлектрических проницаемостей основной жидкости и примеси. Если относительная диэлектрическая проницаемость примеси меньше, чем основной жидкости, то частицы примеси заряжаются отрицательно, в противном случае — положительно. В случае неоднородного электрического поля коллоидные частицы стремятся в зону максимальной напряженности электрического поля, к электроду соответствующего знака, вследствие этого концентрация загрязнений здесь сильно повышается за счет известного снижения ее в других зонах. Вообще при молионной электропроводности со временем частицы загрязнений сосредотачиваются у электродов, и таким образом происходит очистка жидкости от загрязнений. Механизм зарядки коллоидных частиц в жидкости при наличии электрического поля, по-видимому, определяется адсорбцией свободных зарядов. Очевидно, что при переменном напряжении

вследствие непрерывного изменения направления движения коллоидных частиц эффект очистки от них не наблюдается. Вследствие эффекта очистки с течением времени после включения постоянного напряжения удельное сопротивление жидкости увеличивается.

Вода, находящаяся в жидком диэлектрике в виде молекулярного раствора, повышает ионную примесную проводимость, а эмульсионная создает молионную электропроводность. При этом молионная проводимость может стать даже больше ионной проводимости. Молекулярно растворенная вода почти не влияет на значение удельной проводимости масла. Объемные заряды, возникающие вблизи электродов и искажающие электрическое поле, при снятии напряжения рассеиваются в жидкости вследствие диффузии настолько быстро, что при внезапном снятии напряжения и отводе в землю индуцированных поляризационных зарядов не обнаруживается обратный разрядный ток (как это имеет место в твердых диэлектриках).

Вернемся к формуле (3-23) и вспомним, что она была получена только для слабых электрических полей. На практике известно, что при достаточно большой напряженности закон Ома нарушается и ток увеличивается быстрее, чем растет напряжение. В достаточно сильном поле, когда ΔW в уравнении (3-16) уже нельзя пренебречь по сравнению с kT , плотность тока J будет определяться не уравнением (3-22), согласно которому она была пропорциональна напряженности, а следующим выражением:

$$J = \frac{n_0 q l f}{6} e^{-\frac{W_a}{kT}} \left(e^{\frac{qEl}{2kT}} - e^{-\frac{qEl}{2kT}} \right). \quad (3-27)$$

Обозначения в этом уравнении те же, что в (3-22).

Из уравнения (3-27) видно, что плотность тока увеличивается с ростом напряженности поля в сильных полях быстрее, чем в слабых полях.

Дальнейшие преобразования уравнения (3-27) и расчеты показывают, что отклонения от закона Ома становятся заметными при напряженности, превышающей 50 МВ/м. Таким образом, в сильных электрических полях ускоренный рост тока по существу определяется увеличением подвижности ионов. Необходимо отметить и то, что в сильном поле увеличивается и степень диссоциации молекул, что также приводит к росту тока.

Сильные электрические поля порядка указанного выше значения 50 МВ/м в жидком диэлектрике достижимы лишь при тщательной очистке жидкости, так как наличие разных загрязнений сильно снижает ее электрическую прочность. В особо тщательно очищенной жидкости на ее проводимость заметное влияние оказывают факторы естественной ионизации; в жидкости с меньшей степенью очистки доля проводимости, вызванная ими, невелика. Характерно, что напряженность поля, при которой нарушается закон Ома, для полярных жидкостей, как правило, меньше, чем для неполярных.

В некоторых случаях в сильных электрических полях в жидких диэлектриках обнаруживается влияние материала электродов на ток, что указывает на наличие электронной эмиссии из катода. В таких случаях влияние оказывает и состояние поверхности электрода, поскольку оно также сказывается на работе выхода электрона. В одном из опытов с жидкостью — гексаном при напряженности электрического поля около 10 МВ/м с медными электродами ток был около 10^{-10} А, при электродах из нержавеющей стали — $5 \cdot 10^{-11}$ А, при золотых — $5 \cdot 10^{-12}$ А. Наряду с этим известны результаты опыта, показавшего, что при достаточно больших расстояниях между электродами материалы, из которых они сделаны, не повлияли на ток. В других экспериментах с достаточной убедительностью было показано, что на величину проводимости сказывается ударная ионизация, т. е. установлена известная аналогия с газами. При этом надо полагать, что в первую очередь имеет место ионизация газов, которые могут быть в жидкости. В некоторых случаях, в частности в особо тщательно очищенном нефтяном электроизоляционном масле, в графике зависимости тока от напряжения наблюдаются три стадии аналогично тому, как это имеет место в газах. В первой стадии в слабых полях ток растет пропорционально напряжению в соответствии с отмеченными выше закономерностями; во второй стадии наблюдается насыщение тока, хотя и не столь четко выражено.

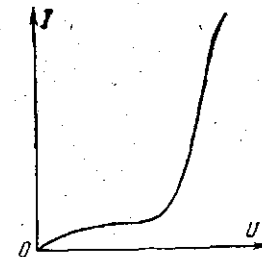


Рис. 3-4. Зависимость тока утечки тщательно очищенного нефтяного масла от напряжения.

ное, как в газах, и в третьей стадии ток растет быстрее, чем по закону Ома. Эта закономерность иллюстрируется на рис. 3-4. В жидкости (в частности, в масле), не подвергнутой особо тщательной очистке, ток насыщения не наблюдается. В загрязненной жидкости концентрация ионов большая, подвижность их сравнительно низкая, поэтому должна быть довольно интенсивная рекомбинация, а перенос зарядов на электроды не может происходить так быстро, как в газах. В силу этих особенностей в загрязненной жидкости не имеет места ток насыщения. Следует отметить, что хорошего теоретического объяснения тока насыщения в жидком диэлектрике нет. Как было показано выше, теоретически хорошо объясним переход от соблюдения закона Ома к его нарушению в виде ускоренного роста тока.

3-4. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Изучение явлений электропроводности твердых диэлектриков и выявление их общих закономерностей связаны с большими трудностями, обусловленными разнообразием твердых диэлектриков по составу, структуре, происхождению и степени чистоты. В ряде случаев разнообразные примеси и загрязнения при малой проводимости основного вещества могут создавать очень пеструю картину результатов экспериментальных исследований, затемняющую механизм электропроводности. В частности, такое положение имеет место для диэлектриков с высоким удельным объемным сопротивлением при низких температурах, когда электропроводность в основном примесная. Одно время даже существовало мнение, что у твердых диэлектриков при низких температурах электропроводность носит вообще аномальный характер и не подчиняется определенным законам. В настоящее время установлено, что в твердых диэлектриках в зависимости от их свойств и условий проведения исследования, в частности в зависимости от температуры и напряженности электрического поля, может быть ионная, электронная и смешанная электропроводность, причем в одном и том же образце в зависимости от условий электропроводность может определяться ионами одного или обоих знаков, может быть чисто ионной или смешанной. Понятно, что для определения характера электропроводности надо пользоваться опре-

деленными критериями и методиками их установления.

В начале данной главы было подчеркнуто, что ионной электропроводности соответствуют все закономерности электролиза; в этом

случае должен соблюдаться закон Фарадея о пропорциональности между количеством отложившегося у электродов вещества и количеством прошедшего электричества. Метод, предложенный Тубандтом, позволяет проверить соблюдение закона Фарадея и определить знак ионов, ответственных за прохождение тока через данный диэлектрик. При сложном составе вещества экспериментальная проверка характера электропроводности может быть связана с разными побочными трудностями, хотя сам по себе в принципе метод Тубандта весьма прост. Ниже для более легкого уяснения этого метода дано описание эксперимента, проведенного Тубандтом с кристаллическим веществом — иодистым серебром AgI . Из порошка иодистого серебра прессуются три одинаковые образца-таблетки, располагаемые между двумя электродами, как показано на рис. 3-5. На нем цифрами 1, 2 и 3 обозначены таблетки иодистого серебра. Положительный электрод серебряный, отрицательный — платиновый. Перед опытом взвешивались с достаточно большой точностью таблетки и электроды, после чего через устройство длительно пропусклся постоянный ток. Через некоторое время таблетки и электроды снова взвешивались. В случае, если электропроводность имеет электронный характер, массы таблеток останутся без изменения. Если электропроводность определяется положительными ионами, то они из первой таблетки через вторую будут переходить в третью и на отрицательном электроде будут нейтрализоваться. Следовательно, масса первой таблетки будет уменьшаться, а масса третьей увеличиваться; масса второй таблетки, через которую проходят положительные ионы, не осаждаясь, остается без изменения. Если ток обусловлен движением отрицательных ионов, будет убывать масса третьей таблетки, увеличиваться первой; масса второй таблетки остается опять без изменения. При участии ионов обоих знаков положение с изменением массы таблеток усложняется, поскольку количество

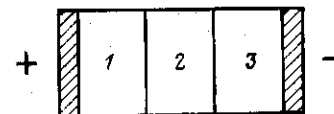


Рис. 3-5. Схема опыта Тубандта.

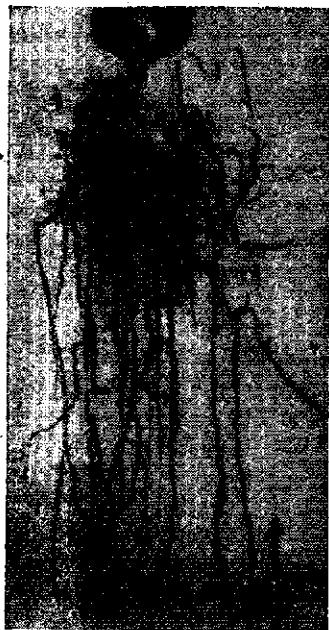


Рис. 3-6. Дендриты натрия в каменной соли.

надо иметь в виду возможность появления побочных явлений, которые могут исказить получаемый результат. В частности, при повышенных температурах возможно следующее: 1) может начаться выход электронов из катода в диэлектрик, что создает добавочную электронную проводимость; это приведет к нарушению закона Фарадея; 2) за счет повышенной ионной проводимости в зоне электродов выделяется большое количество вещества — нейтрализованных ионов, которые образуют древовидные, разветвленные отложения — дендриты. Например, в каменной соли это будут проводящие включения в виде дендритов натрия, которые при достаточно большом времени прохождения ионов через кристалл способны закоротить электроды. На рис. 3-6 показаны дендриты натрия в каменной соли.

Рассмотрим особенности прохождения тока в кристалле на примере каменной соли как диэлектрика простой кристаллической структуры. При определении

ионов разных знаков, переносимых за одно и то же время, может быть разным. В опыте с иодистым серебром однозначно была установлена ионная электропроводность. Носителями зарядов были только положительные ионы серебра.

Для получения изменений массы образцов, обеспечивающих необходимую достоверность результатов, при исследовании материалов с большим сопротивлением эксперимент при комнатных температурах приходится проводить в течение весьма длительного времени, иногда нескольких месяцев. Для ускорения процесса можно проводить исследование при повышенной температуре, когда проводимость увеличивается. Однако при этом

принципиальных общих закономерностей свойств диэлектриков, необходимых для разработки и подтверждения основных теоретических положений, часто пользуются модельными веществами, не имеющими технического практического применения, но являющимися удобными объектами исследований вследствие простоты состава, строения, возможности получения высокой степени чистоты. Такими объектами часто являются различные галогенсодержащие кристаллы (называемые в дальнейшем галогенными), к числу которых относится и каменная соль — хлористый натрий.

При низких температурах в сравнительно слабых полях электропроводность каменной соли носит, как правило, примесный характер. В небольшой степени может проявляться электропроводность за счет собственных ионов, за счет дефектов кристаллической решетки, которые возникают при ослаблении связей некоторых ионов, расположенных в узлах или междоузлиях кристаллической решетки, с ионами в соседних узлах. Такие ионы имеют пониженную энергию активации. В процессе колебательного теплового движения они легко могут быть сорваны из положений равновесия и начать направленное движение в электрическом поле. Характер ионной электропроводности кристалла каменной соли предопределяется соотношением энергии активации ее ионов и электронов: потенциал активации ионов натрия равен 0,85 В, ионов хлора 2,25 В, а электронов 6 В. Эти данные соответствуют комнатной температуре. Заметная электронная проводимость в каменной соли может быть вызвана наличием некоторых примесей и действием ионизирующих излучений, приводящих к отрыву электронов от ионов. В обычных условиях при комнатной температуре подвижность наиболее слабо закрепленных в решетке ионов натрия еще настолько мала, что срыва их электрическим полем из узлов решетки с нормальной ее структурой не происходит.

При повышении температуры увеличивается амплитуда теплового колебания ионов, что облегчает срыв и перенос ионов электрическим полем.

При температуре около 200°C проводимость определяется в основном уже движением положительно заряженных ионов натрия, их переносом на катод. Усиленное тепловое движение, связанное с увеличением амплитуды колебания ионов в узлах решетки, настолько

ослабляет их связи с соседними узлами, что становится возможным срыв ионов натрия даже в слабом электрическом поле. Отрицательные ионы хлора становятся носителями зарядов в каменной соли в слабых полях, только начиная с температуры 600°C. При этом на аноде наблюдается выделение хлора.

Таким образом, в зависимости от температуры электропроводность не изменила свой характер, однако носители зарядов на разных температурных участках оказались разными: при сравнительно низких — это в основном ионы примесей (загрязнений), при 200°C к ним добавляются ионы натрия (если к этому времени за счет эффекта очистки примеси не все ушли из массы кристалла), при 600°C добавляются еще ионы хлора. Это явление находит отражение на графике зависимости удельного объемного сопротивления от температуры — в соответствующих температурных точках появляется характерный излом.

Каменная соль представляет собой пример переноса в процессе электропроводности собственных ионов (натрия и хлора) от одного узла кристаллической решетки к другому: после иона, сорванного и унесенного полем, остается «дырка», в которую попадает следующий ион, и т. д. Возможны случаи, когда ионы переносятся полем не по узлам решетки, а в междоузлиях; при этом примеси особенно сильно влияют на проводимость кристалла; свободных узлов решетки здесь мало, примеси попадают преимущественно в междоузлия, что, помимо непосредственного увеличения количества носителей зарядов, приводит к появлению искажений, дефектных мест в решетке, мест с пониженными силами связи между частицами, с пониженной энергией активации частиц, участвующих в электропроводности. В первом случае при переносе ионов по «дыркам» в узлах решетки малое количество примесей не оказывает большого влияния на проводимость, так как ионы примесей могут попадать в свободные места в узлах решетки и закрепляться здесь. При достаточно большом содержании примесей и в этом случае будет значительное увеличение проводимости, поскольку для ионов примесей не будет хватать свободных мест в узлах решетки, они попадают в междоузлия, и, кроме прямого эффекта их переноса полем по междоузлиям, будет сказываться еще и искажение решетки.

Можно также отметить некоторые особенности электропроводности слюды, являющейся природным кристаллом с резко выраженной анизотропией структуры.

Перпендикулярно плоскостям спайности объемная проводимость слюды мала и слабо зависит от инородных минеральных включений в виде пятен и газов, поскольку такие участки оказываются соединенными последовательно со слоями чистой слюды, имеющей высокое сопротивление. Мелкодисперсные примеси, вкрапленные в кристаллическую решетку, вызывающие специфическую для данной примеси окраску слюды в слоях любой толщины, уменьшают сопротивление в большей степени. Например, если в чистом прозрачном (без примесей) мусковите удельное объемное сопротивление перпендикулярно плоскостям спайности лежит в пределах 10^{12} — 10^{13} Ом·м, то при содержании 2% закиси железа FeO оно составляет всего около 10^{11} Ом·м. При сравнительно низких температурах проводимость слюды перпендикулярно спайности практически не зависит от температуры и имеет в основном примесный характер; увеличение проводимости начинается при температуре выше 200°C, и при 600—800°C у обоих видов слюды сопротивление снижается примерно до 10^6 — 10^8 Ом·м.

Параллельно плоскостям спайности удельное объемное сопротивление слюды гораздо ниже, сильно зависит от влажности окружающей атмосферы и пятнистости слюды. Это объясняется легкостью проникновения влаги и загрязнений по плоскостям спайности и отсутствием в этом направлении барьеров, аналогичных имеющимся в перпендикулярном направлении. У мусковита вдоль плоскостей спайности при комнатной температуре и относительной влажности окружающей атмосферы 60% удельное объемное сопротивление лежит в пределах 10^6 — 10^9 Ом·м, а при влажности, близкой к 100%, — 10^5 Ом·м. У флогопита при тех же условиях удельное сопротивление соответственно равно 10^5 — 10^7 и 10^3 — 10^4 Ом·м.

У слоистых материалов, как-то слоистые пластики, композиционные клееные материалы, миканиты, материалы из слюдяных бумаг и системы изоляции на их основе, объемное сопротивление перпендикулярно расположению слоев всегда бывает выше, чем в направлении параллельно слоям.

3-5. ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ

Полимерные материалы играют очень большую роль в современной электроизоляционной технике, поэтому вполне понятен тот интерес, который проявляется к ним в соответствующих разделах физики диэлектриков. Большое разнообразие полимеров по составу, свойствам и структуре затрудняет проведение с ними таких исследований, которые необходимы для формулирования и проверки теоретических представлений, в частности по электропроводности. Этим, по-видимому, можно объяснить факт отсутствия сейчас специальной теории электропроводности полимерных диэлектриков. Часто пользуются закономерностями электропроводности жидких и кристаллических твердых диэлектриков, поскольку полимеры по структуре представляют собой нечто среднее между жидкими и кристаллическими телами. Во многих случаях хорошо подтверждается экспериментально ионный характер электропроводности полимеров. Здесь большое значение имеют примеси и дефекты строения, которые приводят к снижению энергии активации частиц, определяющих электропроводность, ослабляют связь таких частиц с соседними. Как и для жидкостей и кристаллов, так и для полимеров усиление теплового движения с ростом температуры способствует повышению проводимости. В разных полимерных диэлектриках в разной степени проявляется роль разноименно заряженных ионов: в некоторых случаях электропроводность определяется преимущественно ионами одного знака, в других случаях — движением ионов обоих знаков при разном соотношении их.

Ниже приведены отдельные примеры, подтверждающие ионный характер электропроводности полимеров. При исследовании электропроводности пленки фенолформальдегидного лака было установлено, что ток утечки полностью определяется переносом катионов, а в пленках нитроцеллюлозы катионная проводимость составляет лишь 30%, причем сам характер ионной электропроводности не вызывает сомнения. При прохождении тока через пластинки пластифицированного поливинилхлорида с 50% дибутылсебацаната была получена явная картина ионной электропроводности: были зафиксированы изменения масс электродов, причем на катоде выделялся слой дибутылсебацаната, а на аноде выделялся хлор; катионами в данном случае были ионы, возникшие в результате диссоциации молекул дибутылсебацаната, анионами — ионы хлора. Практически можно считать, что имевшие место изменения массы были пропорциональны прошедшему через диэлектрик количеству электричества. Наблюдалось закономерное изменение массы двух пластин поливинилхлорида, расположенных между электродами: у прианодной масса уменьшалась, у прикатодной увеличивалась. В полимерах наблюдаются явления электрической очистки за счет диссоциации молекул примесей и переноса их полем в приэлектродные зоны аналогично тому, что это отмечалось для жидких диэлектриков. Например, в одном опыте с политрифторхлорэтиленом наблюдалось понижение проводимости образца в 2—3 раза после прохождения через него электричества в количестве нескольких милликулонов.

Наличие примесей в полимерах часто определяется технологией их производства; это могут быть остатки мономеров, катализаторов или инициаторов, как правило, являющихся низкомолекулярными соединениями. При производстве некоторых полимеров применяются

металлоорганические катализаторы. Например, при полимеризации этилена (получении полиэтилена) в зависимости от способа это могут быть соединения титана, алюминия, окислы хрома. Последующая очистка полимера от остатков катализаторов не удаляет их полностью. Вследствие этого в полиэтилене остаются ионогенные примеси, влияющие на его проходимость. Посмотрим, как в данном случае количественно влияют остатки катализаторов, определяющие

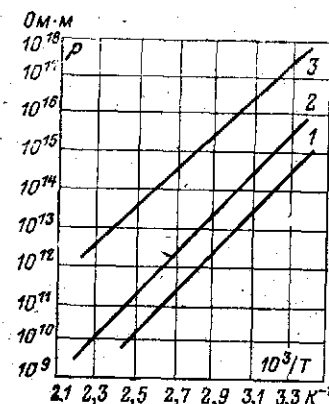


Рис. 3-7. Зависимость удельного объемного сопротивления полиэтилена низкого давления с разной зольностью от обратного значения абсолютной температуры.

1 — зольность 1,9%; 2 — зольность 0,18%; 3 — зольность 0,06%.

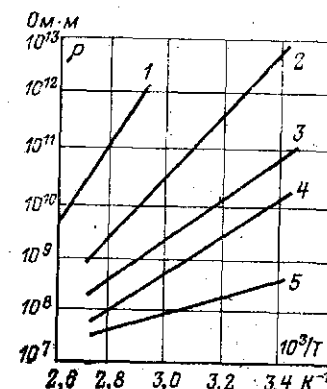


Рис. 3-8. Зависимость удельного объемного сопротивления поливинилхлорида, пластифицированного ЕД-242, от обратного значения абсолютной температуры при разных массовых концентрациях ЕД-242.

1 — 0%; 2 — 24,5%; 3 — 32,8%; 4 — 39,2%; 5 — 100%.

ся зольностью полимера, на его проводимость. На рис. 3-7 даны графики зависимости удельного объемного сопротивления полиэтилена, полученного по способу низкого давления, от обратного значения абсолютной температуры при разных зольностях. Образец с зольностью 0,06% имеет удельное сопротивление на $3-3\frac{1}{2}$ порядка больше, чем образец с зольностью 1,9%. Естественно также влияние состава примеси — остатков катализатора: у образца полиэтилена низкого давления, изготовляемого с применением в качестве катализатора соединений титана и алюминия, при зольности 2% и 100°C удельное сопротивление равно 10^{10} Ом·м, а у полиэтилена среднего давления, изготовленного с катализатором — окисью хрома, при тех же зольности и температуре — 10^{14} Ом·м. Столь велико значение свойств примеси. Пример влияния пластификатора на объемное сопротивление полимера дан на рис. 3-8. На этом рисунке представлена зависимость удельного объемного сопротивления поливинилхлорида без пластификатора, с разным содержанием пластификатора ЕД-242 типа диоктилфталата и самого ЕД-242. Пластификатор ЕД-242 является в поливинилхлориде примесью, сильно понижающей его объемное сопротивление.

Движение ионов, определяющих электропроводность, имеет много общего с движением частиц в процессе диффузии. Диффузия происходит из мест повышенной концентрации частиц в направлении, где их концентрация меньше. Такой процесс принято характеризовать коэффициентом диффузии D , который равен $l^2/6\Delta t$, где l — среднее расстояние, которое проходит беспорядочно движущаяся частица за время Δt . Коэффициент диффузии и удельная электрическая проводимость связаны соотношением Эйнштейна—Нернста:

$$\frac{\gamma}{D} = \frac{nq^2}{kT} \quad (3-28)$$

Согласно теории Я. И. Френкеля процесс диффузии заключается в перебросе диффундирующей частицы из одного положения равновесия в другое с преодолением при этом некоторого выражаемого энергией потенциального барьера ΔW , схематически показанного на рис. 3-9. Этот переброс осуществляется в место, отличающееся каким-либо дефектом структуры полимера. Например, существует такое представление, что элементарным звеном в диффузионном движении является пропускание данной частицы между двумя расходящимися активированными полимерными молекулами (цепями). При этом энергия активации определяется как сумма двух слагаемых: энергии образования дефектного места, в которое попадает диффундирующая частица, и энергии, необходимой для преодоления потенциального барьера, показанного схематически на рис. 3-9. Есть указания, что энергия активации пропорциональна квадрату диа-

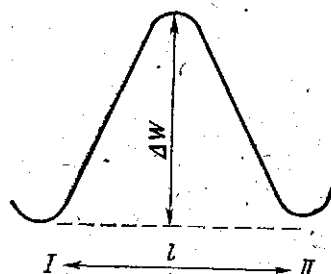


Рис. 3-9. Потенциальный барьер между двумя положениями равновесия частицы твердого тела.

метра диффундирующей частицы (если принять условно ее форму за сферическую). Не вдаваясь в дальнейшие подробности, можно сказать, что на процесс диффузии ионов в полимерах определяющее влияние оказывают такие факторы, как строение молекул полимера, его физическое состояние, так называемая надмолекулярная структура, размеры диффундирующих частиц. Следовательно, все эти факторы влияют и на проводимость. В свою очередь эти факторы, как правило, зависят от температуры. Процесс осложняется еще и тем, что изменение температуры, кроме непосредственного влияния через энергию теплового движения, с одной стороны, может оказывать воздействие, затрудняющее тепловое движение, через такие процессы, как кристаллизация, стеклование, сшивка молекул в полимерах, с другой стороны. При достаточно точных измерениях проводимости (сопротивления) по ее изменениям можно фиксировать изменения в структуре полимеров. Установлено, что коэффициент диффузии, а значит и проводимость, при повышении температуры полимера в стеклообразном состоянии растет в меньшей степени, чем при нагревании в высокоэластическом состоянии.

При измерении проводимости (сопротивления) полимеров необходимо учитывать продолжительность времени установления оста-

точного тока, которая может быть весьма значительной. При определении сопротивления в разные моменты времени до установления остаточного тока мы не только получаем завышенные значения, но и искажение некоторых закономерностей, в частности зависимости сопротивления от температуры. Для примера на рис. 3-10 показана зависимость удельного объемного сопротивления полистирола от обратного значения абсолютной температуры при разном времени воздействия напряжения. Минимумы на графиках удельного сопро-

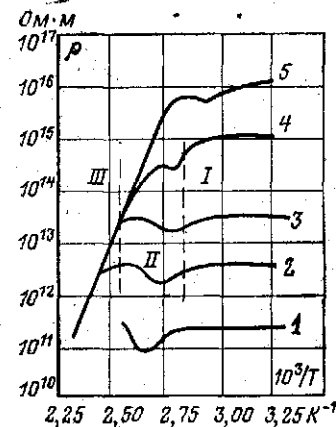


Рис. 3-10. Зависимость удельного объемного сопротивления полистирола от обратного значения абсолютной температуры при разных временах воздействия напряжения.
1 — 0,01 с; 2 — 0,1 с; 3 — 1 с; 4 — 15 с; 5 — 130 с.

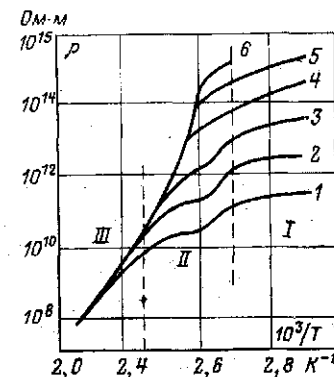


Рис. 3-11. Зависимость удельного объемного сопротивления полиэтилентерефталата от обратного значения абсолютной температуры при разных временах воздействия напряжения.
1 — 0,01 с; 2 — 0,1 с; 3 — 1 с; 4 — 14 с; 5 — 130 с; 6 — 1200 с.

тивления (максимумы для проводимости) обычно приурочены к температурам стеклования. Однако у некоторых полимеров, таких, как сополимер стирола с α-метилстиролом, политрифторхлорэтилен, полиметилметакрилат, такие минимумы отсутствуют. На рис. 3-11 показана в логарифмическом масштабе зависимость удельного объемного сопротивления полиэтилентерефталата от обратного значения абсолютной температуры, измеренного через разные промежутки времени после включения напряжения. На этом графике нет таких явно выраженных минимумов, как для полистирола на рис. 3-10.

Тем не менее на графиках, подобных рис. 3-11, с некоторой долей условности принято выделять три области зависимости сопротивления (проводимости) полимеров от температуры при разных значениях времени. В I области при температурах ниже температуры стеклования удельное объемное сопротивление резко увеличивается с увеличением времени; во II области, захватывающей температуру стеклования, удельное сопротивление еще сильно растет с увеличением времени, проходя через минимум; в III области, соответствующую

шей сквозному току утечки, удельное сопротивление практически уже не зависит от времени, а зависимость от температуры возрастает.

При длительном воздействии достаточно высокой температуры в некоторых полимерах происходят определенные химические превращения, вследствие которых появляются значительные количества свободных ионов. Это вызывает большой рост собственной ионной проводимости. Например, у поливинилхлорида при определенных температурно-временных условиях происходит разложение макромолекул с выделением ионов хлора; в это время наблюдается резкое, скачкообразное увеличение проводимости, которое в известной мере может быть показателем допустимых рабочих температур. До некоторого времени в течение так называемого индукционного периода проводимость практически не зависит от времени, после чего наступает резкий перелом.

Ряд исследований позволил сделать вывод об известной связи между значениями относительной диэлектрической проницаемости и проводимости термопластичных полимеров в области температур, превышающих температуру стеклования на несколько десятков градусов, т. е. когда они находятся в высокоэластическом состоянии. В этих условиях полимеры с повышенной диэлектрической проницаемостью имеют большую проводимость потому, что полярные молекулы полимера и примесей хорошо диссоциируют, в частности за счет содержания в них легко диссоциирующих полярных групп: карбоксильных, гидроксильных и др.

У полимеров с упорядоченной структурой, с определенной степенью кристалличности тепловое движение сегментов макромолекул в известной мере затрудняется, что приводит к уменьшению их подвижности и коэффициента диффузии, а также проводимости. По-видимому, что количественно такая закономерность в разных полимерах проявляется по-разному, но качественно закономерность сохраняется в разных материалах.

Ряд исследований показал, что при кристаллизации полиэтилен-терефталата, политрифторхлорэтилена, полипропилена и др. имеет место резкое уменьшение проводимости. В качестве примера укажем на такой факт: появление кристалличности 20—40% у полиэтилен-терефталата вызвало уменьшение удельной проводимости больше, чем на один порядок.

Зависимость удельной проводимости от степени кристалличности не остается постоянной при изменениях температуры: в области температур ниже температуры стеклования она становится меньше. Известно, что при так называемой ориентационной вытяжке кристаллических полимеров изменяется степень кристалличности, происходят и другие структурные изменения. Как правило, эти изменения приводят к уменьшению проводимости полимеров, что наблюдалось разными исследователями у полиэтилен-терефталата, политетрафторэтилена и др. Определенное влияние на степень снижения проводимости оказывает исходная структура полимера. Анизотропия структуры полимеров, вызванная ориентационной вытяжкой, приводит и к анизотропии проводимости. В этом отношении влияет характер вытяжки: одноосная она или двухосная. Общая закономерность в части соотношения проводимостей по оси вытяжки и в перпендикулярном направлении отсутствует: у одних полимеров удельная проводимость в направлении вытяжки больше, у других меньше.

Особый интерес представляют результаты исследований электропроводности в тонких полимерных пленках, обладающих определенной степенью кристалличности, в частности со сферолитами разных размеров. Из рассмотренного ниже примера зависимости удельной объемной проводимости от среднего диаметра сферолитов для пленок изотактического полипропилена разной толщины (рис. 3-12) видно, что такие структурные отличия могут приводить к заметным изменениям проводимости. Данная пленка отличается развитой сферолитной структурой с плотно расположенными сферолитами. Как



Рис. 3-12. Зависимость удельной объемной проводимости пленок различной толщины изотактического полипропилена от среднего диаметра сферолита при 85°C.

При смешении полимера с проводящими частицами можно получить материалы с разной степенью проводимости в зависимости от количества введенного проводящего компонента; в качестве последнего могут быть использованы металлические порошки, проводящая сажа, графит. Различают два типа композиционных материалов, смесей полимера с проводящими частицами: матричный, отличающийся тем, что один компонент (обычно полимер) образует сплошную массу — матрицу, в которую вкраплены частицы второго компонента, как правило, разобщенные друг от друга; статистическая смесь, отличающаяся тем, что оба компонента распределены хаотически. При этом отмечается образование беспорядочно расположенных цепочек из проводящих частиц. Очевидно, что проводимость такой системы выше, чем матричной. Следует отметить возможность перехода носителей зарядов от одной проводящей частицы к другой через тонкие полимерные прослойки между ними.

3-6. ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ СТЕКОЛ И КЕРАМИКИ

Электропроводность неорганических аморфных диэлектриков — силикатных стекол носит ионный характер. Их проводимость сильно зависит от наличия окислов металлов, способных диссоциировать с образованием свободных ионов соответствующих металлов. На проводимость влияет не только количество этих окислов в стекле, но и подвижность их ионов. Большой подвижностью отличаются ионы щелочных металлов, натрия и калия, окислы которых вводят в стекла для уменьшения температуры размягчения. Ионы натрия имеют меньшие размеры, чем ионы калия, поэтому сильнее влияют

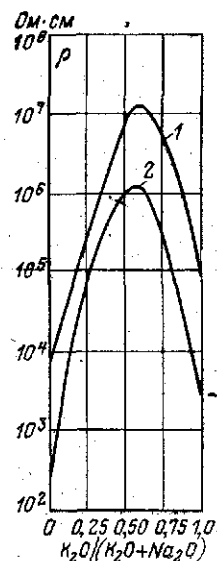


Рис. 3-13. Зависимость удельного объемного сопротивления стекол с разным содержанием щелочных окислов при 150°C от отношения содержания K_2O к суммарному содержанию K_2O+Na_2O .

1 — суммарное содержание щелочных окислов 27%; 2 — суммарное содержание 40%.

на проводимость. Интересное явление представляет так называемый нейтрализационный эффект. Сущность его заключается в том, что при введении в стекло окислов двух различных щелочных металлов их влияние на электрические свойства оказывается меньше, чем при введении в том же количестве только одного, любого окисла. Введение в стекло щелочного состава окислов тяжелых металлов, например свинца или бария, способствует понижению удельной объемной проводимости. Наиболее высоким электрическим сопротивлением отличается чисто кварцевое стекло: при 200°C оно имеет удельное сопротивление около 10^{14} Ом·м. На рис. 3-13 показана зависи-

мость удельного объемного сопротивления при 150°C для стекла, состоящего из окислов кремния, калия и натрия, от отношения содержания K_2O к суммарному содержанию щелочных окислов K_2O+Na_2O . Если это отношение равно 0, то в стекле содержится только Na_2O , при отношении, равном 1, — только K_2O .

Обычно керамические материалы, в том числе электротехнический фарфор, по своей структуре являются двухфазными: они состоят из стекловидной и кристаллической фаз. В состав стекловидной фазы входят окислы щелочных металлов, обуславливающие ионный характер электропроводности со всеми присущими ей закономерностями. Как в стеклах, так и в керамике проводимость зависит от содержания щелочных окислов в стекловидной фазе и соотношения содержания K_2O и Na_2O . Некоторые виды керамики, в частности применяемые в производстве конденсаторов, изготовленные на основе окислов металлов и не содержащие окислов щелочных металлов, имеют преимущественно электронную электропроводность. Такие материалы обладают малой проводимостью, которая слабо зависит от температуры, и только при высоких температурах к электронной проводимости этих материалов добавляется собственная ионная проводимость. В этой области температур значительно повышается суммарная проводимость и увеличивается ее зависимость от температуры.

3-7. ВЛИЯНИЕ ВЛАГИ НА ОБЪЕМНУЮ ПРОВОДИМОСТЬ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Объемная проводимость твердых диэлектриков существенно зависит от содержания в них влаги. Вода в диэлектрике может способствовать диссоциации моле-

кул диэлектрика, кроме того, содержащиеся в воде соли диссоциируют, образуя свободные ионы. В результате удельное объемное сопротивление диэлектрика сильно падает с увеличением содержания воды.

У гигроскопических материалов объемная проводимость возрастает при нахождении во влажной среде (газообразной или жидкой) за счет поглощения воды, которое происходит тем сильнее, чем ее больше в окружающей среде. Увеличение проводимости тем больше, чем больше поглощено воды, но даже при слабом увлажнении обычно наблюдается значительный рост проводимости. Степень гигроскопичности материала определяется его химическим составом и структурой. Гигроскопичность имеет повышенное значение у материалов, способных растворяться или набухать в воде, а также у пористых материалов, особенно имеющих сквозные поры, например у волокнистых материалов.

В отношении гигроскопичности показательным примером могут служить целлюлозные материалы. Влияние влажности на их электрические свойства было подробно исследовано М. М. Михайловым. Вода, поглощенная капиллярами целлюлозного материала, конденсируется на их поверхности и может образовать проводящие цепочки. М. М. Михайловым предложена следующая формула зависимости удельного объемного сопротивления целлюлозных материалов от количества поглощенной воды:

$$\rho = \frac{\rho_0 \rho_v k^2}{\rho_v k^2 + \rho_0 v}, \quad (3-29)$$

где ρ — удельное объемное сопротивление увлажненного материала;

ρ_0 — удельное объемное сопротивление исходного материала;

ρ_v — удельное объемное сопротивление воды;

k — коэффициент извилистости, равный длине эффективного канала, которым может быть заменена (расчетно) совокупность всех реальных каналов в данном объеме;

v — количество поглощенной воды.

При $v=0$ удельное объемное сопротивление ρ по формуле (3-29) становится равным сопротивлению исходного материала.

Вода удаляется из поглотившего ее материала путем сушки, причем восстанавливается его объемное сопротивление. При нагревании влажного материала облегчается парообразование, повышается давление паров воды в капиллярах, что способствует более интенсивному выбросу их наружу. Однако конец сушки — полное удаление поглощенной воды — определяется не

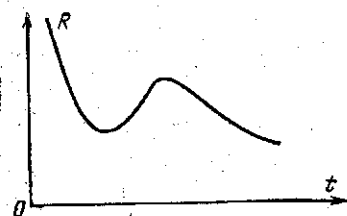


Рис. 3-14. Зависимость сопротивления влажной изоляции от температуры.

только испарением капиллярной воды, а также удалением воды из растворов солей (водорастворимых солей зольности), из набухших частей целлюлозы и сопутствующих ей органических соединений. Для удаления этой воды рекомендуется сушка при температуре, несколько превышающей 100°C. Ускорить сушку можно при пониженном давлении — под вакуумом. У влажной изоляции на практике часто наблюдается зависимость сопротивления от температуры, аналогичная представленной на рис. 3-14. Максимум на графике зависимости сопротивления от

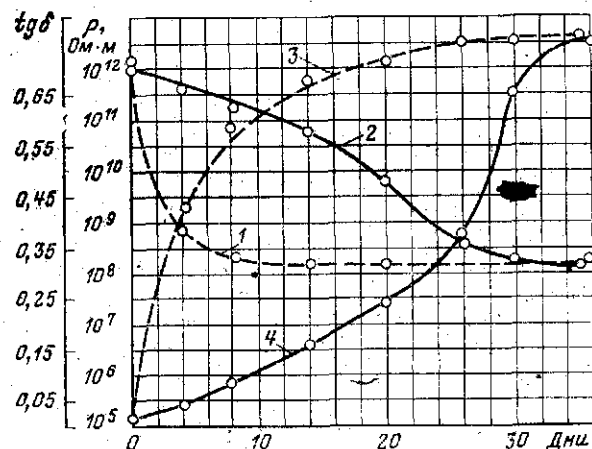


Рис. 3-15. Изменение диэлектрических параметров электрокартона от времени пребывания в атмосфере с относительной влажностью 65%. 1 — удельное объемное сопротивление непропитанного картона; 2 — то же пропитанного парафином; 3 — $\text{tg } \delta$ непропитанного картона; 4 — то же картона, пропитанного парафином.

температуры объясняется удалением гигроскопической воды.

Широко распространен способ снижения гигроскопичности электрической изоляции путем ее пропитки — заполнением пор негигроскопичным (или малогироскопичным) материалом. У волокнистых материалов пропитка, как правило, только уменьшает скорость снижения удельного объемного сопротивления в связи с тем, что поры материала различны по размерам, а молекулы большинства пропитывающих полимерных материалов достаточно велики и часть пор остается незаполненной пропитывающим материалом. Поэтому целлюлозные материалы и в пропитанном состоянии сохраняют способность поглощать влагу, правда в небольшом количестве. Это иллюстрируется графиками рис. 3-15, на котором показаны зависимости удельного объемного сопротивления и $\text{tg } \delta$ электроизоляции от времени.

Этот эффект Эвершеда. После сушки и пропитки и непропитанного от времени пребывания в среде с относительной влажностью 65%. Через 30 дней удельное объемное сопротивление, а через 36 дней и $\text{tg } \delta$ обоих образцов стали совершенно одинаковыми.

Опытным путем установлено, что объемное сопротивление увлажненной волокнистой изоляции уменьшается с увеличением приложенного напряжения, вследствие чего ток растет нелинейно с ростом напряжения. Эвершем была сделана модель такой изоляции, состоящая из нескольких тонких стеклянных капиллярных трубок, погруженных обоими концами в сосуды с водой, к которым подводится напряжение. Капилляры трубок заполнены водой, содержащей значительное количество пузырьков воздуха. Схема этой модели показана на рис. 3-16. При повышении приложенного напряжения пузырьки воздуха вытягиваются, толщина прослоек во-

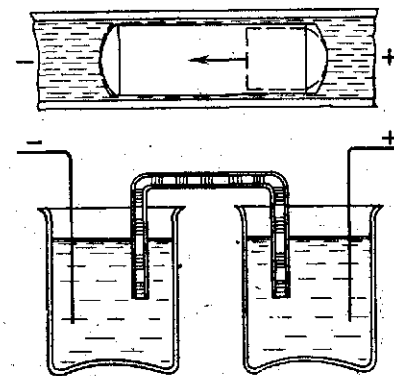


Рис. 3-16. Схематическое пояснение эффекта Эвершеда.

ды между ними и стенками трубок увеличивается, что приводит к уменьшению объемного сопротивления. Диаграмма зависимости тока от напряжения в многотрубчатой модели Эвершеда была аналогичной получаемой на увлажненной бумажной изоляции.

3.8. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ В СИЛЬНЫХ ПОЛЯХ

Представляет интерес исследование характера электропроводности твердых диэлектриков в сильных электрических полях, поскольку состояние, в котором при этом находится диэлектрик, можно определить как предпробивное. Пулем впервые было обнаружено увеличение проводимости твердых диэлектриков в сильных полях. Известен факт увеличения электрической прочности аморфных и кристаллических диэлектриков с уменьшением толщины при малых ее значениях, порядка десятков микрометров и ниже. Он увязывается с явлениями ударной ионизации в известной мере аналогично тому, как это наблюдается в газах. При условии, что между $E_{кр}$ (напряженностью, при которой начинается ударная ионизация) и $E_{пр}$ (напряженностью, при которой происходит пробой) имеется достаточный интервал, в нем могут производиться исследования электропроводности и определяться закономерности проводимости в сильных электрических полях.

Ряд проведенных исследований установил рост проводимости в сильных полях с увеличением напряженности электрического поля и температуры. Это явление обнаружено в разных диэлектриках в однородных и неоднородных полях. Установлено, что добавочная электропроводность в сильных электрических полях имеет преимущественно электронный характер, что соответствует механизму ударной ионизации. В некоторых исследованиях наряду с превалирующей добавочной электронной электропроводностью наблюдалась и добавочная ионная. В сильных электрических полях сохраняется зависимость проводимости от температуры. Ниже приведены результаты некоторых исследований электропроводности в сильных полях.

В пленках ряда полимерных лаков при толщинах порядка 0,1 мм и напряженности несколько МВ/м была обнаружена добавочная ионная электропроводность,

возрастающая с ростом напряженности; по крайней мере она давала основной прирост проводимости. Электронная проводимость если и имела место, то не могла быть определена по условиям опыта и могла составлять только небольшую долю общего увеличения проводимости. В некоторых ранних работах был обнаружен добавочный ионный ток и в силикатных стеклах; в более поздних работах наблюдали добавочный электронный ток и в этих материалах. В. И. Пружинина-Грановская при изучении электропроводности слюды мусковит в сильных электрических полях (порядка 50—100 МВ/м) установила следующие закономерности: при низких температурах в такой слюде электропроводность электронная; при 300—500°C смешанная — появляется ионная составляющая, обусловленная ионами алюминия и кислорода, причем основная добавочная проводимость электронная. Добавочная электронная электропроводность в сильных электрических полях найдена и в щелочно-галогенных кристаллах.

В сильном неоднородном поле, например при электродах плоскость — острое или острое — острое, также наблюдается увеличение проводимости с ростом напряженности. Характерной особенностью здесь является возникновение канала, в котором протекает процесс ударной ионизации у острых электродов, где имеет место максимум напряженности. При исследовании проводимости щелочно-галогенных кристаллов в сильных полях была обнаружена зависимость проводимости от энергии кристаллической решетки: с уменьшением энергии проводимость возрастает. По-видимому, эта закономерность относится и к другим кристаллическим диэлектрикам.

3.9. ОСНОВНЫЕ МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ОБЪЕМНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Рассмотрим основные вопросы математического выражения описанных выше механизмов электропроводности твердых диэлектриков. Для кристаллических диэлектриков наиболее полно разработана теория электропроводности ионных кристаллов. Кристаллы не ионного типа, особенно состоящие из неполярных частиц, в основном имеют примесную электропроводность даже при высоких температурах, при которых в ионных кристаллах проявляется собственная электропроводность, называемая иногда высокотемпературной.

Существуют три возможности распределения ионов в кристалле: 1) ионы нормально закреплены в узлах решетки; 2) ионы находятся в междоузлиях решетки в состоянии полустойчивого за-

крепления; 3) в ряде узлов решетки ионы отсутствуют, имеются свободные места — «дырки». При наличии таких «дырок» в локальных зонах решетки изменяется энергия по сравнению с зонами нормального закрепления ионов в узлах решетки. Потенциальная энергия ионов будет различна в зависимости от их положения, что сказывается на математическом выражении проводимости, хотя принципиальный характер при этом сохраняется. Для срыва иона из узла решетки и перехода в соседнее междоузлие с энергией полужакрепленного состояния необходимо, чтобы ион приобрел определенную энергию W_1 , в которую входит и энергия на преодоление потенциального барьера. Для образования незанятого узла — «дырки» в решетке путем удаления иона из узла нужна энергия W_2 , которая может быть больше W_1 при условии, когда большую вероятность имеет расположение ионов в междоузлиях и ток в кристалле определяется их перемещением из одного полустойчивого положения в другое. Механизм движения ионов в этом случае аналогичен механизму их перемещения в вязких жидкостях с той существенной разницей, что ионам в междоузлиях приходится преодолевать больший потенциальный барьер. В силу этого формулы подвижности ионов в междоузлиях и удельной объемной проводимости будут аналогичными формулам, полученным для жидкостей. Тогда объемная проводимость кристалла будет определяться следующим уравнением:

$$\gamma = \frac{n_0 q^2 l^2 f}{6kT} e^{-\frac{W_0}{kT}}, \quad (3-30)$$

где W_0 — энергия активации, равная сумме энергий для перевода иона в междоузлие и перемещения в соседнее.

Рассмотренный случай соответствует типам кристаллов, отличающихся рыхлой упаковкой частиц; число «дырок» в возможных полустойчивых положениях в междоузлиях намного больше числа ионов, участвующих в электропроводности. Если $W_2 > W_1$, то возможен случай, когда число «дырок» равно числу ионов, перешедших в междоузлия. Такие кристаллы обладают менее рыхлой упаковкой. Для них удельная объемная проводимость будет выражаться уравнением (3-31), отличающимся от (3-30) энергией активации:

$$\gamma = \frac{n_0 q^2 l^2 f}{6kT} e^{-\frac{W_0 + W_0}{2kT}}, \quad (3-31)$$

где W_0 — потенциальный барьер, разделяющий два соседних положения иона в междоузлии.

В случаях, когда $W_1 > W_2$, в кристалле имеет место плотная упаковка, причем свободные от ионов места в узлах решетки образуются, как правило, при уносе иона из кристалла. Для этого случая уравнение удельной проводимости отличается от предыдущих уравнений значением энергии активации

$$\gamma = \frac{n_0 q^2 l^2 f}{6kT} e^{-\frac{W_0 + 0,5W_2}{kT}}. \quad (3-32)$$

Примесная проводимость в кристаллических диэлектриках, а также ионная проводимость в аморфных диэлектриках определяются уравнениями, аналогичными уравнениям (3-30) — (3-32).

Для кристаллов с явно выраженной электропроводностью за счет ионов разных знаков в большинстве случаев может быть применена двухчленная формула, аналогичная формуле (3-25).

Для удельной объемной проводимости твердых диэлектриков в сильных электрических полях, когда рост тока опережает рост напряженности, Пулем было предложено следующее уравнение:

$$\gamma = \gamma_0 e^{aE}, \quad (3-33)$$

где γ — удельная проводимость в сильном поле;

γ_0 — удельная проводимость в слабом поле, не зависящая от напряженности;

a — постоянная, зависящая от материала.

Однако эта формула оправдывается полностью не во всех случаях, в частности не при всех значениях напряженности и не для любых материалов.

Более точное уравнение для кристаллов предложено Я. И. Френкелем. Оно имеет такой вид:

$$\gamma = \gamma_0 e^{\frac{1}{kT} \sqrt{\frac{q^2 E}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r}}}, \quad (3-34)$$

где γ — удельная проводимость в сильном поле;

γ_0 — удельная проводимость в слабом поле, не зависящая от напряженности;

q — заряд электрона;

E — напряженность электрического поля;

ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость кристалла, обусловленная его электронной поляризацией;

ϵ_0 — электрическая постоянная.

3-10 ПОВЕРХНОСТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Поверхностная проводимость твердых диэлектриков, определяющая собой поверхностный ток утечки, на практике часто зависит не столько от свойств самого диэлектрика, сколько от состояния его поверхности: степени увлажнения и загрязнения. Большинство твердых диэлектриков смачивается водой (вода на поверхности

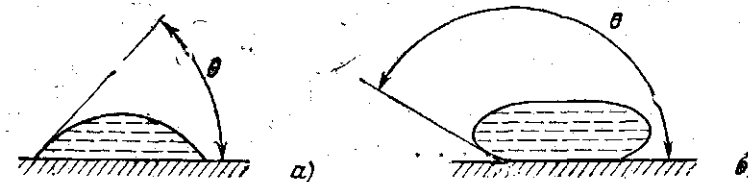


Рис. 3-17. Определения угла смачивания.

а — капля жидкости на смачиваемой поверхности; б — капля жидкости на несмачиваемой поверхности.

не образует капли, а растекается, образуя тонкую пленку, которая может быть визуально неопределима). Поэтому их поверхностная проводимость сильно увеличивается с ростом относительной влажности окружающего воздуха за счет увеличения толщины пленки воды на поверхности. Если поверхность диэлектрика загрязнена,

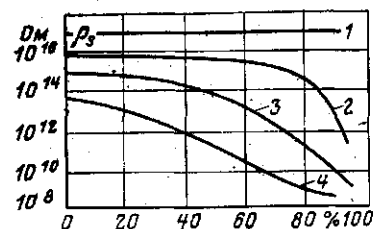


Рис. 3-18. Зависимость удельного поверхностного сопротивления от относительной влажности воздуха разных диэлектриков.

1 — парафин; 2 — янтарь; 3 — шеллак; 4 — глазурь на фарфоре.

то увлажнение приводит к образованию пленки с большой электрической проводимостью. Степень смачиваемости твердого тела водой определяется так называемым краевым углом смачивания. Определение угла смачивания видно из рис. 3-17. У гидрофобных диэлектриков, поверхность которых не смачивается водой (например, парафин, политетрафторэтилен, некоторые виды кремнийорганических соединений), поверхностное сопротивление практически не зависит от относительной влажности окружающей атмосферы почти до точки росы, как видно на рис. 3-18, на примере парафина. В табл. 3-2 сопоставлены углы смачивания водой и удельные поверхностные сопротивления диэлектриков при относительной влажности воздуха 98%.

Наличие поверхностных пор и трещин, шероховатости способствует образованию проводящих участков на

Таблица 3-2

Угол смачивания и удельное поверхностное сопротивление некоторых диэлектриков при относительной влажности 98%

Диэлектрики	Угол смачивания	Удельное поверхностное сопротивление, Ом
Политетрафторэтилен	113°	$5 \cdot 10^{17}$
Полистирол	98	$3 \cdot 10^{15}$
Полиметилметакрилат	73	$1,5 \cdot 10^{15}$
Аминопласт	65	$3 \cdot 10^{13}$
Ультрафарфор	50	$1 \cdot 10^{13}$
Плавленый кварц	27	$6,5 \cdot 10^{10}$

поверхности диэлектрика и поэтому приводит к повышению поверхностной проводимости.

Если твердый диэлектрик способен растворяться или набухать в воде, то увеличение относительной влажности окружающего воздуха вызывает особенно резкое увеличение поверхностной проводимости.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ

4-1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

При эксплуатации электротехнических устройств различного назначения, особенно при высоких напряжениях или высоких частотах, необходимо учитывать диэлектрические потери, возникающие в электрической изоляции. Уровень допустимых диэлектрических потерь определяется многими факторами. Самое главное, что при достаточно высоких напряжениях электрического поля повышенное значение диэлектрических потерь может привести к нестабильному тепловому режиму в электрической изоляции, в результате чего возникает тепловое разрушение твердой изоляции, так называемый тепловой пробой.

Причинами, вызывающими диэлектрические потери, являются ток проводимости, активные токи, соответствующие отдельным видам поляризации, и ударная ионизация, возникающая в газовых включениях внутри твердой и жидкой изоляции, а также в жидких прослойках и в отдельных участках газовой и жидкой изоляции.

Формула диэлектрических потерь (1-16) представляет их в самом общем виде. Она может быть преобразована с введением в нее геометрического параметра, известного под названием приведенной длины участка изоляции. Величина этого параметра определяется конфигурацией электродов. Поясним это понятие на примере объемного сопротивления, которое можно записать в таком виде:

$$R = \rho / l_{\text{п}} \quad (4-1)$$

где $l_{\text{п}}$ — приведенная длина, равная для изоляции между плоскими электродами S/h .

Для электродов в виде двух коаксиальных цилиндров приведенная длина равна $\frac{2\pi l}{\ln d_2/d_1}$, где l — длина цилиндров; d_2 и d_1 — внешний и внутренний диаметры.

Емкость изоляции между электродами любой конфигурации с помощью соответствующей приведенной длины выражается уравнением

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r l_n. \quad (4-2)$$

Подставляя в формулу (1-10) это значение емкости C , а также $\omega = 2\pi f$ и $\epsilon_0 = 10^{-9}/36\pi$, Ф/м [см. формулу (1-11)], получаем такое выражение для диэлектрических потерь, Вт:

$$P = U^2 f l_n \frac{\epsilon_r \operatorname{tg} \delta}{1,8 \cdot 10^{10}} = 5,56 \cdot 10^{-11} U^2 f l_n \epsilon_r \operatorname{tg} \delta. \quad (4-3)$$

Формулы (1-10) и (4-3) пригодны для любых видов изоляции при электродах любой конфигурации. Они дают суммарное значение диэлектрических потерь мощности. В ряде случаев, например в электрических полях большой неоднородности, может возникнуть необходимость в определении диэлектрических потерь в конкретных участках изоляции, для которых известны значения напряженности электрического поля. Простое отнесение общих диэлектрических потерь к объему изоляции, находящемуся под действием электрического поля между электродами, не решит этой задачи. Необходимо в формуле (4-3) от приведенной длины — общего геометрического параметра перейти к конкретному объему, заменив при этом приложенное напряжение на значение напряженности в рассматриваемом месте. Тогда мы получим выражение удельных диэлектрических потерь, пригодное для их определения в конкретных местах изоляции с известной напряженностью.

Поставленная задача может быть решена следующим образом. Выделим участок изоляции в виде куба с ребром X , расположенного так, чтобы силовые линии электрического поля проходили через две противоположные грани под прямым углом. Электрическая емкость такого куба будет равна $\epsilon_0 \epsilon_r X$; приложенное к нему напряжение будет равно $E_x X$, где E_x — напряженность поля в данном месте. Тогда диэлектрические потери P_x в выделенном объеме с учетом уравнения (4-3) могут быть

найлены по формуле

$$P_x = E_x^2 f \frac{\epsilon_r \operatorname{tg} \delta}{1,8 \cdot 10^{10}} X^3. \quad (4-4)$$

Удельные диэлектрические потери $p_{удх}$, Вт/м³, в месте, где напряженность поля равна E_x , найдем, разделив потери P_x на соответствующий объем X^3 :

$$p_{удх} = E_x^2 f \frac{\epsilon_r \operatorname{tg} \delta}{1,8 \cdot 10^{10}}. \quad (4-5)$$

Составляющая диэлектрических потерь, вызванная сквозным током, определяется проводимостью диэлектрика. Составляющая, связанная с соответствующими поляризационными процессами, подчиняется присущим им закономерностям. Из гл. 3 видно, что в зависимости от природы поляризации эти закономерности могут быть довольно разнообразными. Это осложняет фактическую картину диэлектрических потерь в разных диэлектриках, тем более, что в зависимости от реальных условий может преобладать та или иная составляющая потеря с присущими ей свойствами. Прежде чем перейти к рассмотрению особенностей проявления диэлектрических потерь в электрической изоляции разного агрегатного состояния, рассмотрим некоторые общие положения и формулы, связанные с потерями и определяющими их параметрами диэлектриков.

Ток абсорбции независимо от физической природы имеет экспоненциальную зависимость от времени:

$$i_{абс} = U G_{абс} e^{-t/\tau_{абс}}, \quad (4-6)$$

где $i_{абс}$ — ток абсорбции;

$G_{абс}$ — проводимость, соответствующая току абсорбции;

t — время;

$\tau_{абс}$ — время, в течение которого $i_{абс}$ уменьшается в e раз.

С учетом того, что сквозной ток определяется уравнением $I_{скв} = U G_{скв}$, для суммарного активного тока при переменном напряжении может быть написано уравнение

$$I_a = U \left(G_{абс} \frac{\omega^2 \tau^2}{\omega^2 \tau^2 + 1} + G_{скв} \right). \quad (4-7)$$

Суммарный реактивный ток, определяемый геометрической емкостью и добавочной емкостью, вызванной

поляризацией, может быть выражен следующим уравнением:

$$I_p = U\omega \left(C_r + G_{abc} \frac{\tau}{\omega^2 \tau^2 + 1} \right), \quad (4-8)$$

где C_r — геометрическая емкость.

Из (4-7) и (4-8), учитывая, что $\operatorname{tg} \delta = I_a/I_p$, получаем такое выражение:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\omega^2 \tau^2 (G_{сскв} + G_{abc}) + G_{сскв}}{\omega [G_{abc} \tau + C_r (\omega^2 \tau^2 + 1)]}. \quad (4-9)$$

Из (4-9) видно, что при частоте, равной нулю, $\operatorname{tg} \delta$ стремится к бесконечности, а при частоте, равной бесконечности, $\operatorname{tg} \delta$ равен нулю.

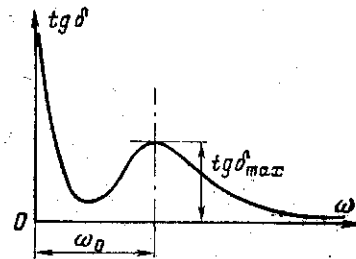


Рис. 4-1. Теоретическая зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от частоты.

При подстановке этих значений в выражение (1-10) или (4-3) получают неопределенности типа $0 \cdot \infty$. Если их раскрыть по известным правилам, то можно найти конечные значения потерь при постоянном токе и очень больших частотах.

Путем преобразований из выражения (4-9) можно

найти значение $\operatorname{tg} \delta_{max}$ и соответствующую ему частоту ω_0 (рис. 4-1). В частности, для обычных в практике случаев, когда благодаря большому удельному объемному сопротивлению преобладают потери от тока абсорбции, принимая в (4-9) $G_{сскв} = 0$, получаем такие упрощенные уравнения:

$$\operatorname{tg} \delta_{max} = \frac{G_{abc} \tau}{2C_r \sqrt{1 + \frac{G_{abc} \tau}{C_r}}}; \quad (4-10)$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{\tau^2} + \frac{\gamma_{abc}}{C_r \tau}}. \quad (4-11)$$

В гл. 2 было показано, что поляризованность при дипольной поляризации зависит от частоты электрического поля и имеет максимальное значение при определенной частоте ω_0 . При частоте ω_0 и данном времени релаксации τ создаются условия наибольшей затраты энергии при дипольной поляризации на преодоление

сопротивления при ориентации диполей. Если $\gamma_{abc} \ll C_r \tau$, то мы получаем выражение $\omega_0 = 1/\tau$.

Формула (4-5) может быть представлена в таком виде:

$$\rho_{уд} = E^2 \gamma_a, \quad (4-12)$$

где γ_a — удельная объемная активная проводимость при переменном напряжении.

Очевидно, что

$$\gamma_a = f \frac{\epsilon_r \operatorname{tg} \delta}{1,8 \cdot 10^{10}}. \quad (4-13)$$

При постоянном напряжении удельные диэлектрические потери можно выразить так:

$$\rho_{п} = E^2 \gamma_{сскв}, \quad (4-14)$$

где $\rho_{п}$ — удельные потери при постоянном напряжении, Вт/м³;

$\gamma_{сскв}$ — удельная объемная проводимость, соответствующая сквозному току.

При одинаковой напряженности электрического поля во всех случаях наличия поляризации, связанной с диэлектрическими потерями, удельные объемные потери при переменном напряжении больше, чем при постоянном. Отсюда с учетом того, что $\frac{1}{\gamma_a} < \frac{1}{\gamma_{сскв}} = \rho$, полу-

чается такое неравенство:

$$f \epsilon_r \operatorname{tg} \delta \rho > 1,8 \cdot 10^{10}. \quad (4-15)$$

Здесь f — в Гц, ρ — в Ом·м.

При условии, что диэлектрические потери определяются только сквозным током, т. е. при отсутствии поляризации, связанной с потерями, они не должны зависеть от частоты. При этом условие неравенство (4-15) превратится в равенство, из которого легко определить $\operatorname{tg} \delta$:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{f} \frac{1,8 \cdot 10^{10}}{\epsilon_r \rho}. \quad (4-16)$$

Поскольку $\operatorname{tg} \delta$ по (4-16) обратно пропорционален частоте, из уравнений (1-10) и (4-3) следует, что диэлектрические потери от частоты не зависят. Однако равенство (4-16) не всегда выполняется, например применительно к полиэтилену и политетрафторэтилену, потери в которых теоретически должны определяться только токами утечки. Причиной этого является, по-ви-

димому, такой трудно учитываемый источник дополнительных потерь, как миграционная поляризация, связанная с остатками продуктов технологического назначения (катализаторы полимеризации, стабилизаторы). От таких примесей на практике полностью освободиться обычно не удастся.

С учетом формулы равенства емкости диэлектрика C_S сумме емкостей — геометрической C_r и добавочной C_d — и формулы (4-8), выражающей добавочную емкость, можно написать следующее выражение:

$$C_S = C_r + \frac{\gamma_{\text{абс}}^2}{\omega^2 \tau^2 + 1}. \quad (4-17)$$

Оно определяет зависимость суммарной емкости от частоты.

Отсюда видно, что емкость C_S имеет наибольшее значение при постоянном напряжении. При частоте, равной бесконечности, емкость становится равной геометрической емкости: $C_\infty = C_r$; это наименьшее значение емкости.

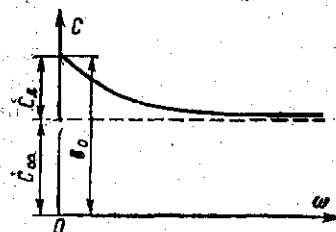


Рис. 4-2. Теоретическая зависимость емкости от частоты приложенного напряжения.

Относительную диэлектрическую проницаемость при постоянном напряжении часто называют статической, а при очень больших частотах, приближающихся к частоте световых колебаний, — оптической.

На рис. 4-2 показана теоретическая зависимость емкости от частоты приложенного напряжения в соответствии с (4-17).

4.2. ПОТЕРИ В ГАЗООБРАЗНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

В гл. 3 было отмечено, что до возникновения ударной ионизации токи утечки в газах очень малы. В соответствии с этим, а также учитывая практическое отсутствие добавочных потерь от дипольной поляризации в полярных газах, диэлектрическими потерями в газах до возникновения ударной ионизации можно пренебрегать. В этих условиях $\text{tg } \delta$ газов при частоте 50 Гц может быть принят равным 10^{-9} . В связи со сказанным

следует осветить некоторые принципиальные положения ударной ионизации в газах в данном разделе, несмотря на то, что она является механизмом пробоя воздуха, который рассматривается в гл. 5.

Для начала ударной ионизации, соответствующей выходу тока из стадии насыщения (начало III участка графика рис. 3-1), необходимо, чтобы кинетическая энергия электронов, разгоняемых электрическим полем, стала равной энергии ионизации. Кинетическая энергия электрона может быть выражена уравнением

$$W = Eq l, \quad (4-18)$$

где W — кинетическая энергия;

q — заряд электрона;

l — длина свободного пробега.

Кинетическая энергия становится равной энергии ионизации $W_{\text{и}}$, когда напряженность поля достигнет значения напряженности ионизации $E_{\text{и}}$; тогда

$$W_{\text{и}} = E_{\text{и}} q l. \quad (4-19)$$

Учитывая, что произведение $E_{\text{и}} l$ есть потенциал ионизации $U_{\text{и}}$, уравнение (4-19) можно переписать так: $W_{\text{и}} = U_{\text{и}} q$. Потенциал ионизации является параметром газа.

С уменьшением длины свободного пробега, вызванным увеличением плотности, увеличивается напряженность ионизации; с увеличением длины свободного пробега она уменьшается. В самом начале участка III вольт-амперной характеристики на рис. 3-1 до точки O ударная ионизация протекает весьма слабо, еще недостаточно для поддержания электрического тока, и при устранении действия внешних факторов ионизации ток будет спадать. Эта стадия ударной ионизации, а также предшествующие ей стадии, соответствующие участкам I и II, обычно называются несамостоятельным разрядом. При больших напряжениях, при токе выше точки O ионизация становится настолько интенсивной, что полное устранение действия внешних факторов ионизации уже не приостанавливает процесс ионизации, в результате которого в промежутке между электродами возникают свободные заряды. Эта стадия ионизации называется самостоятельным разрядом. Точка перегиба кривой, где наблюдается рост тока даже при уменьшении напряжения между электродами, соответствует разря-

ду — пробоем газа, а соответствующее ей напряжение называют разрядным или пробивным.

При самостоятельном разряде и в первой стадии самостоятельного разряда еще нет никаких световых эффектов — это стадия темного разряда. При определенных условиях в неоднородных электрических полях в местах максимальной напряженности электрического поля могут существовать зоны ионизированного газа, которые при достаточной интенсивности ионизации испускают характерное свечение, издают шипение и потрескивание. Это по существу есть форма неполного пробоя газа, так называемый коронный разряд, или корона. Явление короны широко известно в различных высоковольтных установках, на высоковольтных линиях передачи, где она является источником значительных потерь энергии, что заставляет прибегать к специальным мерам для их уменьшения. В зависимости от определенных условий могут быть случаи, когда корона существует при рабочем напряжении. Однако могут быть и такие случаи, когда корона невозможна — ионизация, начавшаяся в зоне максимальной напряженности электрического поля, сразу приводит к полному пробоем. Эти условия определяются геометрическими параметрами системы электродов.

Для примера рассмотрим условия образования короны между двумя коаксиальными цилиндрами, поле между которыми рассмотрено в гл. 2, где на рис. 2-27 показан график зависимости максимальной напряженности электрического поля (на поверхности внутреннего цилиндра) от соотношения радиусов цилиндров: внутреннего r и внешнего R . Если начальное отношение радиусов меньше $1/e = 0,36$ и максимальная напряженность поля достаточно велика, то при начавшейся ионизации на поверхности внутреннего цилиндра возникает проводящий слой ионизированного воздуха, что соответствует увеличению r на Δr . При этом, как следует из графика, максимальная напряженность падает; напряженность на поверхности ионизированного слоя газа, равная $E_{max} = \frac{U}{(r + \Delta r) \ln(R/r + \Delta r)}$, может стать пре-

дельной — дальше ионизация развиваться при данном напряжении не будет. Ионизированный слой газа — корона будет существовать все время, пока приложено данное напряжение. При его увеличении ионизация бу-

дет развиваться дальше, Δr будет возрастать и отношение $(r + \Delta r)/R$ может стать равным 0,36. Теперь малейшее продвижение зоны ионизации будет вызывать увеличение максимальной напряженности и разряд будет развиваться все дальше, вплоть до полного пробоя — проскакивания искры между электродами. Очевидно, что если отношение $r/R > 0,36$, то начавшаяся ионизация не может задерживаться, вызвав появление короны, а приведет сразу к искровому разряду. Для двух параллельных цилиндров, соответствующих двухпроводной воздушной линии, критическим отношением, определяющим возможность существования короны, является

$$l/r = 30, \quad (4-20)$$

где l — расстояние между проводами;

r — радиус проводов.

Если $l/r > 30$, корона возможна, если меньше — то невозможна, начавшаяся на поверхности проводов (цилиндров) ионизация сразу приводит к полному пробоем.

Ионизационные потери в газах, вызванные ударной ионизацией, в том числе потери на корону, пропорциональны квадрату разности напряжений — рабочего, при котором происходит ионизация, и напряжения начала ионизации — и могут быть выражены таким уравнением:

$$P = A(U_p - U_{н.к})^2 f, \quad (4-21)$$

где P — потери мощности;

A — коэффициент, зависящий от плотности газа и геометрических параметров устройства;

f — частота;

U_p — рабочее амплитудное напряжение;

$U_{н.к}$ — напряжение начальной короны, амплитудное.

Для двух параллельных цилиндров, достаточно удаленных друг от друга (двух проводов), амплитудное значение переменного напряжения начальной короны относительно нейтрали определяется уравнением:

$$U_{н.к} = E_{н.к} r \ln \frac{l}{r}, \quad (4-22)$$

где $E_{н.к}$ — напряженность начальной короны на поверхности провода;

r — радиус провода;

l — расстояние между проводами.

Для начальной напряженности короны Пиком предложена такая формула:

$$E_{н.к} = 3,03\delta \left(1 + \frac{0,298}{\sqrt{r\delta}} \right) m, \quad (4-23)$$

где δ — относительная плотность воздуха, равная единице при давлении 101,3 кПа и температуре 20°C;

$$\delta = \frac{2,89p}{273 + T};$$

p — давление, кПа;

T — температура, °C;

m — коэффициент, учитывающий состояние поверхности провода: для гладкой поверхности $m=1$, для обветренной, загрязненной $m=0,98 \pm 0,93$, для витого провода $m=0,87 \pm 0,83$.

Для двух коаксиальных цилиндров при постоянном напряжении напряженность начальной короны предложено В. И. Попковым вычислять по следующим формулам:

для положительного внутреннего цилиндра

$$E_{н.к}^+ = 3,16\delta \left(1 + \frac{0,317}{\sqrt{r\delta}} \right); \quad (4-24)$$

для отрицательного внутреннего цилиндра

$$E_{н.к}^- = 2,99\delta \left(1 + \frac{0,396}{\sqrt{r\delta}} \right). \quad (4-25)$$

Из этих формул видно, что если электрод, вблизи которого напряженность поля максимальна, положительный, то напряженность начала ионизации несколько меньше.

Потери от ионизации газов, в частности воздуха, могут быть и в твердой изоляции, если в ней имеют место воздушные прослойки или включения (поры).

Воздушные прослойки, включенные последовательно с твердыми материалами, ограничивают токи утечки и снижают емкость. Поэтому наличие в твердой изоляции воздушных прослоек или пор в большом количестве при напряженностях поля, не вызывающих ударной ионизации, уменьшает $\text{tg } \delta$ изоляции.

Напряженность электрического поля в воздушных прослойках при переменном напряжении всегда больше, чем в твердых материалах, которые в большинстве случаев имеют большую электрическую прочность, чем воздух в нормальных условиях. Поэтому при сравнительно

низком напряжении, приложенном к твердой изоляции, в воздушных прослойках может начаться ударная ионизация, при которой проводимость воздуха сильно увеличивается, вызывая рост $\text{tg } \delta$ с ростом напряжения. Этот весьма крутой рост объясняется несколькими причинами. Сказываются здесь не только увеличение проводимости ионизированного воздуха и затраты энергии на поддержание процесса ионизации, но и определенная последовательность ионизации воздушных включений. Обычно включения имеют разные размеры в направлении электрического поля, разную толщину. Для ионизации газов в тонких слоях требуются большие напряженности электрического поля, поэтому во включениях с большими объемами ударная ионизация начинается раньше, чем в мелких. По мере повышения напряжения, приложенного к твердой изоляции, будет ионизироваться все большее количество воздушных включений до тех пор, пока не ионизируются все мелкие объемы. Когда под влиянием интенсивной ионизации воздух во многих включениях становится практически проводящим, $\text{tg } \delta$ начинает уменьшаться за счет снижения потерь в ионизированных включениях и увеличения эффективной емкости. По мере развития ионизации воздуха в прослойках (порах) твердого диэлектрика емкость непрерывно возрастает, и при напряжении, при котором воздух становится практически проводящим, влияние воздушных прослоек на емкость изоляции исчезает. В этом можно убедиться, анализируя уравнение (1-10). Несмотря на прохождение $\text{tg } \delta$ через минимум, его значения все равно остаются значительно больше начального значения, зафиксированного до начала ионизации воздуха в порах, и даже больше $\text{tg } \delta$ данного твердого беспористого диэлектрика.

В области снижения $\text{tg } \delta$ с ростом напряжения диэлектрические потери продолжают расти.

На рис. 4-3 показана зависимость напряженности ионизации воздуха в порах твердого диэлектрика — их

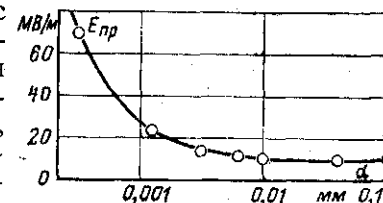


Рис. 4-3. Зависимость электрической прочности воздушных включений в твердом диэлектрике от их размеров в направлении электрического поля.

электрической прочности — от размеров пор в направлении электрического поля. Из графика видно, что при изменении размера пор от 0,1 мм до нескольких десятитысячных долей миллиметра электрическая прочность изменяется больше, чем в 6 раз. Сочетание твердых материалов с воздушными прослойками при нормальном давлении длительно допустимо, как правило, только при достаточно низких рабочих напряжениях, гарантирующих отсутствие ионизации.

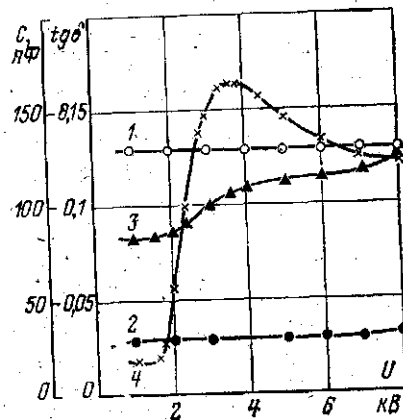


Рис. 4-4. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ и емкости от напряжения для силикатного стекла с воздушным зазором между ним и электродом и без зазора.

1 — емкость стекла без зазора; 2 — $\operatorname{tg} \delta$ стекла без зазора; 3 — емкость стекла с зазором; 4 — $\operatorname{tg} \delta$ стекла с зазором.

включения напряженность будет равна:

$$E_s = \frac{3\epsilon_r}{2\epsilon_r + 1} E_t, \quad (4-26)$$

где ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость твердого диэлектрика.

При некоторой напряженности в твердом диэлектрике, равной E'_t , воздушное включение будет ионизовано, в нем произойдет разряд, называемый частичным разрядом. Напряженность поля при этом частичном разряде будет определяться таким уравнением:

$$E_{ч.р.} = \frac{3\epsilon_r}{2\epsilon_r + 1} E'_t. \quad (4-27)$$

Вопросы влияния частичных разрядов на твердую изоляцию рассмотрены в гл. 5.

Примером практического использования положительного эффекта от воздушных прослоек в изоляции является бумажно-воздушная изоляция телефонных кабелей.

4-3. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

В первую очередь рассмотрим диэлектрические потери в жидкостях при достаточно малых напряженностях электрического поля, не способных вызывать побочные явления, в известной мере усложняющие картину. В зависимости от строения молекул жидких диэлектриков диэлектрические потери в них проявляются с разными закономерностями. У неполярных жидкостей потери определяются электропроводностью, закономерности которой рассмотрены в гл. 3. Этим закономерностям у неполярных жидкостей подчиняются и диэлектрические потери; имеет место увеличение потерь с ростом температуры и отсутствует зависимость их от частоты приложенного напряжения. На практике имеют место случаи появления в неполярных жидкостях некоторых полярных примесей, которые при достаточном количестве искажают соответствующие зависимости. В частности, это наблюдается с нефтяным электроизоляционным маслом, в котором при достаточно сильном окислении могут появиться полярные продукты. Оказывает влияние и степень полярности. Если доля дипольных потерь, накладываемая на потери от электропроводности, достаточно мала, то общая закономерность может остаться без изменения. В противном случае начинают проявляться закономерности, присущие полярным диэлектрикам. В гл. 2 при рассмотрении явлений дипольной поляризации было установлено, что в зависимости от температуры и частоты она проявляется по-разному. В некоторых областях ее влияние может оказаться незначительным.

Сказанное иллюстрируется рис. 4-5, на котором показана зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от температуры для полярной жидкости — совола. На этом графике четко выражен так называемый дипольный максимум, определяющийся максимальной затратой энергии на ориентацию полярных молекул электрическим полем. Этот максимум ле-

жит в зоне потери текучести; при соответствующей температуре жидкость еще не затвердела, не перешла в твердое состояние, не замерзла, но из-за высокой вязкости практически потеряла свою подвижность. Вправо от максимума $\operatorname{tg} \delta$ затрата энергии на ориентацию диполей начинает снижаться вследствие уменьшения вязкости жидкости, что облегчает ориентацию диполей.

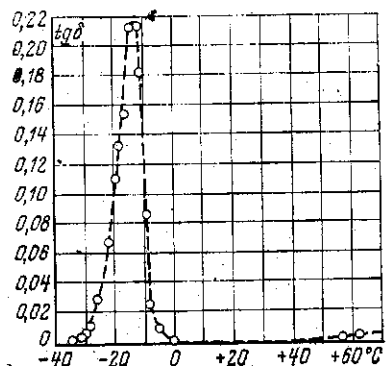


Рис. 4-5. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ совола от температуры.

не окажутся практически «замороженными» из-за достижения вязкостью очень больших значений. Острота максимума на графике и характерные температуры зависят от свойств конкретной жидкости.

На рис. 4-6 показаны теоретические графики зависимости $\operatorname{tg} \delta$ и диэлектрических потерь полярной жидкости от частоты приложенного напряжения. Кривая для $\operatorname{tg} \delta$ соответствует рис. 4-1, построенному для самого общего случая, вне зависимости от физической природы потерь. Общей закономерности соответствует и кривая для потерь. Частотный максимум $\operatorname{tg} \delta$ может быть объяснен следующим образом. При малых частотах число поворотов диполей за единицу времени невелико, следовательно, рассеивается сравнительно мало энергии. При достаточно высокой частоте $\operatorname{tg} \delta$ начинает падать с ростом частоты вследствие ослабления ориентации молекул, не успевающих следовать за изменением направления электрического поля.

При постоянном напряжении дипольные потери будут наблюдаться только в момент образования электри-

ческого поля в течение времени, необходимого для завершения дипольной поляризации, пока происходит изменение зарядов дипольной поляризации во времени. Из кривой зависимости диэлектрических потерь от частоты видно, что при высоких частотах диэлектрические потери у полярных диэлектриков больше, чем при низких частотах.

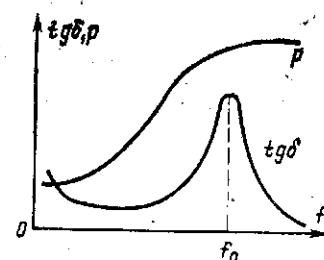


Рис. 4-6. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ и диэлектрических потерь от частоты.

Ниже рассмотрены диэлектрические потери в промышленных жидких диэлектриках. Для свежих нефтяных электроизоляционных масел, так же как и для других неполярных жидких диэлектриков, у которых потери определяются электропроводностью, в диапазоне температур выше 20°C при частоте 50 Гц с практической достаточной точностью $\operatorname{tg} \delta$ определяется удельной проводимостью согласно формуле

$$\operatorname{tg} \delta = 1,63 \cdot 10^{10} \gamma, \quad (4-28)$$

где γ — в См/м.

При высоких частотах $\operatorname{tg} \delta$ нефтяных масел повышается за счет проявления дополнительной дипольной поляризации некоторых примесей. К числу таковых можно отнести кислородные, сернистые, азотистые соединения, а также ароматические углеводороды. Следовательно, для ответственных применений нефтяных масел, когда требуется минимальное значение $\operatorname{tg} \delta$ при повышенных частотах, необходимо выбирать масла из нефтей определенных месторождений. Например, известно, что содержания серы и ароматических соединений в нефти могут быть различными. Наличие влаги в масле влияет на его проводимость, а поэтому влияет и на $\operatorname{tg} \delta$. Особое влияние на $\operatorname{tg} \delta$, как и на проводимость, оказывает эмульсионная вода, обуславливающая электрофоретическую проводимость. Содержание молекулярно растворенной воды в масле практически не влияет на $\operatorname{tg} \delta$.

Известно, что с увеличением температуры количество молекулярно растворенной воды в масле увеличивается. Поэтому при определенном содержании воды в масле, тем большем, чем выше температура масла, наблюдается резкий рост $\operatorname{tg} \delta$ масла. Эта закономерность пока-

зана на рис. 4-7. С ростом температуры по мере перехода эмульсионной воды в состояние истинного раствора $\text{tg } \delta$ падает. При исчезновении эмульсионной воды $\text{tg } \delta$ масла с молекулярно растворенной водой становится равным $\text{tg } \delta$ сухого масла.

Наличие в масле даже в небольших количествах некоторых полярных примесей придает маслу способность

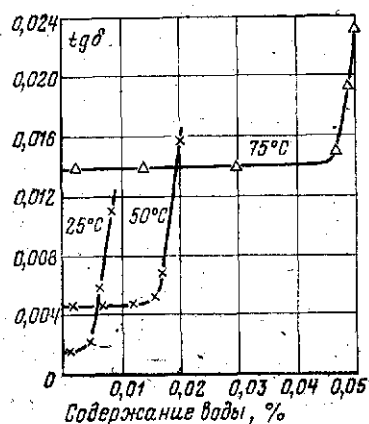


Рис. 4-7. Зависимость $\text{tg } \delta$ трансформаторного масла из эмбенской нефти от содержания в нем влаги.

измеренного при 80°C, от содержания в нем разных органических кислот. Стеариновая кислота, водонерастворимая, с повышенной молекулярной массой не оказала влияния на $\text{tg } \delta$ даже при содержании свыше 4%.

Наличие в масле так называемых асфальтосмолистых веществ, плохо растворимых в масле, создает коллоидные системы, повышающие молионную проводимость и $\text{tg } \delta$. Такие вещества могут остаться в масле в результате недостаточно хорошей очистки, а также образовываться при окислении масла. Они являются причиной образования осадка в масле. Известное отрицательное влияние — увеличение $\text{tg } \delta$ — вызывают соли жирных и нафтеновых кислот (различные мыла), образующиеся при окислении масла в условиях эксплуатации. Разные мыла в зависимости от их природы по-разному изменяют $\text{tg } \delta$ масел.

Можно считать установленным, что в свежих нефтяных электроизоляционных маслах большое влияние на

к «самоэмульгированию» при поглощении влаги из воздуха, что вызывает резкий рост $\text{tg } \delta$. В частности, такой примесью является нафтенат натрия, образующийся при некоторых процессах изготовления масел из нефти. Из различных органических кислот особенно вредное влияние оказывают низкомолекулярные водорастворимые кислоты, образующиеся при окислении масел, — муравьиная и уксусная. Это положение иллюстрируется рис. 4-8, на котором показана зависимость $\text{tg } \delta$ масла,

диэлектрические потери оказывают остатки нейтральных и кислых асфальтосмолистых веществ и следы различных мыл. Этим и вызывается необходимость особой тщательной очистки масел, предназначенных для кабелей и конденсаторов высокого напряжения.

Стабильность $\text{tg } \delta$ нефтяного масла находится в прямой зависимости от стабильности самого масла, стойкости против старения — окисления в процессе эксплуатации. Отсюда вытекает необходимость придерживаться определенного оптимума очистки свежего масла. У переочищенного масла $\text{tg } \delta$ в исходном состоянии имеет очень низкие значения, однако такое масло вследствие удаления из него некоторых естественных антиокислителей будет проявлять ускоренное старение; поэтому через определенное время $\text{tg } \delta$ такого переочищенного масла становится больше, чем у нормально очищенного.

Экспериментальные закономерности изменения диэлектрических потерь в нефтяных маслах усложняются

вследствие того, что химико-физические особенности масел разных месторождений могут сильно отличаться друг от друга. Это имеет место как в свежих маслах, так и в маслах, прошедших определенный режим эксплуатации.

В настоящее время в электротехнической промышленности из числа синтетических полярных жидких диэлектриков наибольшее значение имеют хлорированные дифенилы (совол и совтол). В диапазоне рабочих температур, принятых для изделий с изоляцией на основе этих жидкостей, диэлектрические потери в них определяются, как правило, дипольной поляризацией и подчиняются присущим ей закономерностям. Интересно проследить соблюдение общих закономерностей на конкретном виде такого рода материалов.

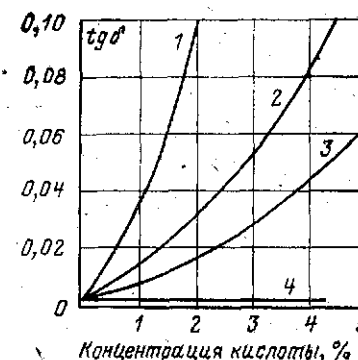


Рис. 4-8. Влияние содержания кислот в нефтяном масле на $\text{tg } \delta$ при 80°C и 50 Гц.

1 — муравьиная HCOOH ; 2 — уксусная CH_3COOH ; 3 — пропионовая $\text{C}_2\text{H}_5\text{COOH}$; 4 — стеариновая $\text{C}_{17}\text{H}_{35}\text{COOH}$.

Известно, что в зависимости от степени хлорирования дифенилов можно получить продукты с существенно различными физическими параметрами. Рассмотрим закономерности, присущие $\text{tg } \delta$ трех продуктов хлорирования дифенила: трихлордифенила, пентахлордифенила (совола) и гексахлордифенила. Трихлордифенил имеет температуру застывания -18°C , пентахлордифенил $+6^\circ\text{C}$, гексахлордифенил $+20^\circ\text{C}$ (при этой температуре он имеет консистенцию жидкой смолы). Зависимость $\text{tg } \delta$ этих продуктов от температуры при 50 Гц представлена на рис. 4-9. Все три материала имеют типичные дипольные максимумы.

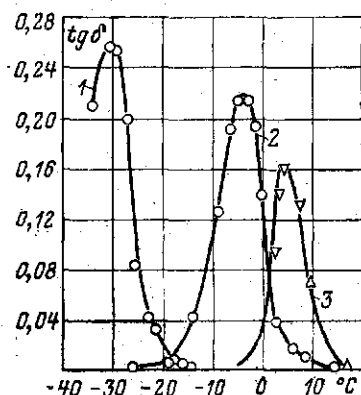


Рис. 4-9. Зависимость $\text{tg } \delta$ хлордифенилов от температуры при частоте 50 Гц.
1 — трихлордифенил; 2 — пентахлордифенил; 3 — гексахлордифенил.

С увеличением температуры застывания максимум $\text{tg } \delta$ смещается в сторону более высоких температур. Соблюдение для совола второй закономерности, характерной для полярных диэлектриков, — зависимости $\text{tg } \delta$ от частоты приложенного напряжения с типичным максимумом четко иллюстрируется на рис. 4-10 и 4-11. На рис. 4-10 показана зависимость $\text{tg } \delta$ от частоты при разных температурах. С повышением температуры максимум смещается в сторону высоких частот. На рис. 4-11 показана зависимость $\text{tg } \delta$ совола от температуры при различных частотах. При повышении частоты максимум $\text{tg } \delta$ смещается в сторону более высоких температур.

Зависимость $\text{tg } \delta$ совола от степени очистки, влияющей на проводимость, иллюстрируется рис. 4-12. Интересно отметить, что в области температур, меньших 30°C , где дипольные потери преобладают, значения $\text{tg } \delta$ при разных степенях очистки оказались одинаковыми. Это явилось следствием того, что примеси (загрязнения) не повлияли на процесс дипольной поляризации.

В производстве негорючих трансформаторов применяется совтол — смесь совола с трихлорбензолом, т. е.

смесь двух полярных жидкостей. Эта смесь по своей полярности не имеет принципиального отличия от совола, но обладает пониженной вязкостью. В связи с этим совтол не обнаруживает по своим диэлектрическим потерям особых отличий от совола, кроме тех, которые обусловлены меньшей вязкостью.

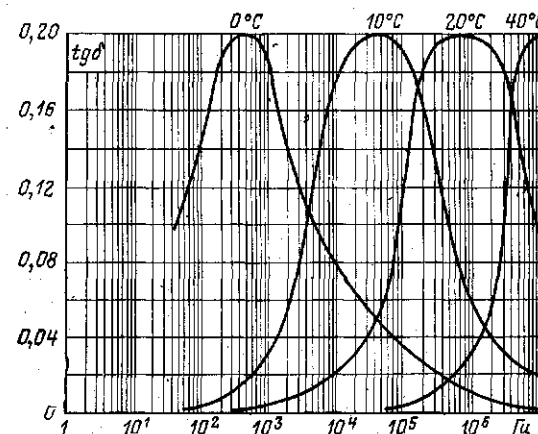


Рис. 4-10. Зависимость $\text{tg } \delta$ совола от частоты при разных температурах.

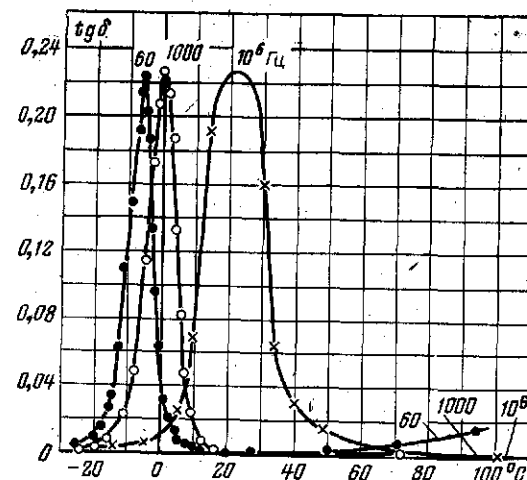


Рис. 4-11. Зависимость $\text{tg } \delta$ совола от температуры при разных частотах. Цифры у кривых — частота, Гц.

За последние годы была разработана трансформаторная жидкость — гексол, являющаяся смесью гексахлорбутана и совола в соотношении 4:1. Гексахлорбутан является неполярным соединением благодаря симметричному строению молекул. При исследовании гексола было установлено, что в нормальном для трансформаторов рабочем температурном диапазоне в нем практически не проявляются дипольные потери. Была обнаружена такая особенность гексола в отличие от

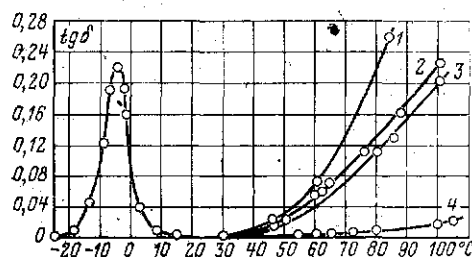


Рис. 4-12. Зависимость $\text{tg } \delta$ совола раз-ной степени очистки от температуры.

1 — после 1-й перегонки; 2 — после 2-й перегонки; 3 — после обработки силикагелем; 4 — после обработки специальной глиной.

нефтяного масла и совола на его $\text{tg } \delta$ большое влияние оказывает молекулярно растворенная вода, что вероятно, объясняется наличием в гексоле примесей сильно диссоциирующих хлорсодержащих кислот. Эмульсионная вода также вызывает большой рост $\text{tg } \delta$ гексола. Сопоставление удельной проводимости и $\text{tg } \delta$ гексола показывает, что при температуре до 90°C и частоте 50 Гц можно считать $\text{tg } \delta$ достаточно точно по следующей формуле:

$$\text{tg } \delta = 1,2 \cdot 10^{10} \gamma, \quad (4-29)$$

что хорошо согласуется с формулой (4-28).

Отметим некоторые особенности, свойственные диэлектрическим потерям кремнийорганических (силоксановых) жидкостей, обычно обозначаемых сокращенно ПОСЖ — полиорганосилоксановые жидкости. Некоторые из них, в частности полиметилсилоксановые (ПМСЖ) и полиэтилсилоксановые (ПЭСЖ), имеют небольшой $\text{tg } \delta$, практически не изменяющийся в широком диапазоне частот — до 10^8 Гц и слабо зависящий от температуры. Например, ПМСЖ при частоте 10^6 Гц имеет следующие значения $\text{tg } \delta$: при 50°C меньше 0,0001, а при 200°C около 0,0002. Для слабо полярных ПОСЖ диэлектрические потери при промышленной частоте определяются преимущественно токами утечки. Значения макси-

мум $\text{tg } \delta$ наблюдаются у них при отрицательных температурах, более низких, чем для любых хлоруглеводородных жидкостей.

В твердо-жидкостной изоляции, например бумажно-масляной изоляции трансформаторов, помимо нормального для волокнистых маслопропитанных материалов заполнения мелких межволоконных пор, наблюдается заполнение маслом и сравнительно крупных пустот. При этом складываются благоприятные условия для возникновения частичных разрядов подобно рассмотренному случаю частичных разрядов в воздушных включениях. Эти частичные разряды в бумажно-масляной изоляции являются источниками добавочных диэлектрических потерь и так же, как в случае частичных разрядов в воздушных включениях, оказывают разрушающее воздействие на твердые материалы. В жидкой изоляции аналогично тому, как это указано для газовой среды, возможны явления неполного пробоя — короны, возникающей в местах с максимальной напряженностью электрического поля. Эти явления также связаны с повышением диэлектрических потерь. Однако в отличие от короны в воздухе корона в жидком диэлектрике не может быть допущена на сколько-либо значительное время вследствие того, что под действием короны происходит достаточно интенсивное разложение жидкости, сопровождающееся обычно обильным газовыделением. Длительно действующая корона в жидкости в системе изоляции электрооборудования высокого напряжения является весьма вероятной причиной серьезной аварии. Частичные разряды в жидких включениях в твердой изоляции и неполный пробой жидкости будут подробнее рассмотрены в гл. 5, посвященной вопросам пробоя диэлектриков.

4.4. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЯХ В ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

При рассмотрении диэлектрических потерь в твердых диэлектриках мы сталкиваемся с известными трудностями, обусловленными их большим разнообразием по составу, структуре и связанными с ними различными параметрами. В большинстве твердых диэлектриков потери определяются не только явлением электропроводности, но и рядом поляризационных процессов, обуславливающих появление токов абсорбции. У диэлектриков, потери в которых вызваны только токами утечки, име-

ются некоторые усложнения, связанные с наличием двух видов утечки: объемной и поверхностной, однако основные закономерности для диэлектрических потерь определяются обычно закономерностями, присущими объемной электропроводности: рост с увеличением температуры, влияние содержания влаги, отсутствие влияния частоты приложенного напряжения на $\operatorname{tg} \delta$, рост с увеличением напряженности, начиная от некоторого ее значения.

Хотя, как было показано в гл. 2, принципиальные закономерности различных видов поляризации, связанных с добавочными диэлектрическими потерями, имеют общий характер, в зависимости от состава и структуры твердого тела могут быть и определенные различия, которые должны учитываться. Такие особенности обнаруживаются и для разных твердых диэлектриков, относящихся к одному типу, например полярных или неполярных.

С некоторыми особенностями органических полимерных материалов мы познакомились в гл. 3, где рассматривалась электропроводность. Эти особенности сохраняются и для соответствующей составляющей диэлектрических потерь, однако на них накладываются особенности, определяющиеся поляризационными процессами. Такое же положение имеет место и в твердых диэлектриках других видов, в том числе неорганических материалах, как кристаллических, так и аморфных. Как на проводимость, так и на диэлектрические потери оказывают влияние особенности состава и структуры кристаллов, а в смешанных материалах соотношение аморфной и кристаллической фазы и их особенности.

Нетрудно представить себе особую сложность рассмотрения диэлектрических потерь в составных, композиционных материалах, в которых приходится сталкиваться одновременно с самыми разнообразными компонентами. Потери в таком композиционном материале определяются не только особенностями свойств каждого компонента, но и их соотношением. Дело в том, что по ряду причин не всегда удается составить материал, удовлетворяющий всем требованиям, на базе компонентов, достаточно близких по свойствам, определяющим диэлектрические потери. Положение может осложняться тем, что степень влияния того или иного фактора (температура, частота электрического поля и пр.) на отдель-

ные компоненты композиционного материала может быть различна, в результате чего закономерности одного компонента могут превалировать над закономерностями другого и изменять ожидаемую картину.

В однородном твердом диэлектрике, обладающем диэлектрическими потерями за счет тока утечки и электрической поляризации, могут иметь место случаи, когда области проявления той и другой составляющей потерь достаточно четко разграничены, аналогично тому, как

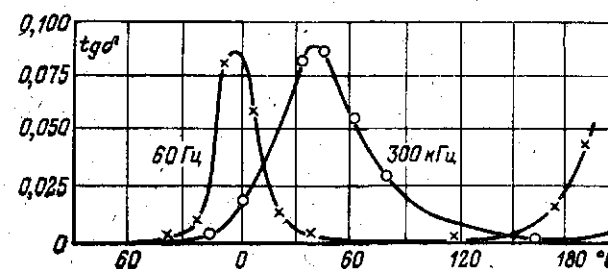


Рис. 4-13. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ резины от температуры.

это было показано на рис. 4-12 для жидких полярных диэлектриков. Эта закономерность показана на рис. 4-13, на котором дана зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от температуры для резины, аналогичная зависимости относительной диэлектрической проницаемости которой показана на рис. 2-9. Левая часть обоих графиков, снятых при двух частотах с характерным дипольным максимумом, соответствует проявлению дипольной поляризации вследствие малости

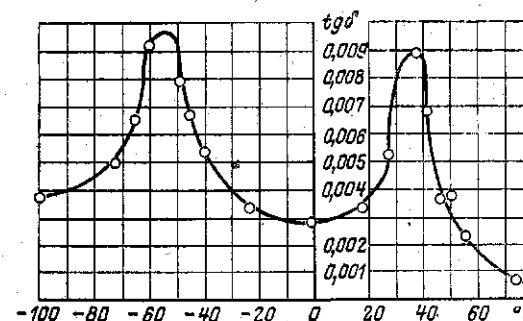


Рис. 4-14. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ бумаги, пропитанной масляно-канифольным составом, от температуры.

тока утечки при соответствующих температурах. Правые части, показывающие значительный рост $\operatorname{tg} \delta$ при повышенных температурах, соответствуют проявлению потерь от возросших токов утечки.

Ниже разобран простейший пример композиционного диэлектрика, представляющего собой электроизоляционную бумагу, пропитанную составом, состоящим из 80% канифоли и 20% трансформаторного масла. Основными

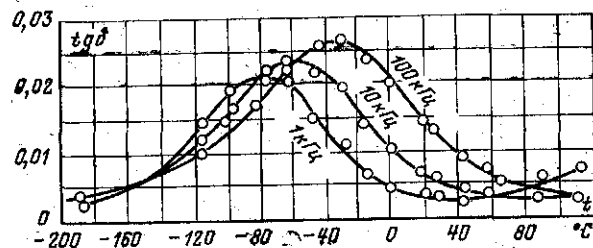


Рис. 4-15. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ высушенной целлюлозной бумаги от температуры.

компонентами этого материала являются клетчатка — природный полимер, строение молекулы которого приведено в § 1-5; канифоль — смола природного происхождения, имеющая полярные молекулы; масло — неполярный углеводород. График зависимости $\operatorname{tg} \delta$ этого материала от температуры при 50 Гц показан на рис. 4-14 (по данным Н. П. Богородицкого). На этом рисунке ясно видны две зоны дипольных потерь с соответствующими

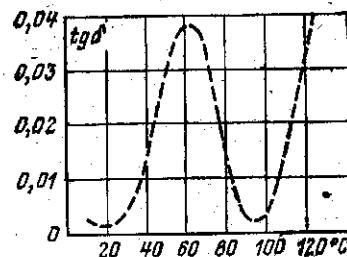


Рис. 4-16. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ канифоли от температуры при частоте 50 Гц.

щими максимумами: низкотемпературный, присущий клетчатке, и высокотемпературный, присущий канифоли.

При предельной температуре опыта $+80^\circ\text{C}$ потери от токов утечки были еще настолько малы, что не отразились на ходе кривой. Интересно сопоставить рис. 4-14

с соответствующими кривыми для бумаги и канифоли. Такие графики, показанные на рис. 4-15 и 4-16, относятся к другим партиям материалов, чем были использованы в опыте, показанном на рис. 4-14, однако их сопоставление может быть полезным. Из кривых рис. 4-15 ясно видно, что максимум $\operatorname{tg} \delta$ бумаги лежит в области отрицательных температур (надо иметь в виду и несовпадение частот на рис. 4-14 и 4-15) и что существенный рост потерь за счет токов утечки может быть при температуре выше 80°C . Последнее обстоятельство подтверждается и в других исследованиях. На рис. 4-16 видно, что для канифоли максимум $\operatorname{tg} \delta$ при 50 Гц лежит в области положительных температур (около 60°C) и существенный рост потерь за счет токов утечки начинается при температуре около 100°C .

Выше были рассмотрены случаи четкого разграничения областей потерь дипольных и от токов утечки. Однако возможны случаи, когда в данном материале вследствие роста токов утечки роль поляризационных потерь будет все время снижаться и в конце концов на кривых зависимости $\operatorname{tg} \delta$ от температуры и от частоты совсем исчезнут типичные максимумы, несмотря на то, что соответствующие виды поляризации сохраняются. Для изоляции, состоящей из последовательного соединения двух диэлектриков, $\operatorname{tg} \delta$ может быть выражен следующей формулой:

$$\operatorname{tg} \delta \approx \frac{C_1 \operatorname{tg} \delta_1 + C_2 \operatorname{tg} \delta_2}{C_1 + C_2}, \quad (4-30)$$

где C_1 и $\operatorname{tg} \delta_1$, C_2 и $\operatorname{tg} \delta_2$ — соответственно емкости и $\operatorname{tg} \delta$ первого и второго слоев.

При параллельном соединении двух диэлектриков $\operatorname{tg} \delta$ всей изоляции можно определить по формуле

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \operatorname{tg} \delta_1 + \frac{C_2}{C_1 + C_2} \operatorname{tg} \delta_2. \quad (4-31)$$

Обозначения здесь те же, что в (4-30).

4-5. ОСОБЕННОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРАХ

В органических полимерах, молекулы которых могут быть полярными и неполярными, диэлектрические потери определяются электропроводностью и медленными видами поляризации, в первую очередь дипольной.

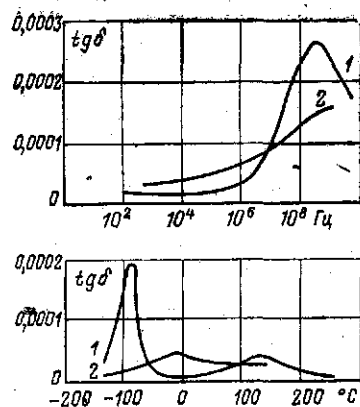


Рис. 4-17. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ политетрафторэтилена (1) и полиэтилена (2) от частоты и температуры.

путем тщательной очистки можно добиться таких ничтожных остатков примесей, что в широких диапазонах температур и частот диэлектрические дипольные потери в этих полимерах не будут проявляться своими характерными особенностями, в частности наличием максимумов $\operatorname{tg} \delta$. Это положение хорошо иллюстрируется рис. 4-17, где представлены зависимости $\operatorname{tg} \delta$ от частоты при 20°C и от температуры при 180 Гц для политетрафторэтилена и полиэтилена плотностью 923 кг/м³.

Из этих кривых видно, что в политетрафторэтилене при частоте около 10⁹ Гц и 20°C имеется явно выраженный максимум $\operatorname{tg} \delta$, а в полиэтилене — при несколько более высокой частоте. Отчетливо видны и температурные максимумы при 180 Гц. Следует подчеркнуть, что исследованные полимеры имели довольно глубокую очистку, о чем свидетельствуют весьма низкие значения $\operatorname{tg} \delta$.

Особенности проявления воздействия высокой температуры на дипольную поляризацию, описанные в § 2-3, а, сказываются и на диэлектрических потерях. При температурах ниже температуры стеклования наблюдаются дипольно-групповые (дипольно-радикальные) потери, при температуре выше температуры стеклования — дипольно-сегментальные. В каждой из этих областей имеются свои максимумы $\operatorname{tg} \delta$, как показано на рис. 4-18. В точке 1 имеет место дипольно-групповой

Однако при определенных условиях (обычно на высоких частотах в диапазоне гигагерц) и в неполярных полимерах, таких, как полиэтилен, полипропилен, политетрафторэтилен, экспериментально обнаруживаются не только потери от электропроводности, но и дипольные потери. Это объясняется тем, что фактически в них неизбежно наличие примесей в виде полярных групп (карбонильных, гидроксильных и др.) даже при самой тщательной очистке мономеров и самих полимеров. Только

максимум, в точке 2 — сегментальный. При достаточно высоких температурах, превосходящих температуры дипольно-сегментального максимума, может быть еще один максимум (не показан на рис. 4-18), связанный с вовлечением в движение самих макромолекул полимера, что становится возможным за счет дальнейшего снижения вязкости. Этот максимум возможен в такой температурной области, когда в полимере начинают преобладать потери от токов утечки, которые могут сглаживать этот максимум. В отдельных полимерах, отличающихся при повышенных температурах большой проводимостью, благодаря возрастанию токов утечки могут сглаживаться и дипольно-сегментальные максимумы.

Как правило, для полярных полимеров наблюдается линейная зависимость между температурой, соответствующей максимуму $\operatorname{tg} \delta$ при дипольно-сегментальных потерях, и температурой стеклования. При этом с повышением частоты электрического поля обычно наблюдается увеличение разницы между температурами максимума $\operatorname{tg} \delta$ и стеклования.

Отметим также, что температура стеклования сополимеров находится в зависимости от соотношения компонентов и соответствующих им температур стеклования. Эта зависимость определяется следующим уравнением:

$$T_c = aT_{c1} + bT_{c2}, \quad (4-32)$$

где T_c — температура стеклования сополимера;

a и b — массовые концентрации компонентов;

T_{c1} и T_{c2} — температуры стеклования компонентов.

Аналогичная зависимость наблюдается и для температуры максимума дипольно-сегментальных потерь. Многократными исследованиями установлена такая интересная закономерность: при сколь угодно большой разнице в температурах максимума $\operatorname{tg} \delta$ дипольно-сегментальных потерь отдельных компонентов сополимера эта область в самом сополимере сохраняется всегда той же. Положение этой области (по температуре) зависит от

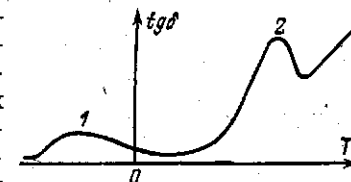


Рис. 4-18. Температурные максимумы $\operatorname{tg} \delta$ полимера в области дипольно-групповых и дипольно-сегментальных диэлектрических потерь.

соотношений компонентов в данном сополимере. Как известно, при определенных условиях некоторые аморфные полимеры могут кристаллизоваться, причем в зависимости от степени кристалличности изменяется зависимость их вязкости от температуры. У однородных аморфных полимеров (гомополимеров) при кристаллизации, как правило, повышается температура максимума $\text{tg } \delta$ дипольно-сегментальных потерь. В сополимере могут быть случаи преимущественной кристаллизации одного из компонентов. При этом температура, соответствующая дипольно-сегментальному максимуму сополимера, может изменяться по-разному в зависимости от конкретных условий. Возможны случаи, когда за счет высокого содержания компонента, характеризующегося высокой степенью кристалличности, температура максимума $\text{tg } \delta$ сополимера повышается. С другой стороны, если в аморфной части сополимера увеличивается содержание компонента с низкой температурой максимума $\text{tg } \delta$, то температура максимума $\text{tg } \delta$ сополимера в целом может понизиться.

На дипольные потери полимеров большое влияние оказывает регулярность их структуры. В частности, это касается линейных полимеров, в которых различают разные степени регулярности строения, т. е. порядка чередования боковых радикалов вдоль главной цепи линейной молекулы. Различают атактические полимеры с нерегулярной структурой, и стереорегулярные — с определенным порядком чередования радикалов. Стереорегулярные полимеры разделяются на изотактические и синдиотактические. В первом приближении разница между ними может быть объяснена следующим образом. У изотактических наблюдается тенденция к сосредоточению одинаковых радикалов по одну сторону главной цепи молекулы, а у синдиотактических — по разным сторонам.

Влияние упорядоченности структуры молекул — стереорегулярности на диэлектрические потери объясняется двумя причинами: изменением дипольного момента мономерных звеньев и подвижности их цепи и повышенной способностью к кристаллизации. Было установлено, что между атактическими и синдиотактическими полимерами большой разницы не наблюдается. Ниже приведены отдельные примеры влияния регулярности структуры полимеров на диэлектрические потери.

У полимеров метакрилового ряда (полиметилметакрилата, полибутилметакрилата, полифенилметакрилата) в изотактическом состоянии области максимумов дипольных потерь, как радикальных, так и сегментальных, сдвинуты в область низких температур; при этом у изотактических полимеров в области дипольно-радикальной поляризации максимум $\text{tg } \delta$ ниже, а в области дипольно-сегментальной выше, чем у атактических.

Изотактические полипропилен и полистирол отличаются от атактических большей кристалличностью, и это оказывает влияние на диэлектрические потери. Для хорошо очищенного атактического полипропилена максимальное значение $\text{tg } \delta = 3,5 \cdot 10^{-4}$, а для изотактического 10^{-4} . У чистого атактического полистирола максимальный $\text{tg } \delta$ также больше, чем у изотактического.

Если степень кристалличности полимера меньше 50—70%, то область температур, где проявляются характерные максимумы $\text{tg } \delta$, совпадает с интервалом, в котором наблюдаются максимумы для аморфной его модификации. В полимерах, способных кристаллизоваться, возможны максимумы $\text{tg } \delta$, связанные с переходом в разные кристаллические модификации, а также с плавлением полимеров. Кристалличность полимера особенно сильно воздействует на дипольно-сегментальные потери; при кристалличности свыше 60—70% эти потери в ряде случаев совсем пропадают. У неполярных полимеров, например у полиэтилена, вблизи температуры плавления наблюдается максимум $\text{tg } \delta$, высота которого зависит от степени кристалличности и в еще большей степени от окисления, происходящего при этой температуре довольно интенсивно. У политетрафторэтилена при точных измерениях можно обнаружить максимум $\text{tg } \delta$ при температуре около 20°C, вызванный фазовым переходом в кристаллическом компоненте.

На диэлектрические потери полимеров оказывает влияние их термообработка при одновременном растяжении, так называемая термовытяжка. Термовытяжка приводит к разным структурным изменениям: появлению кристалличности, надмолекулярным структурам, анизотропии. Эти явления имеют место при обработке полимеров методами экструзии, например при изготовлении разных профильных изделий и некоторых пленок. В зависимости от вида полимера и режимов обработки степень влияния структурных изменений на диэлектриче-

ские потери может быть различна. Во всяком случае, если диэлектрические потери в полимерных материалах и изделиях имеют существенное значение, то с вышеуказанным явлением нельзя не считаться.

Изложенные выше особенно диэлектрических потерь относились преимущественно к линейным полимерам. Между тем большой интерес представляют так называемые сшитые полимеры, имеющие трехмерную, пространственную, структуру молекул. Особенности дипольной поляризации и сопровождающих ее диэлектрических потерь в пространственных полимерах изучены слабее, чем в линейных. Для примера влияния сшивки молекул на диэлектрические потери полимеров рассмотрим эпоксидные смолы, имеющие сейчас особо важное значение в электроизоляционной технике. Как известно, в исходном состоянии эпоксидные смолы являются не полимерами, а олигомерами, легко подвергающимися сшивке с помощью различных отвердителей.

У эпоксидных смол с пространственной трехмерной структурой, отвержденных с помощью различных отвердителей, так же как и в линейных полимерах, имеют место температурные области дипольно-сегментальных и дипольно-групповых потерь. Область максимума дипольно-сегментальных потерь у отвержденных продуктов более широкая, чем у неотвержденных. Вид отвердителя влияет на высоту максимума $\lg \delta$ и на соответствующую ему температуру. Чем больше эпоксидное число смолы, которое определяет количество реактивных эпоксидных групп, обеспечивающих сшивку молекул, и чем меньше молекулярная масса смолы, тем больше число точек сшивки, тем гуще пространственная сетка отвержденного продукта. В результате этого имеет место повышение температуры максимума $\lg \delta$ в области дипольно-сегментальных потерь. Последнее явление может быть использовано на практике для контроля технологического процесса отверждения смолы. Дипольно-групповые потери в меньшей степени зависят от густоты пространственной сетки молекул, чем дипольно-сегментальные. Это связано с тем, что общий характер структуры меньше сказывается на возможности движения отдельных радикалов, чем целых сегментов, обладающих относительно большими геометрическими размерами. При достаточно густой сшивке может оказаться, что длина сегментов будет больше расстояния между отдельными

сшивками и полярные сегменты потеряют способность к самостоятельной ориентации полем; дипольно-сегментальные потери будут подавлены.

Известно, что на тепловые особенности полимеров, в частности на зависимость их вязкости от температуры, большое влияние оказывает пластификация, т. е. введение в полимер некоторых низкотемпературных соединений — пластификаторов, не входящих с полимером в химическое соединение. Влияние пластификации прежде всего сказывается на смещении дипольно-сегментального максимума в область более низких температур: На область дипольно-радикальной поляризации пластификация оказывает обычно меньшее влияние. Введение пластификаторов оказывает принципиально одинаковое влияние как на линейные, так и на сшитые полимеры.

Диэлектрические потери термореактивных полимеров, т. е. переходящих при нагревании в неплавкое и нерастворимое состояние, существенно зависят от степени их отверждения. Как правило, в исходном состоянии эти материалы являются олигомерами (в частности, эпоксидные и фенолформальдегидные смолы) и только при отверждении приобретают достаточно большие молекулярные массы, улучшая при этом свои диэлектрические свойства. В качестве примера рассмотрим зависимость диэлектрических потерь от способа получения термореактивной фенолформальдегидной смолы. Особенности этих смол определяются способом их получения и характером процесса отверждения. Получаются они путем поликонденсации, в процессе которой выделяются побочные продукты, в том числе вода и исходные летучие продукты. В готовой олигомерной смоле содержатся остатки исходных мономеров (фенол, крезол), катализатора (аммиак) и подобных продуктов. Минимальные диэлектрические потери в отвержденном полимере возможны только при минимальном содержании в нем летучих продуктов. Отсюда видно, что на диэлектрические свойства и, в частности, на диэлектрические потери отвержденной фенолформальдегидной смолы и материалов на ее основе (например, слоистых пластиков) очень большое влияние оказывают параметры весьма сложного технологического процесса, например, такие, как температура и время. Для примера на рис. 4-19 показана зависимость $\lg \delta$ фенол (крезол)формальдегидных смол от времени отверждения при 105°C. Опытным путем установлено,

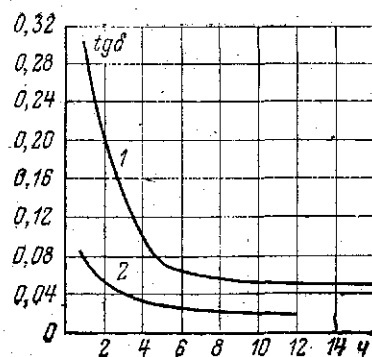


Рис. 4-19. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ фенолформальдегидной (1) и крезолформальдегидной (2) смол от времени отверждения при 105°C .

4-6. ОСОБЕННОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В НЕОРГАНИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ С ИОННОЙ РЕШЕТКОЙ

Состав и структура неорганических кристаллов весьма разнообразны, поэтому закономерности диэлектрических потерь в них, так же как и в органических полимерах, различны и в некоторых случаях довольно сложны. Эта сложность особенно наглядно проявляется в природных кристаллах, в которых, как правило, наблюдаются частые и разнообразные нарушения регулярной структуры и теоретического состава. В качестве примера можно указать на распространенный в практике электроизоляционной техники материал — слюду. Известны неизбежные многочисленные примеси, различающиеся не только в слюдах разных месторождений, но в разных кристаллах одного месторождения и даже в разных частях одного и того же кристалла. В данном случае особо отметим наличие в структуре кристаллической решетки слюды (полярных гидроксильных групп, что дает возможность проявления в слюде потерь от дипольной поляризации. При изучении дипольных потерь в неорганических кристаллах следует помнить, что в них не могут проявляться закономерности, знакомые по органическим полимерам, связанные с изменениями вязкости в зависимости от температуры. В ряде кристаллов, как отмечалось в гл. 2, проявляется миграционная поляризация, приводящая неизбежно к свойственным ей диэлектрическим потерям. Наконец, как указывалось в § 2-3, в некоторых кристаллах мы имеем дело со спонтанной поляризацией, связанной также с возникновением диэлектрических потерь. Понятно, что во всех кристаллических неорганических диэлектриках всегда имеются потери от токов утечки, закономерности которых обусловлены общими закономерностями электропроводности.

что $\operatorname{tg} \delta$ гетинакса имеет прямую зависимость от количества летучих, которые содержатся в применяемом для его изготовления полуфабрикате — пропитанной фенолформальдегидной смолой бумаге. Сопоставляя значения $\operatorname{tg} \delta$ полимеризационных полимеров, показанных на рис. 4-17, и поликонденсационных, показанных на рис. 4-19, легко убедиться в справедливости утверждения о том, что диэлектрические потери у первых значительно ниже.

В связи с удобствами проведения исследований из-за простоты структуры решетки и относительной легкости выращивания кристаллов с нарочито создаваемыми дефектами большие исследования были проведены с различными щелочно-галогенными ионными кристаллами. В нашей стране их исследованиям посвящено много работ А. А. Воробьева и его учеников. Такие исследования имеют большое значение в связи с тем, что раскрытые в них закономерности характерны не только для данных кристаллов, но и для довольно обширной группы твердых диэлектриков с кристаллической фазой, например керамических. Суммируя все исследования диэлектрических потерь в ионных кристаллах, можно сделать предположение, что потери вызваны электропроводностью и миграционной поляризацией. Как известно, и в том и в другом случае мы имеем дело с движением ионов по направлению электрического поля; это движение определяется двумя основными факторами: составом вещества и прочностью химического соединения. В § 1-4 отмечался

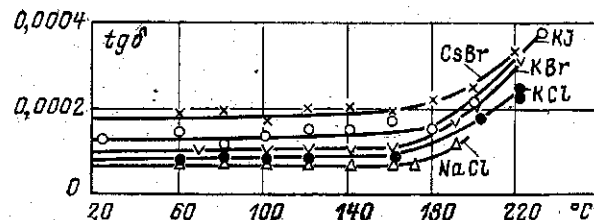


Рис. 4-20. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ ионных кристаллов от температуры при 10^6 Гц.

параметр кристаллического тела — энергия решетки. С ее увеличением возрастает потенциальный барьер, который приходится преодолевать ионам в их направленном движении в кристалле, что затрудняет движение ионов и, следовательно, снижает диэлектрические потери. Эта закономерность хорошо подтверждается экспериментально. Из вышеуказанного вытекает и закономерное снижение $\operatorname{tg} \delta$ с ростом температуры плавления щелочно-галогенных кристаллов. На рис. 4-20 показана зависимость $\operatorname{tg} \delta$ пяти ионных кристаллов — бромистого цезия, йодистого калия, бромистого калия, хлористого калия и хлористого натрия от температуры при 10^6 Гц. В названной последовательности у кристаллов возрастает энергия решетки, уменьшается $\operatorname{tg} \delta$ и при более высокой температуре начинается быстрый рост $\operatorname{tg} \delta$. При пониженных температурах и достаточно высокой частоте (в данном случае 10^6 Гц) вследствие малой проводимости потери определяются активными токами поляризации, в области интенсивного роста $\operatorname{tg} \delta$ — в основном токами утечки. У кристаллов хлористого натрия и хлористого калия при комнатной температуре при частотах в диапазоне от $5 \cdot 10^5$ до 10^7 Гц наблюдалось снижение $\operatorname{tg} \delta$ с ростом частоты; закономерное для миграционной поляризации. Частотные максимумы $\operatorname{tg} \delta$ были отмечены для кристаллов бромистого калия и йодистого натрия.

Отметим некоторые особенности диэлектрических потерь для монокристаллов твердых растворов щелочно-галогенных кристаллов. Для твердых растворов найдены большие изменения $\operatorname{tg} \delta$ в зависимости от температуры, чем для отдельных их компонентов. Как

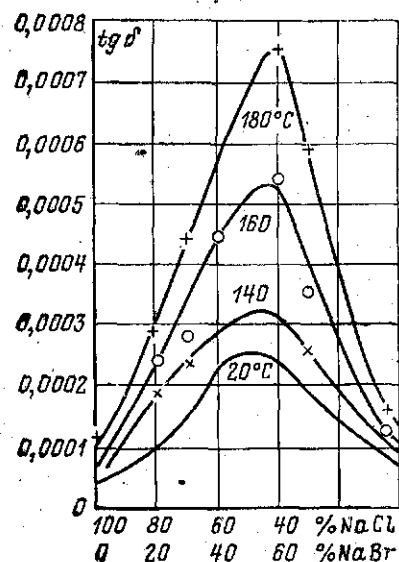


Рис. 4-21. Зависимость $\text{tg } \delta$ монокристаллов твердого раствора систем NaCl и NaBr от молекулярного содержания при разных температурах.

сталлов химических соединений и твердых растворов на диэлектрические потери. Согласно закономерности, отмеченной в гл. 2 для миграционной поляризации, $\text{tg } \delta$ должен увеличиваться с уменьшением плотности упаковки. Разрыхление кристаллических структур

правило, с изменением содержания компонентов в двухкомпонентных кристаллах твердых растворов максимум $\text{tg } \delta$ наблюдается в зоне примерного равенства содержания компонентов. Зависимость $\text{tg } \delta$ от соотношения компонентов повышается с ростом температуры. Эта закономерность показана на рис. 4-21 для твердых растворов системы хлористый натрий — бромистый натрий при 10^6 Гц. При достаточно высоких частотах в монокристаллах твердых растворов щелочно-галогенных соединений $\text{tg } \delta$ несколько снижается. Например, у кристалла, состоящего из 40% (молярных) хлористого калия и 60% бромистого калия, в диапазоне частот 10^5 — 10^8 Гц снизился $\text{tg } \delta$ с $3 \cdot 10^{-4}$ до $0,5 \cdot 10^{-4}$.

Известный интерес представляют особенности диэлектрических потерь, проявляющиеся в сплавах окислов некоторых металлов, образующих твердые растворы замещения, поскольку они являются компонентами структур соответствующих видов керамики. Прежде всего отметим влияние плотности упаковки ионов в решетке кри-

Таблица 4-1

Зависимость $\text{tg } \delta$ от плотности упаковки ионов в кристаллической решетке глинозема

Модификация	$\text{tg } \delta$	Плотность, кг/м ³	Плотность упаковки кристаллической решетки (по Прохвятилову)
α -глинозем (корунд)	$<0,0003$	3990	76
β -глинозем	0,004	3600	72
γ -глинозем	$>0,01$	3350	60

примесями может привести также к увеличению $\text{tg } \delta$. Сказанное иллюстрируется данными, приведенными в табл. 4-1 для разных модификаций глинозема (окиси алюминия).

В кристаллах сплавов окислов металлов в виде твердых растворов на диэлектрические потери большое влияние оказывает струк-

тура, определяемая обычно так называемой диаграммой состояния. Не вдаваясь в подробности этих диаграмм, отметим несколько характерных примеров.

У системы TiO_2 — SiO_2 (окись титана — окись кремния) при 100°C и частоте 10^6 Гц в зависимости $\text{tg } \delta$ от соотношения компонентов имеется максимум в довольно симметричной кривой при 60% содержания SiO_2 , что похоже на зависимость для щелочно-галогенных кристаллов типа твердых растворов. Согласно диаграмме состояния системы TiO_2 — SiO_2 мы имеем дело также с твердым раствором (по крайней мере до содержания в сплаве 80% TiO_2). В системе окись циркония — окись магния (ZrO_2 — MgO) зависимость $\text{tg } \delta$ от соотношения компонентов имеет иной характер: кривая $\text{tg } \delta$ резко несимметрична: по мере увеличения содержания MgO $\text{tg } \delta$ резко возрастает (начиная от нескольких процентов MgO) и достигает максимума примерно при 20%, после чего начинается медленный спад. Изучавшие этот сплав Н. П. Богородицкий и И. Д. Фридрихс улавливали эту особенность зависимости $\text{tg } \delta$ от содержания компонентов с характером диаграммы состояния, на которой имелись два типа твердых растворов. У системы SiO_2 — ZrO_2 зависимость $\text{tg } \delta$ от температуры характеризуется следующим образом: при нулевом содержании ZrO_2 значение $\text{tg } \delta$ равно $5 \cdot 10^{-4}$, и по мере увеличения содержания ZrO_2 (до 90% молярных) $\text{tg } \delta$ почти линейно возрастает до $35 \cdot 10^{-4}$. Влияние любых примесей следует рассматривать с учетом возможных изменений структуры кристаллической решетки и, в частности, плотности упаковки. Большое значение также может иметь образование стекловидной фазы, что, как правило, имеет место в керамике. Как известно, при одинаковом химическом составе с кристаллической стекловидная фаза сильно отличается от нее по зависимости вязкости от температуры. Это приводит к тому, что удельная проводимость, а следовательно, и $\text{tg } \delta$ стекловидной фазы с ростом температуры увеличиваются в большей степени.

Результаты исследований диэлектрических потерь природных ионных кристаллов — слюд во многом противоречивы; одной из причин, объясняющих это, является исключительное разнообразие слюд по их отклонениям от идеальных структур. Все же имеющиеся экспериментальные данные по слюдам и другим кристаллическим диэлектрикам, отличающимся содержанием кристаллизационной воды (талк, гипс и др.), позволяют сформулировать некоторые общие положения для этой группы кристаллов, носящих название «кристаллогидраты». При известных условиях полярные группы (молекулы воды или гидроксильные) проявляют свои полярные свойства и становятся источниками диэлектрических потерь. У слюд проявление дипольного характера потерь наблюдается, в частности, в зависимости $\text{tg } \delta$ от частоты. Для чистых мусковитов мамского месторождения разных рудников наибольшие изменения $\text{tg } \delta$ проявляются в диапазоне от 50 Гц до 300—500 кГц; при комнатной температуре в этом диапазоне частот $\text{tg } \delta$ снижается с 0,0021—0,0059 до 0,0003; дальнейшее повышение частоты сказывается в меньшей степени: $\text{tg } \delta$ составил 0,00017 при 0,6—4 МГц, 0,00016 при 12—50 МГц. Здесь и ниже для слюд приводятся данные, полученные в направлении, перпендикулярном плоскостям весьма совершенной спайности; в параллельном направлении $\text{tg } \delta$ намного выше. В качестве примеров поляризационных максимумов $\text{tg } \delta$ в слюде укажем на результаты, полученные разными исследователями. Известны случаи, когда при 50 Гц $\text{tg } \delta$ флогопита возрастал, начиная от комнатной температуры,

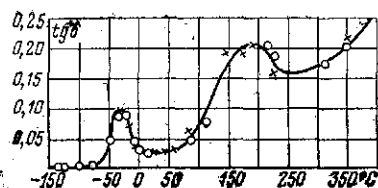


Рис. 4-22. Двойной максимум в зависимости $\text{tg } \delta$ от температуры в флогопите.

же условиях у флогопита, содержащего 1,57% кристаллизационной воды, обнаружено два максимума $\text{tg } \delta$ в зависимости от температуры, как это видно на рис. 4-22. Низкотемпературный максимум на этом рисунке приходится на ту же температуру, что и у образца, содержащего 0,37% воды. В других кристаллогидратах при достаточно большом количестве гидроксильных групп, имеющих разную степень закрепления, обнаруживается несколько максимумов. Можно предположить, что и случай, показанный на рис. 4-22, относится к этой закономерности, поскольку с большим содержанием кристаллизационной воды это может иметь место, особенно в флогопитах. Кроме того, повышенное содержание кристаллизационной воды способно повысить $\text{tg } \delta$ за счет уменьшения плотности упаковки. Была установлена еще одна закономерность для кристаллогидратов: при однокристаллах $\text{tg } \delta$ увеличивается с уменьшением энергии кристаллических решеток.

4-7. ОСОБЕННОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В АМОРФНЫХ НЕОРГАНИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Основными источниками диэлектрических потерь в аморфных неорганических диэлектриках — стеклах являются электропроводность и миграционная поляризация. Основные закономерности диэлектрических потерь в стеклах можно сформулировать следующим образом. При низких частотах и достаточно высокой температуре преобладают потери электропроводности, которые подчиняются закономерностям, установленным для электропроводности, и в большой степени определяются составом стекла, наличием примесей. При высокой частоте преобладают потери, связанные с поляризацией, которые определяются составом стекол и их структурными особенностями, определяющими перенос слабосвязанных ионов на ограниченные расстояния. В неорганических стеклах наблюдается очень медленное накопление объемных зарядов — миграционная поляризация, вызывающая появление потенциалов обратных знаков и появление тока абсорбции. Постоянная времени такого процесса достигает десятков секунд. Поэтому в стеклах при частоте порядка 50 Гц диэлектрические потери в основном определяются токами электропроводности. При высоких частотах в стеклах наблюдаются потери, связанные с миграционной поляризацией. В связи с рассмотрением этого вопроса необходимо вкратце остановиться на основных особенностях состава стекол.

в интервале от 80 до 200°C и происходило быстрое увеличение (от 0,05 до 0,4), а при больших температурах рост сильно замедлялся; для того же флогопита при 3 МГц обнаружен явно выраженный максимум $\text{tg } \delta$ при 80°C. Есть и такие данные, где у образцов флогопита, содержащего малое количество (всего 0,37%) кристаллизационной воды, установлены наличие максимума при температуре несколько ниже 0°C и быстрый его рост, начиная с 50°C. При тех

Наиболее распространенными стеклообразующими окислами являются окись кремния (кремнезем) SiO_2 и борный ангидрид B_2O_3 . Простейшие по своему составу однокомпонентные стекла — кварцевое (силикатное), представляющее собой аморфный плавный кварц, и боратное, состоящее из плавного борного ангидрида, не содержат в своем составе слабосвязанных ионов, способных участвовать в электропроводности или создавать миграционную поляризацию. Этим определяются их низкие диэлектрические потери. Технические электроизоляционные стекла обычно содержат в своем составе ряд других окислов, являющихся источником слабосвязанных ионов, которые увеличивают проводимость и обуславливают миграционную поляризацию и связанные с ней потери.

Так, у таких чистых однокомпонентных стекол, как плавный кварц, при комнатной температуре $\text{tg } \delta = 2 \cdot 10^{-4}$, а у чистого боратного стекла $\text{tg } \delta$ при высокой частоте лежит обычно в пределах 0,0008—0,001 и почти не изменяется при повышении температуры до 400°C. Следует отметить, что боратное стекло имеет более высокое значение $\text{tg } \delta$ по сравнению с силикатным, так как в более плотной структуре силикатного стекла колебания ионов с большой амплитудой затруднены.

Говоря о примесях в неорганических стеклах, отметим прежде всего ионы щелочных металлов натрия и калия, связанные своим присутствием соответствующим окислом: Na_2O и K_2O . Об их влиянии на электропроводность стекол сказано в § 3-6. Ряд исследований показал, что в зависимости от стеклообразующей основы введение одного и того же количества окислов щелочных металлов в стекло по-разному влияет на диэлектрические потери: в силикатных стеклах оно сказывается в гораздо большей степени, чем в боратных. Например, введение в силикатное стекло 23% Na_2O повысило угол диэлектрических потерь в 100 раз, а у боратного всего в несколько раз. Причина этого факта кроется, по-видимому, в разной структурной плотности стекол. Конкретное объяснение сводится к следующему. В силикатном стекле примесные ионы имеют слабую энергию связи со структурными элементами стекла, поэтому их движение в электрическом поле осуществляется сравнительно легко. В структурно менее плотном боратном стекле ионы примесей могут попадать в места неплотностей — «поры», что приводит к ограничению их движения в электрическом поле.

Влияние изменения структуры стекол в результате их температурной обработки сказывается на $\text{tg } \delta$. Ниже показана зависимость $\text{tg } \delta$ щелочно-силикатных стекол от режима их тепловой обработки ($\text{tg } \delta$ определялся при 20°C и 1 МГц).

	$\text{tg } \delta$
Нормальный обжиг	0,0075
Длительный обжиг при сравнительно низкой температуре с последующим быстрым охлаждением	0,0085
Кратковременный обжиг при высокой температуре с последующим быстрым охлаждением	0,0105
Закалка	0,130

Одновалентные ионы оказывают большее влияние на диэлектрические потери, чем двухвалентные.

Следует иметь в виду, что при увеличении количества примесей в результате химических реакций их взаимодействия с основным

окислом в стекле могут образовываться химические соединения. В этом случае изменяются и закономерности диэлектрических потерь. Например, в силикатных стеклах состава 50% SiO_2 + 50% Na_2O получается метасиликат натрия, а при меньшем содержании какие-либо стойкие химические соединения не зафиксированы. Этим объясняется, что с увеличением содержания Na_2O в таком стекле $\text{tg } \delta$ растет, однако это наблюдается до некоторого предела; вблизи 50% содержания Na_2O кривая $\text{tg } \delta$ проходит через максимум, после чего наблюдается заметное снижение диэлектрических потерь. Однако наличие максимума $\text{tg } \delta$ в зависимости от содержания примеси может быть также в стеклах, если их компоненты и не образуют химических соединений; например, при увеличении содержания в силикатном стекле окиси свинца максимум $\text{tg } \delta$ имеет место при 50% содержания окиси свинца. Вероятно, причиной этого максимума можно считать своеобразные изменения энергии связи между ионами свинца и элементами структуры кварцевого стекла.

Особенно сильное влияние щелочных ионов на диэлектрические потери чистых неорганических стекол — силикатных и боратных — связано с разрывами структуры стекла в местах их расположения без возникновения связей между соседними частями, поскольку щелочные окислы одновалентны. Это разрыхление структуры приводит к усилению тепловых движений щелочных ионов и облегчению срыва их электрическим полем из положения равновесия. Если движение таких ионов ограничено небольшим объемом и перенос их в крайнее положение требует короткого времени, то при высокой частоте, когда это время соизмеримо с продолжительностью одного периода, в стеклах возникают большие диэлектрические потери. Если радиус иона уменьшается, то увеличивается его подвижность и взаимодействие с соседними частицами. Щелочные ионы сравнительно слабо закреплены в положениях равновесия, и поэтому их подвижность в электрическом поле велика. Этим объясняется факт увеличения потерь с уменьшением радиуса примесных одновалентных ионов. Сказанное иллюстрируется следующим положением. Диэлектрические потери в стеклах с добавками в равных атомных концентрациях окислов Li_2O , Na_2O , K_2O уменьшаются с увеличением радиуса иона примеси, т. е. в последовательности Li^+ , Na^+ и K^+ .

Примеси окислов двухвалентных металлов в меньшей степени увеличивают проводимость и диэлектрические потери стекол. Внедрение двухвалентного иона в структуру стекла обеспечивает определенные связи между частицами, не вызывает разрыва в структуре. Наблюдается даже такое явление, что двухвалентные ионы, попадая в рыхлые места структуры стекла, связывают собой нарушенные здесь связи. Возможно, как указывает Г. И. Сканави, именно этим объясняется увеличение температуры размягчения боратного стекла при введении примеси окислов двухвалентных металлов. Небольшие добавки окислов двухвалентного металла, например окиси бария BaO , снижают $\text{tg } \delta$ чистого боратного стекла. При большой концентрации окиси бария в боратном стекле наблюдается повышение $\text{tg } \delta$, однако в меньшей степени, чем при добавлении окислов щелочных металлов.

По влиянию частоты на диэлектрические потери стекол в литературе имеются противоречивые данные. По-видимому, можно принять такую закономерность: для чистых силикатных и боратных стекол, а также при малых концентрациях примесей в них $\text{tg } \delta$ не зависит от частоты вплоть до 10^8 Гц.

До сих пор мы рассматривали либо чистые, однокомпонентные стекла, либо двухкомпонентные. Ниже приведены некоторые закономерности изменения диэлектрических потерь для трехкомпонентных стекол. При введении в стекло двух окислов разных металлов в сравнительно малых концентрациях (до 25—30 атомов металлов на 100 молекул стеклообразующей основы) наблюдается закон аддитивности (сложения) диэлектрических потерь: диэлектрические потери равны сумме потерь, вносимых каждым из окислов в отдельности. Поэтому значение $\text{tg } \delta$ трехкомпонентного стекла находится между значениями $\text{tg } \delta$ двухкомпонентных стекол, состоящих из той же основы с добавлением лишь одного из примесных окислов. Указанная закономерность справедлива и при больших концентрациях примесей, однако с определенными ограничениями: или обе примеси должны быть не щелочными, или разными — одна щелочная, другая нет. Это положение для стекла на основе окисла бора с добавками окислов кальция и бария иллюстрируется рис. 4-23. Если в стекле содержится в больших концентрациях окисел одного щелочного металла, то частичная замена его другим щелочным окислом приводит к значительному снижению диэлектрических потерь. Этот нейтрализационный эффект был отмечен при рассмотрении проводимости стекол в гл. 3.

В заключение следует привести некоторые практические выводы. Получение стекол с минимальными диэлектрическими потерями возможно лишь при малом содержании в их составе щелочных окислов. Если технология изготовления стекол требует введения последних, то следует предпочитать натрию калий, а при больших количествах щелочных примесей применять и тот и другой одновременно. Снижение потерь может быть достигнуто введением окислов двухвалентных металлов.

4-8. ОСОБЕННОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В КЕРАМИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Выше отмечалось, что керамические материалы, как правило, состоят из двух фаз — кристаллической (поликристаллической) и аморфной (стекловидной). Не вдаваясь в подробности принципов технологии и структурообразования керамических диэлектриков, отметим, что

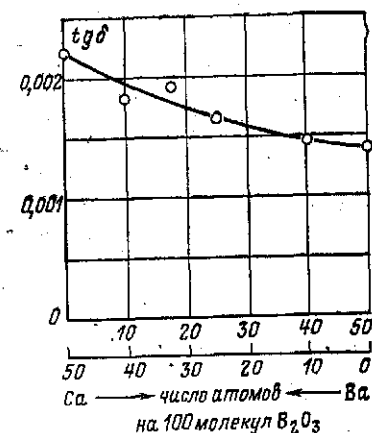


Рис. 4-23. Зависимость $\text{tg } \delta$ тройного стекла от концентрации Ca и Ba при постоянной суммарной концентрации $\text{Ca} + \text{Ba}$, равной 50 атомам на 100 молекул B_2O_3 .

обе фазы в разных материалах сильно отличаются как по количеству (соотношению), так и по качеству (составу и структуре). Поэтому имеется много закономерностей, не совпадающих в разных материалах. Однако можно отметить и некоторые общие положения. Уровень диэлектрических потерь в керамических материалах обычного типа (не сегнетоэлектрического) определяется в первую очередь стекловидной фазой, для которой справедливы закономерности, описанные в § 4-7. При прочих равных условиях с увеличением количества стек-

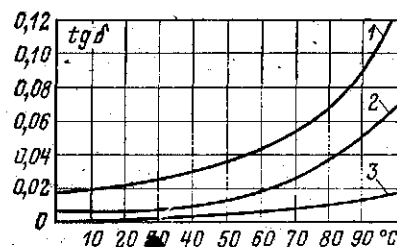


Рис. 4-24. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ фарфора и стеатитовой керамики от температуры.

1 — фарфор; 2 — нормальный (низкочастотный) стеатит; 3 — высокочастотный стеатит.

фарфора в сравнительно большом количестве. Этим объясняются большой $\operatorname{tg} \delta$ обычного фарфора, в том числе высоковольтного, и резкий рост его с повышением температуры. При снижении содержания в керамике стекловидной фазы и окислов щелочных металлов диэлектрические потери и зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от температуры уменьшаются. Например, в магниевой керамике (стеатите), изготавливаемой на основе минерала — талька, диэлектрические потери очень малы.

Снижению диэлектрических потерь в керамике, содержащей в своем составе значительные количества окислов натрия и калия, способствует рассмотренный выше (для стекол) нейтрализационный эффект, получающийся при добавлении окисла бария. На рис. 4-24 показана зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от температуры при частоте 50 Гц для трех керамических материалов — обычного фарфора, нормального стеатита и высокочастотного стеатита, отличающегося введением в его массу некоторого количества окиси бария.

Отметим, что первый отечественный керамический материал для радиотехники — радиофарфор, разработанный Н. П. Богородицким, отличается от обычного фарфора добавкой окиси бария. Дальнейшее усовершенствование высокочастотных керамических материалов по пути снижения стекловидной фазы в его составе привело к созданию цельзиановой керамики, $\operatorname{tg} \delta$ которой при 20°C меньше 0,0002, а при 300°C не выше 0,0004. Такие низкие значения $\operatorname{tg} \delta$ при столь высокой температуре объясняются практически полным отсутствием ионной электропроводности керамики до 400°C и преобладанием электронной электропроводности до 600°C, слабым проявлением миграционной поляризации. Эта керамика получается на основе кристаллического минерала цельзиана, химический состав которого $\text{BaO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \times \text{X}2\text{SiO}_2$. Ничтожные потери имеет также керамический материал на основе спеченной окиси алюминия — алюминоксид, лучшие разновидности которого почти не содержат стекловидной фазы.

Из числа примесей, с которыми обычно приходится иметь дело в керамике, следует особо выделить две группы.

1. Окислы железа, титана и некоторые другие, являющиеся полупроводниками с электронной проводимостью.

2. Окислы щелочных металлов, являющиеся соединениями с ионной проводимостью.

Примеси полупроводникового типа присущи в основном поликристаллической фазе керамических материалов и поэтому влияют на потери, если в керамике преобладает кристаллическая фаза. Щелочные примеси, свойственные стекловидной фазе, оказывают влияние на диэлектрические потери через последнюю.

Примеси полупроводникового типа, содержащиеся в основном в поликристаллической фазе керамики, могут вызвать большой рост $\operatorname{tg} \delta$, особенно при повышенных температурах, в то время как проводимость практически не меняется. Увеличение потерь происходит за счет поляризационных потерь, вызванных структурными изменениями поликристаллической фазы. Так, при изменении $\operatorname{tg} \delta$ и удельного объемного сопротивления двух образцов спеченной окиси алюминия — алюминоксида нормальной чистоты и с добавкой примеси полупроводникового типа было найдено, что $\operatorname{tg} \delta$ при комнатной

температуре и частоте 10^6 Гц у образца с примесью увеличился ненамного, однако при температуре около 400°C вырос уже в 6 раз. Характер зависимости от температуры удельного сопротивления при добавке примеси практически не изменялся.

Ниже приведен пример, иллюстрирующий влияние количества окислов Na_2O и K_2O (суммарно) и BaO на $\text{tg } \delta$ образцов стеатитовой керамики, содержащей практически одинаковое количество основных компонентов — окиси кремния и окиси магния. Первый образец содержал Na_2O и K_2O в количестве 0,33% и 9,9% BaO ; второй — соответственно 0,12 и 11,23%. При комнатных температурах $\text{tg } \delta$ обоих образцов были близки друг к другу, а при 400°C первый имел $\text{tg } \delta$ около 0,004, второй около 0,002; $\text{tg } \delta$ первого материала начал резко увеличиваться с ростом температуры после 150°C , у второго рост $\text{tg } \delta$ замедленный.

Известно, что режим обжига и характер газовой среды при обжиге (окислительная, восстановительная) сильно влияют на структуру и свойства керамики. Это влияние проявляется и на значениях $\text{tg } \delta$ стеатитовой керамики с примесями окиси железа, как показано на следующем примере. Образцы стеатитовой керамики с одинаковым содержанием окисла железа Fe_2O_3 , введенной в массу в виде свежесажженного гидрата окиси железа, были обожжены в разных средах: окислительной и сильно восстановительной. При содержании окисла железа до 6% характер среды практически не повлиял на $\text{tg } \delta$. При содержании окисла около 8% у образцов, обожженных в окислительной среде, $\text{tg } \delta$ был около 0,009, а у обожженных в сильно восстановительной среде — 0,002.

4.9. ОСОБЕННОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В ЦЕЛЛЮЛОЗНЫХ МАТЕРИАЛАХ

В ряде электротехнических изделий — в трансформаторах, кабелях, конденсаторах, аппаратуре высокого напряжения — широко применяются целлюлозные бумаги и картоны, пропитанные жидкими диэлектриками. Диэлектрические потери пропитанных целлюлозных материалов определяются потерями в отдельных компонентах (бумага и жидкость) и соотношением компонентов. Сами целлюлозные материалы в непропитанном состоянии всегда неоднородны. Их основными составными ча-

стями являются клетчатка и воздух, заполняющий поры. В целлюлозе, кроме клетчатки, всегда имеются различные примеси и загрязнения, содержание которых может быть найдено по зольности.

Формулы для расчета $\text{tg } \delta$ пропитанных и непропитанных целлюлозных материалов могут быть получены на основе модельных представлений о структуре бумаги аналогично тому, как это выполнялось при выводе формул (2-53) и (2-54) для расчета диэлектрической проницаемости бумаг. Для расчета значений $\text{tg } \delta$ непропитанных и пропитанных конденсаторных бумаг могут быть использованы формулы В. Т. Ренне. Однако они дают менее точные результаты, чем соответствующие уравнения для относительной диэлектрической проницаемости. Уравнения В. Т. Ренне для $\text{tg } \delta$ выведены по модели последовательного соединения волокон и пор, что может быть приемлемым только для тонких, плотных бумаг, изготовленных из массы жирного размола. Для бумаг больших толщин и менее плотных более точные результаты дают уравнения, составленные для модели смешанного соединения волокон и пор — параллельно-последовательного. Однако эти уравнения несколько сложнее.

Ниже приведены формулы В. Т. Ренне для расчета $\text{tg } \delta$ конденсаторных бумаг.

Для высушенной непропитанной конденсаторной бумаги $\text{tg } \delta$ рассчитывается по уравнению

$$\text{tg } \delta = \frac{\text{tg } \delta_k}{1 + \frac{\epsilon_{rk}(d_k - d)}{d}}, \quad (4-33)$$

где $\text{tg } \delta_k$ — определяется потерями в клетчатке;

ϵ_{rk} — относительная диэлектрическая проницаемость клетчатки;

d_k и d — плотности клетчатки и бумаги.

Во влажной бумаге $\text{tg } \delta$ будет всегда выше рассчитанного по (4-33) и зависит от содержания влаги.

Для конденсаторной бумаги, так пропитанной жидким диэлектриком, что отсутствуют незаполненные поры, выражение для $\text{tg } \delta$ имеет вид:

$$\text{tg } \delta = \frac{\text{tg } \delta_k}{1 + \frac{\epsilon_{rk}(d_k - d)}{\epsilon_{rm}d}} + \frac{\text{tg } \delta_m}{1 + \frac{\epsilon_{rm}d}{\epsilon_{rk}(d_k - d)}}, \quad (4-34)$$

где $\text{tg } \delta_m$ определяется потерями в жидком диэлектрике; ϵ_{rm} — относительная диэлектрическая проницаемость жидкого диэлектрика.

Остальные обозначения такие же как в (4-33).
Уравнение (4-34) не учитывает возможного остаточного содержания влаги. Практически на производстве не удастся полностью избежать остатков влаги и незаполненных пор. Полное удаление влаги и заполнение пор достигаются применением высокого вакуума при сушке и пропитке и требуют особо тщательного проведения технологических операций.

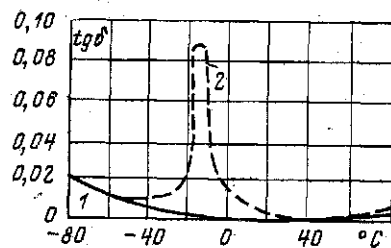


Рис. 4-25. Зависимость $\text{tg } \delta$ от температуры для изоляции бумажного конденсатора, пропитанной нефтяным маслом (1) и соволом (2).

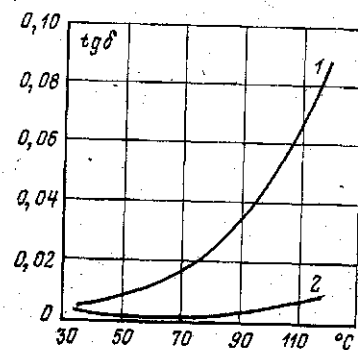


Рис. 4-26. Зависимость $\text{tg } \delta$ от температуры для отливков из сульфатной целлюлозы.

1 — зольность повышена с 0,3 до 0,95% при помощи раствора Na_2CO_3 ; 2 — то же, но при помощи раствора $\text{Ca}(\text{HCO}_3)_2$.

общим содержанием золы, но в очень большой степени ее составом. Особенно большое влияние на $\text{tg } \delta$ целлюлозных материалов оказывает водорастворимая часть золы. Такие продукты хорошо диссоциируют, а поэтому

обуславливают большое содержание в материале свободных ионов, увеличивающих проводимость.

Для пропитанных целлюлозных материалов $\text{tg } \delta$ существенно зависит от их плотности. Если пропитка производится неполярной жидкостью, $\text{tg } \delta$ которой меньше, чем у полярной клетчатки (при обычных условиях его можно принять около 10^{-2}), то уменьшение плотности бумаги, т. е. уменьшение содержания клетчатки в композиционном материале, приводит к снижению его $\text{tg } \delta$. Бумаги, диэлектрические потери которых должны быть минимальны, следует изготавливать из целлюлозы с высокой степенью чистоты, малой зольности и пониженной плотности. При пропитке бумаги диэлектриком, $\text{tg } \delta$ которого больше, чем у клетчатки, уменьшение плотности бумаги приводит к повышению $\text{tg } \delta$ пропитанной бумаги. Известно, что между отдельными слоями бумажной изоляции неизбежны прослойки. В непропитанной изоляции — это воздушные прослойки, в пропитанной — прослойки из пропитывающей жидкости, могут быть и остатки воздуха. Для бумажной изоляции, пропитанной жидкими диэлектриками с малым $\text{tg } \delta$, например высококачественным кабельным или конденсаторным нефтяным маслом, наблюдается снижение $\text{tg } \delta$ с увеличением (до некоторого предела) числа слоев. Например, при $\text{tg } \delta$ одного слоя кабельной бумаги, пропитанной маслом, 0,006, при 20 слоях он снижается до 0,003. Дальнейшее увеличение числа слоев практически не влияет на $\text{tg } \delta$. Такое уменьшение $\text{tg } \delta$ объясняется положительным влиянием масляных прослоек между отдельными слоями бумаги. В непропитанной бумажной изоляции наблюдаются аналогичные явления, вызванные воздушными прослойками.

В целлюлозной изоляции, пропитанной жидким диэлектриком, в достаточно сильных электрических полях возникают местные ионизационные процессы, называемые частичными разрядами, или сокращенно ЧР. В некоторых работах, посвященных этим явлениям, причиной возникновения ЧР в бумажно-масляной изоляции считается ионизация газовых включений. Однако в настоящее время благодаря применению рациональных режимов сушки и пропитки в изоляции остается весьма незначительный объем воздуха; есть указания на то, что он составляет десятые доли процента. Поэтому весь остаточный воздух должен полностью растворяться в масле, так

что в свободном состоянии воздуха не остается. Следовательно, свободные газовые объемы в этих условиях могут возникать в результате достаточно интенсивного разложения масла разрядами в нем. Электрические прочности тщательно очищенного масла и воздуха в очень малых объемах — в тонких слоях, не превышающих десятков микрометров, мало отличаются между собой, и может оказаться, что электрическая прочность масла даже ниже. Тогда начало ионизационного процесса в бумажно-масляной изоляции при отсутствии макроскопических воздушных включений может быть связано с ионизацией самого масла. Под начальной ионизацией понимают процесс малой интенсивности, который может продолжаться тысячи часов, не приводя к полному пробое, несмотря на то, что он и вызывает известное разрушение вещества. Слабые частичные разряды в бумажно-масляной изоляции могут иметь место при отклонениях от нормального рабочего режима трансформаторов, например при временных перенапряжениях. Под термином «напряжение начальной ионизации» понимают наименьшее напряжение, вызывающее появление слабых ионизационных процессов, не вызывающих заметного разрушения изоляции. Термину «напряжение критической ионизации» соответствует наименьшее напряжение возникновения достаточно интенсивной ионизации, вызывающей в короткое время заметное разрушение изоляции, сопровождающееся уменьшением напряжения ионизации.

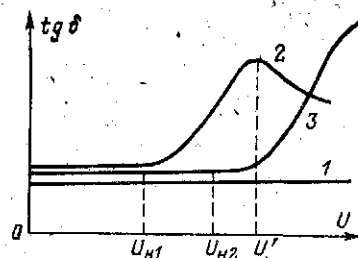


Рис. 4-27. Характерные зависимости $\text{tg } \delta$ бумажно-масляной изоляции от напряжения.

1 — ионизации нет; 2 — имеются локальные газовые включения, не увеличивающиеся с ростом напряжения; 3 — ионизация в изоляции без локальных газовых включений.

Более подробно ионизационные процессы в бумажно-масляной изоляции будут рассмотрены в гл. 5, посвященной явлению пробоя. Здесь ограничимся указаниями на влияние этих процессов на $\text{tg } \delta$. Начало ионизационных процессов в бумажно-масляной изоляции определяется на графике зависимости $\text{tg } \delta$ от напряжения соответствующим «ионизационным коленом» — точкой начала интенсивного роста $\text{tg } \delta$ аналогично тому, как это было пока-

зано на рис. 4-4 для стекла с воздушным зазором. Для бумажно-масляной изоляции зависимость $\text{tg } \delta$ от напряжения дана на рис. 4-27. При отсутствии ионизации $\text{tg } \delta$ не зависит от приложенного напряжения. В случае наличия локальных газовых включений достаточно больших объемов ионизация начинается при сравнительно низком напряжении U_{H1} , и кривая имеет максимум при напряжении U' аналогично тому, который виден на рис. 4-4. В случае отсутствия локальных включений ионизация начинается при более высоком напряжении U_{H2} (кривая 3) и $\text{tg } \delta$ растет, не проявляя тенденции к стабилизации своего значения.

При тепловом старении бумажно-масляной изоляции рост диэлектрических потерь определяется преимущественно увеличением потерь в масле.

ГЛАВА ПЯТАЯ

ПРОБОИ ДИЭЛЕКТРИКОВ

§ 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

В предыдущих главах было показано большое разнообразие электрических процессов и их закономерностей в электрической изоляции при выполнении ее функций. В этом отношении не представляет исключения и явление пробоя, приводящее к нарушению нормального выполнения функций электрической изоляции. В связи с особенностями диэлектриков разного агрегатного состояния будут рассмотрены отдельно явления пробоя газообразных, жидких и твердых диэлектриков, а также их композиций. В § 4-2, 4-3 и 4-9 уже были рассмотрены некоторые явления неполного пробоя, связанные с особенностями неоднородных электрических полей, убеждающие в том, что параметры поля оказывают влияние на процессы пробоя.

Пробой — потеря электрической прочности под действием напряженности электрического поля — может иметь место как в образцах различных диэлектриков и систем изоляции, так и в электроизоляционных системах любого электротехнического устройства — от мощных генераторов и высоковольтных трансформаторов до любого бытового прибора.

Сочетание в системах изоляции материалов, разных по электрической прочности, может приводить к серьезным осложнениям в эксплуатации самых разнообразных электротехнических устройств, особенно высокого напряжения, где изоляция работает в сильных электрических полях и может возникнуть ее пробой.

Первостепенное значение имеет определение физической природы процессов, происходящих в электрической изоляции, которые приводят к пробоям. Эти вопросы, освещаемые в теориях пробоя диэлектриков, позволяют совершенствовать сами электроизоляционные материалы, системы изоляции электротехнических устройств, повышать надежность их работы. Поэтому вопросам пробоя уделяется достаточно большое внимание.

В зависимости от состава изоляции, ее конструкции и условий эксплуатации процессы, возникающие в ней и приводящие в конечном счете к пробоям, могут протекать по-разному. Иными словами, причины пробоя (его механизмы) бывают различными; не существует поэтому единой универсальной теории пробоя. Здесь нет необходимости рассматривать все существовавшие теории пробоя, тем более, что некоторые из них сейчас потеряли свою ценность. В любой изоляции пробой приводит к образованию в ней канала повышенной проводимости, достаточно высокой, чтобы произошло короткое замыкание в данном электротехническом устройстве, создающее аварийную ситуацию, по существу выводящую это устройство из строя. Однако в этом отношении пробой может проявлять себя в разных системах изоляции по-разному. В твердой изоляции, как правило, канал пробоя сохраняет высокую проводимость после выключения приведшего к пробоя напряжения, явление протекает необратимо. Из этого правила бывают редкие исключения, когда место пробоя после снятия напряжения восстанавливает высокое электрическое сопротивление — «заплывает», «залечивается». В газообразных и жидких диэлектриках вследствие высокой подвижности их частиц электрическое сопротивление канала пробоя восстанавливается после снятия вызвавшего его напряжения практически мгновенно.

В дальнейшем отмеченные здесь закономерности пробоя для диэлектриков в разных агрегатных состояниях будут рассмотрены подробнее вместе с соответствующими теориями пробоя.

Для всех диэлектриков независимо от их вида характерно так называемое предпробивное состояние; наступающее, вообще говоря, за разное время перед пробоем. Оно может быть определено как неустойчивая зависимость тока от напряжения, как нарушение закона Ома. Предпробивное состояние можно определить как состояние достаточно интенсивного превышения роста тока над ростом напряжения. В результате в какой-то точке графика зависимости тока от напряжения наступает перелом, характеризующийся резким повышением тока даже тогда, когда напряжение уменьшается. Принципиальный график, иллюстрирующий вышеизложенное, представлен на рис. 5-1. Точка перегиба Π есть точка пробоя.

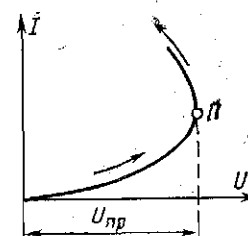


Рис. 5-1. Зависимость тока электропроводности от напряжения при пробое.

5-2. МЕХАНИЗМ ПРОБОЯ ГАЗООБРАЗНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

В гл. 3 и 4 отмечалось, что пробой газообразных диэлектриков начинается в результате ударной ионизации. Наиболее подробно изучены процессы пробоя воздуха. Основные теоретические положения, которые получены в ходе исследований пробоя воздуха, могут быть отнесены к газообразным диэлектрикам вообще; в случае необходимости будут сделаны соответствующие оговорки для других газов.

В § 4-2, посвященном диэлектрическим потерям в газах, были определены понятия энергии ионизации и потенциала ионизации. Отметим, что потенциал ионизации для разных газов имеет значение от 4 до 25 В.

У электроотрицательных газов нарастание лавины свободных зарядов затруднено, поэтому они имеют повышенную электрическую прочность. По сравнению с ними газы, не обладающие такими свойствами, в частности инертные (гелий, неон, аргон, криптон, ксенон), имеют пониженную электрическую прочность. Способность молекул газа захватывать свободные электроны зависит от энергии сродства к электрону. В электроотрицательных газах могут быть и положительные ионы —

молекулы, потерявшие электрон. При достаточно большой напряженности ударную ионизацию могут производить ионы.

Ударная ионизация электронами возникает тогда, когда скорость электрона в электрическом поле становится достаточно большой. Направленная скорость электрона может быть найдена из уравнения

$$v_e \approx 600\sqrt{U}, \quad (5-1)$$

где U — разность потенциалов на расстоянии длины свободного пробега электрона, λ .

Плотность тока, возникшего в газе под действием ударной ионизации, определяется следующим уравнением:

$$I = J_0 e^{\alpha h}, \quad (5-2)$$

где J — плотность тока ударной ионизации;

J_0 — плотность тока насыщения;

α — коэффициент ударной ионизации (число ударных ионизаций, вызванных одним электроном на единице длины);

h — расстояние между электродами.

Однако данные расчета, полученные с помощью формулы (5-2), удовлетворительно совпадают с результатами эксперимента только в ограниченном диапазоне расстояния между электродами, в частности до 7 мм. При большем расстоянии определенный по этой формуле ток оказывается ниже экспериментальных значений. Это обстоятельство указывает, что, помимо ударной ионизации, в этих условиях существуют добавочные источники свободных зарядов. Теория пробоя газа, базировавшаяся на развитии лавины свободных зарядов только под действием ударной ионизации, была разработана Таунсендом. Впоследствии она была дополнена представлениями, которые учитывают и другие физические явления, сопутствующие ударной ионизации. Вторичными явлениями, приводящими к усиленному образованию свободных зарядов, могут быть выход электронов из катода под действием ударов положительных ионов и образующихся в разряде фотонов, а также фотоионизация молекул газа.

Возникновение фотонов в пространстве между электродами имеет такое объяснение. При столкновении электронов с молекулами бывают случаи, когда молеку-

ла не ионизируется, а приобретает некоторую избыточную энергию (переходит в возбужденное состояние); в следующий момент молекула выделяет эту избыточную энергию, излучая фотон, который обладает относительно большой энергией. Излучение фотонов возбужденными молекулами происходит за чрезвычайно малые отрезки времени, обычно 10^{-8} с. Выделенные фотоны могут поглощаться другими молекулами, которые при этом ионизируются.

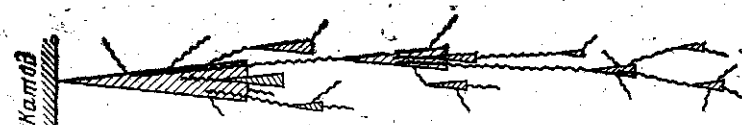


Рис. 5-2. Схема распространения стримера в газе.

Заштрихованные области — электронные лавины; волнистые линии — пути движения фотонов.

Рассмотрим подробнее процесс развития пробоя газа, называемого часто разрядом. На рис. 5-2 схематически показано распространение в пространстве между электродами головки разрядного канала — стримера, поясняющего механизм пробоя газа. Внутри каждой области с электронной лавиной вследствие ударной ионизации возрастают число свободных электронов, движущихся к аноду, и число положительных ионов, перемещающихся к катоду. Фотоны (на рис. 5-2 их появление отмечено началом волнистых линий) распространяются со скоростью $3 \cdot 10^8$ м/с. Благодаря такой большой скорости они обгоняют электронную лавину и, сталкиваясь с нейтральными частицами (в конце волнистых линий), ионизируют их. В этих точках зарождаются новые электронные лавины,двигающиеся к аноду уже впереди первой лавины. Далее, эти новые лавины, догоняя «хвосты» возникающих впереди лавин, сливаются с ними, образуя отрицательный стример. Вследствие большей подвижности электронов по сравнению с ионами в «хвостах» электронных лавин будут преобладать положительные ионы, которые образуют положительный встречный стример, направленный к катоду. Концентрация положительных ионов наибольшая около анода, так как здесь имеет место наиболее интенсивная ударная ионизация, вызванная резким местным увеличением напряженности. При концентрации положительных ионов около 10^{18} в 1 м^3 возникает интенсивная фотоионизация, освобож-

дающиеся при этом электроны устремляются в головную часть положительного стримера; одновременно в положительном стримере возрастает концентрация ионов под действием фотоионизации. Таким образом, возникает проводящая плазма, состоящая из положительных и отрицательных зарядов, которая и замыкает электроды накоротко. Весь этот процесс на каждом этапе развивается с очень большими скоростями, а поэтому в целом происходит за очень короткое время. Например, в однородном поле при расстоянии между электродами в 1 см на разряд по стримерному механизму требуется около 10^{-7} с; при малых расстояниях для развития разряда требуется большее время. Приведенные цифры относятся к нормальным условиям плотности и температуры.

Пробивным напряжением газового промежутка является напряжение искрового разряда, происходящего при сравнительно низкой плотности тока в разрядной плазме. Кроме полного искрового разряда, может быть неполный, наблюдающийся в полях с достаточно большой степенью неоднородности. Это явление, известное под названием короны, было описано в гл. 4. При достаточной мощности источника напряжения искровой разряд может перейти в дуговой, характеризующийся большой плотностью тока. Переход искрового разряда в дуговой связан с очень быстрым расширением главного искрового разряда и «взрывной волной» в радиальном направлении канала плазмы. При дуговом разряде имеет место термическая ионизация газа.

Из стримерной теории пробоя газов может быть получено следующее уравнение, показывающее функциональную зависимость электрической прочности газов от коэффициента ионизации α , давления газа p и расстояния между электродами h (толщины изоляции):

$$\frac{E_{\text{пр}}}{p} \left(\frac{h}{p} \right)^{1/2} = K \frac{\alpha}{p} e^{\frac{\alpha}{p} (ph)} \quad (5-3)$$

В этом уравнении характерным параметром является произведение давления на расстояние ph .

Рассмотренный выше механизм пробоя газов справедлив при постоянном напряжении и низких частотах. При высоких частотах явления пробоя в газах сильно отличаются и могут быть объяснены особыми механизмами, которые будут рассмотрены отдельно.

5-3. ИМПУЛЬСНЫЙ ПРОБОЙ ГАЗООБРАЗНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ И ВРЕМЯ ФОРМИРОВАНИЯ РАЗРЯДА

Время формирования разряда в газах приобретает особое значение при кратковременных импульсных воздействиях высокого напряжения и при достаточно высоких частотах.

При импульсном пробое неизбежно приходится иметь дело с статистическим временем запаздывания, сущность которого сводится к следующему. При очень кратковременном воздействии напряжения в данном искровом промежутке (расстояние между электродами) может не хватать свободных электронов (или совсем не оказаться), необходимых для начальной стадии процесса образования электронных лавин.

В результате этого при импульсном пробое газов наблюдается большой разброс пробивных напряжений, в то время как при постоянном напряжении и при низких частотах разброс незначителен. При сравнительно быстро чередующихся один за другим импульсных разрядах одного и того же промежутка, когда в нем остаются в некотором количестве свободные заряды, последующие разряды происходят при меньших напряжениях, чем первые. Время запаздывания и разброс пробивных напряжений можно снизить, создав условия, при которых в искровом промежутке будут иметь место свободные заряды. Этого можно достичь, например, за счет достаточно интенсивного облучения его ультрафиолетовым светом, являющимся, как было отмечено в гл. 3, одним из факторов естественной ионизации. Понятие о времени запаздывания дает также и рис. 5-3, на котором показана зависимость напряжения от времени для импульса при импульсном пробое газа.

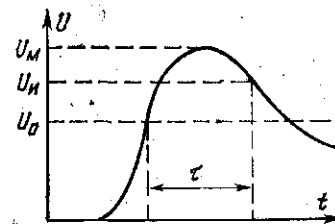


Рис. 5-3. Зависимость напряжения от времени при импульсном пробое газа.

Напряжение U_0 соответствует постоянному пробивному напряжению, так называемому статическому; U_m — максимальное напряжение импульса, а напряжение U_n есть импульсное пробивное напряжение. Время запаздывания разряда обозначено буквой τ . Часть кри-

вой от 0 до U_m называют фронтом волны, он может быть разной крутизны, как и спад импульса — часть кривой за значением U_m . За критерий пробоя обычно принимают резкое падение напряжения между электродами, соответствующее проскакиванию искры.

Из рис. 5-3 следует очень важный вывод о том, что импульсное пробивное напряжение больше статического. Его называют перенапряжением. Отношение пробивного напряжения при импульсе к пробивному статическому

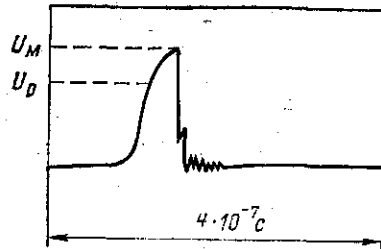


Рис. 5-4. Осциллограмма пробоя воздуха $\tau = 4 \cdot 10^{-7}$ с.

носит название коэффициента импульса. Коэффициент импульса зависит и от формы самого импульса (крутизны фронта и спада), от формы электродов и расстояния между ними.

Если импульсная электрическая прочность определяется для разрядного промежутка между электродами Роговского, создающими однородное электрическое поле, то коэффициент импульса не превышает 1,2. В резко неоднородных полях, когда возможность начальной ионизации «привязана» к ограниченному объему, коэффициент импульса повышается, но обычно не превышает 2.

На рис. 5-4 приведена осциллограмма пробоя воздушного искрового промежутка при общем отрезке времени $4 \cdot 10^{-7}$ с. Время запаздывания в этом случае было оценено в $2 \cdot 10^{-8}$ с. Пробой произошел на максимуме импульса напряжения. Для данного искрового промежутка статическое пробивное напряжение равнялось 8,4 кВ, а пробивное импульсное составило 10 кВ. Следовательно, коэффициент импульса был около 1,19. Заметим, что в зависимости от условий пробой может происходить и на фронте и на спаде импульса. Чем круче фронт и меньше максимальное напряжение импульса, тем вероятнее пробой на спаде импульса, тем больше время запаздывания. Время запаздывания, как правило, имеет место при любых значениях ph [см. формулу (5-3)]. Однако с ростом давления число свободных электронов в данном объеме увеличивается, вследствие чего время запаздывания уменьшается. В нормальных

условиях в 1 см^3 воздуха под действием факторов естественной ионизации каждую секунду возникает в среднем от 10 до 20 свободных электронов. При достаточно большой напряженности поля эти электроны и начинают ударную ионизацию. Интенсивно снижает время запаздывания сильное освещение катода ультрафиолетовым светом, поскольку оно вызывает фотоэффект — выход электронов из катода. Например, с помощью кварцевой ртутной лампы можно создать фототок с катода плотностью 10^{-12} — 10^{-5} А/м^2 . Для показа эффективности этого воздействия следует отметить, что при плотности фототока 10^{-6} А/м^2 с поверхности катода размером 1 см^2 выходит $6 \cdot 10^9$ электронов в секунду. Большое количество электронов, выходящих из катода, создает объемный заряд в газе, что способствует снижению пробивного напряжения. Сильно снижает статистическое запаздывание нагревание катода, вызывающее термоэлектронную эмиссию.

Таблица 5-1

Скорость распространения электронной лавины в воздухе и кислороде

Вид газа	Давление p , кПа	Напряженность поля E , кВ/м	E/p	Скорость v , 10^6 м/с
Воздух	36,0	1100	30,6	1,25
	19,0	530	27,9	1,40
	10,5	400	38,2	1,60
кислород	68,0	1140	16,5	0,75
	36,0	660	18,3	
	16,5	360	21,8	

При исследовании импульсных пробоев можно экспериментально определять время формирования разряда. Для этого нужно создать условия для устранения запаздывания и определить время от момента наложения напряжения до момента пробоя. Если время запаздывания устранено, а продолжительность импульса меньше времени формирования разряда, то коэффициент импульса растет. По экспериментальной оценке время формирования разряда составляет около 10^{-7} с в условиях, когда $ph > 270 \text{ Па} \cdot \text{м}$, что соответствует его оценке по стримерному механизму пробоя. При малых значениях ph время запаздывания доходит до 10^{-3} — 10^{-5} с, что

соответствует временам, рассчитываемым по теории Таунсенда.

Время формирования разряда различно у разных газов, поэтому приведенные выше значения следует считать применительно к газам вообще ориентировочными. Причина различия времен формирования разряда определяется тем, что в разных газах скорость движения электронных лавин неодинакова. В табл. 5-1 даны значения скорости распространения электронных лавин в воздухе и в кислороде при определенных давлениях и напряженностях электрического поля при постоянной температуре 20°C.

Данные таблицы показывают, что при изменениях по отдельности давления и напряженности, но сохранении одного порядка их отношения друг к другу, скорости распространения лавин в каком-либо газе остаются практически на одном уровне, однако существенно отличаются для различных газов. В кислороде скорость распространения значительно ниже, чем в воздухе. Скорость, с которой распространяется электронная лавина, созданная ударной ионизацией, вообще не равна скоро-

Таблица 5-2

Сравнение электрической прочности разных газов

Газ	Химический состав	Отношение электрических прочностей газа к воздуха	Температура кипения, °C
Воздух	Смесь	1,0	-192
Азот	N ₂	1,0	-195,8
Кислород	O ₂	0,9	-183
Водород	H ₂	0,6	-252,8
Углекислый газ	CO ₂	0,9	-78,5
Гексафторид серы (элегаз)	SF ₆	2,3—2,5	-63,8
Дихлордифторметан (фреон)	CCl ₂ F ₂	2,4—2,6	-28
Трихлорфторметан	CCl ₃ F	3—4	-24,1

сти переноса электронов электрическим полем при напряженностях ниже начала ударной ионизации. Серия опытов по определению времени формирования разряда по импульсным пробоям в воздухе, элегазе и гелии (неочищенном) при устраненном статистическом времени запаздывания показала зависимость времени формирования от перенапряжения. При расстояниях между

электродами 2—4 мм и перенапряжениях 10—20% время формирования оказалось около $(2—4) \cdot 10^{-7}$ с. В указанных исследованиях условия экспериментов были таковы, что электронная лавина пересекала весь разрядный промежуток, причем пробой был одностримерным, без разветвлений основного разрядного канала. Было установлено, что при одностримерном пробое и пересечении электронной лавиной всего промежутка между электродами время формирования разряда прямо пропорционально длине промежутка.

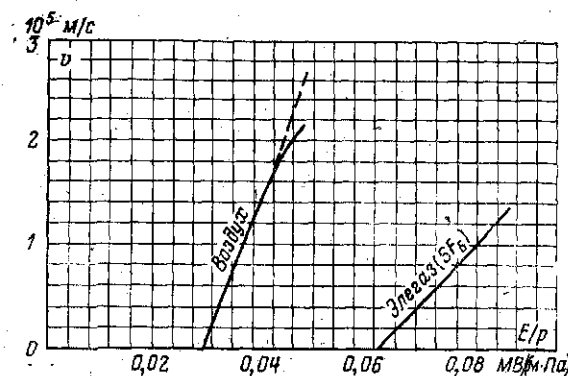


Рис. 5-5. Зависимость скорости распространения электронной лавины от отношения E/p .

На рис. 5-5 показаны кривые зависимости скорости распространения электронной лавины в разных газах от отношения напряженности электрического поля к давлению газа (E/p), которое, как было показано выше, является характерной величиной в процессе формирования разряда. Из рис. 5-5 видно, что одинаковые скорости распространения электронной лавины в воздухе достигаются при значительно меньшем значении E/p , чем в электроотрицательном элегазе, электрическая прочность которого много больше. В табл. 5-2 даны значения электрической прочности разных газов по отношению к таковой для воздуха в практически однородном поле на постоянном напряжении.

5-4. ВЛИЯНИЕ РАЗНЫХ ФАКТОРОВ НА ПРОБОЙ ГАЗООБРАЗНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Из отмеченных выше особенностей пробоя газов при импульсах и данных о времени формирования разряда

видно, что время воздействия напряжения — экспозиция может влиять на электрическую прочность газов лишь при очень малых ее значениях. При очень коротких импульсах коэффициент импульса возрастает. При постоянном напряжении и напряжении промышленной частоты электрическая прочность газов практически не зависит от времени воздействия напряжения: при увеличении напряжения на промежутке пробой происходит практически мгновенно при достижении пробивного значения напряженности. В силу изложенных выше особенностей пробоя газов вытекает такая закономерность: при невысокой частоте (50—60 Гц) пробивным напряжением газов является амплитудное значение, а не действующее. Пробивные напряжения данного промежутка при постоянном напряжении равны амплитудному значению напряжения невысокой частоты. В однородном электрическом поле при расстоянии между электродами 1 см электрическая прочность воздуха равна практически 3 МВ/м. При экспериментальном определении пробивного напряжения на частоте 50 Гц с помощью вольтметра, показывающего действующее значение напряжения, необходимо иметь в виду, что отклонение кривой напряжения от правильной синусоидальной формы приводит к ошибкам.

При изменении частоты в небольших пределах электрическая прочность газов не меняется; например, при 50 и 60 Гц она одинакова. При переходе к высоким частотам положение меняется вследствие того, что многие свободные заряды в пространстве между электродами не успевают за время полупериода достигать соответствующих электродов. Происходит образование пространственного заряда, искажающего картину электрического поля и влияющего на развитие процесса разряда. В различных газах электрическая прочность по-разному зависит от частоты, если изменяются форма электродов и расстояние между ними. Общий характер зависимости электрической прочности от частоты может быть выражен следующим образом: начиная от некоторого значения частоты, наблюдается уменьшение электрической прочности воздуха, которая при частоте между 1 и 10 МГц становится минимальной. Далее следует рост, иногда довольно быстрый, причем электрическая прочность при высокой частоте может стать больше прочности при низкой частоте. Этой закономерности

можно дать такое объяснение: падение электрической прочности с ростом частоты связано с искажением поля за счет образования положительных пространственных зарядов, а рост вызван затруднением начала и развития ударной ионизации за очень малое время полупериода. Заметная разница в значениях пробивного напряжения между сферическими электродами имеет место при переходе от 60 Гц к 30 кГц и от 30 к 60 кГц; при частотах от 60 до 425 кГц пробивное напряжение заметно не изменяется; с увеличением расстояния между сферами от 2,0 до 25 мм разница в значениях электрической прочности при разных частотах возрастала. Есть указания на то, что при частотах 35—70 кГц электрическая прочность воздуха значительно ниже, чем при 50 Гц, причем в отдельных случаях электрическая прочность снижается до 0,2 МВ/м. Описан случай, когда при подаче напряжения 400 кВ с частотой 60 кГц на соединенные параллельно искровые промежутки различной длины промежуток длиной 194 см был пробит, а промежуток в 150 см пробит не был. Автор этого эксперимента объяснил данный случай тем, что в большем промежутке было более сильное искажение поля объемными зарядами.

Выше отмечалась функциональная зависимость электрической прочности воздуха от произведения давления на расстояние между электродами (см. § 5-3). Эта зависимость не исключает необходимости отдельного рассмотрения влияния расстояния и давления на электрическую прочность газов, что будет сделано ниже. На практике часто приходится иметь дело с пробоем газов при неизменном значении одного из отмеченных выше множителей — давления или расстояния. В сравнительно однородных электрических полях пробивное напряжение газов однозначно определяется произведением давления на расстояние между электродами. Это положение известно под названием закона Пашена, в общем неплохо совпадающего с практическими данными. На рис. 5-6

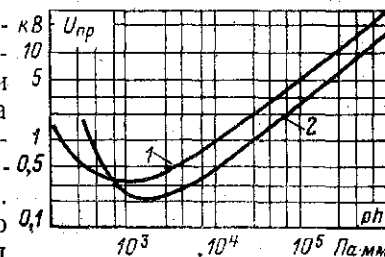


Рис. 5-6. Графики, иллюстрирующие закон Пашена.
1 — воздух; 2 — водород.

даны иллюстрации закона Пашена для воздуха и водорода (масштабы на обеих осях логарифмические). Как видно, закон Пашена выражается одинаковыми графиками для разных газов. Характерно наличие определенных минимальных значений пробивных напряжений. Значения ph для минимальных пробивных напряжений воздуха и водорода близки друг к другу. Наличие минимума пробивного напряжения указывает на то, что любой газовый промежуток при любом давлении не может быть пробит при меньшем напряжении. Для воздуха при значении произведения $ph=754$ Па·мм минимальное пробивное напряжение равно 326 В. Для большинства других газов оно лежит в пределах 195—520 В.

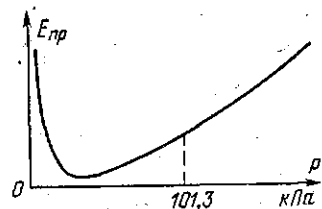


Рис. 5-7. Зависимость электрической прочности воздуха от давления.

Рассмотрим зависимость электрической прочности газов от давления при постоянном расстоянии между электродами. Давление газа изменяет его электрическую прочность потому, что пропорционально росту давления увеличивается плотность газа. На рис. 5-7 показан график зависимости электрической прочности газа от давления. На графике показана точка, соответствующая нормальному атмосферному давлению 101,3 кПа. В правой части графика рост электрической прочности объясняется уменьшением длины свободного пробега заряженных частиц, затруднениями в продвижении лавины электронов и стримера. Уменьшение длины свободного пробега приводит к затруднению накопления кинетической энергии, необходимой для начала ударной ионизации. В левой части графика рост электрической прочности с уменьшением давления объясняется тем, что при достаточно большом разрежении (в вакууме) затрудняются начало и развитие ударной ионизации вследствие уменьшения вероятности столкновения электронов с молекулами газов. Уменьшается также вероятность появления начальных электронов в промежутке между электродами и повышается вероятность полного пробега электрона до электрода без встречи с нейтральной молекулой. В силу этого при достаточном

разрежении разряд происходит по особому механизму, о котором сказано ниже. Для правой части графика рис. 5-7 справедливо уравнение

$$U_{пр} = U_{пр0} \delta, \quad (5-4)$$

где $U_{пр}$ — пробивное напряжение при плотности δ ;
 $U_{пр0}$ — пробивное напряжение при нормальных условиях: давлении 101,3 кПа, температуре 20°C;
 δ — отношение плотности воздуха при данном давлении p и температуре T к плотности воздуха в нормальных условиях, когда $\delta=1$:

$$\delta = \frac{2,89p}{273 + T}, \quad (5-5)$$

где p — в кПа, T — в °C.

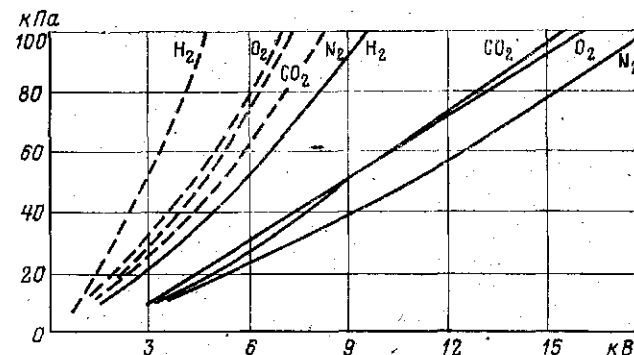


Рис. 5-8. Зависимость пробивного напряжения различных газов от давления.

— — — — — искровой промежуток 5 мм; — — — — — искровой промежуток 2 мм.

На рис. 5-8 показана зависимость пробивного напряжения искровых промежутков 5 и 2 мм от давления для разных газов. Эти графики показывают, что повышение электрической прочности с ростом давления является законом для разных газов. Отмеченные выше закономерности относятся к сравнительно однородным электрическим полям.

Зависимость электрической прочности газов от температуры определяется в основном ее влиянием на плотность воздуха. При свободном расширении газов плотность меняется согласно (5-5). При постоянной плотности воздуха его электрическая прочность не зависит от

температуры до 900°C . Переход от механизма пробоя газов в нормальных условиях к специфическому механизму разряда в высокоразреженных газах определяется в первую очередь величиной ph , уже отмечавшейся неоднократно как важный параметр. Однако необходимо отметить, что на действенность этого параметра накладывает определенное ограничение расстояние между электродами. При расстояниях, превышающих 100 мм, и значениях ph ниже 25–50 Па·мм нормальный процесс ударной ионизации уже не развивается. При меньших расстояниях переход к механизму разряда в вакууме может иметь место при больших значениях ph . Разряд в вакууме — прохождение тока через сильно разреженное пространство — происходит за счет перемещения в межэлектродном пространстве электронов, которые вырываются из электродов в сильном электрическом поле. Достигнуть такой напряженности поля, при которой будет происходить вырывание электронов из электродов, удастся благодаря малому содержанию молекул газа в разрядном промежутке, не обеспечивающему образования мощной лавины свободных зарядов.

При низких температурах и небольших напряженностях выход электронов из электродов не наблюдается. С повышением температуры эмиссия электронов из катода облегчается и может происходить в вакууме даже при невысоких напряженностях. На электроны в металле действуют определенные поверхностные силы, препятствующие электронной эмиссии. Повышение температуры уменьшает действие этих сил, и при температурах $300\text{--}1000^{\circ}\text{C}$ (в зависимости от металла) начинается весьма интенсивный выход электронов, дающий вполне измеримый ток. Силы, препятствующие эмиссии электронов из металла, зависят и от состояния поверхности металла. С неровной, шероховатой поверхности электроны выделяются легче. Расчеты показывают, что при вольфрамовых электродах и невысокой температуре разряд в вакууме происходит в поле, напряженность которого порядка $10\,000\text{ МВ/м}$; между железными электродами разряд в вакууме в тех же условиях происходит при напряженности, вдвое меньшей.

Закономерность зависимости электрической прочности газов от расстояния между электродами связана

в известной мере с однородностью поля. На рис. 5-9 показана зависимость электрической прочности воздуха от расстояния между электродами в однородном электрическом поле при частоте 50 Гц. При малых расстояниях между электродами ударная ионизация затрудняется вследствие малой общей длины пробега свободных зарядов. Особенно сильно сказывается это при небольших расстояниях, сопоставимых с длиной свободного пробега, среднее значение которого при нормальных атмосферных условиях составляет около 10^{-4} см . Характер зависимости электрической прочности от рас-

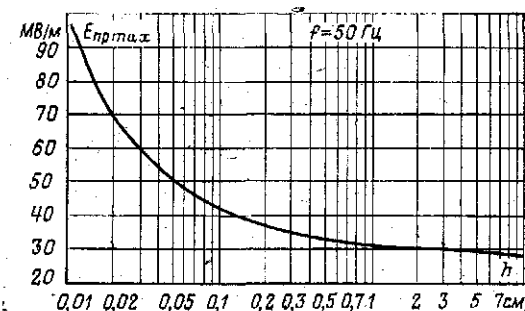


Рис. 5-9. Зависимость электрической прочности воздуха от расстояния между электродами в однородном поле.

стояния между электродами для разных газов не отличается принципиально от аналогичной зависимости для воздуха. Общий характер зависимости применительно к пробивному напряжению можно сформулировать так: пробивное напряжение растет медленней, чем расстояние между электродами.

5-5. ОСОБЕННОСТИ ПРОБОЯ ГАЗООБРАЗНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ В СИЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛЯХ

В неоднородных полях проявляются закономерности, определяющиеся возможностями появления формы неполного пробоя — короны, о которой в связи с диэлектрическими потерями в газах было сказано в гл. 4. Из приведенного в ней примера с коаксиальными цилиндрами можно высказать применительно к пробую следующую закономерность. При определенных усло-

виях, когда отношение радиуса внутреннего цилиндра к радиусу внешнего цилиндра меньше $1/e$, начальное напряжение ионизации может быть меньше пробивного напряжения, разряд, начавшийся на поверхности внутреннего цилиндра, ограничится формой неполного пробоя. При условии, что вышеуказанное отношение радиусов больше $1/e$, начальное напряжение становится пробивным.

Практический интерес для лабораторной практики представляет собой пробой воздуха между двумя сферическими электродами. Для шаров одинаковых диаметров при расстояниях между ними, меньших диаметра шаров, начальное ионизационное напряжение (напряжение короны) равно искровому пробивному напряжению. Значение такого пробивного напряжения отличается достаточно большой стабильностью, что позволяет использовать шаровые (сферические) разрядники в лабораторной практике для измерения высоких напряжений. Очевидно, что для измерения с помощью шаровых разрядников более высоких напряжений требуется применять шары больших диаметров, где расстояние между ними меньше диаметра. При соблюдении этих условий пробой газа между шарами одинакового диаметра происходит по линии кратчайшего расстояния между ними в зоне электрического поля, обладающего практически достаточной однородностью. При пользовании шаровыми разрядниками необходимо следить за чистотой их поверхности, так как загрязненные, запыленные поверхности могут вызвать понижение пробивного напряжения. В существующих стандартных таблицах для нормальных атмосферных условий даны соответствующие определенным расстояниям пробивные напряжения, которые корректируются при изменениях давления и температуры по формуле (5-4).

Существуют кривые поправок на изменение влажности воздуха. Повышение влажности (увеличение содержания в воздухе водяных паров) затрудняет развитие электронной лавины, вследствие чего наблюдается рост пробивного напряжения с увеличением влажности воздуха. Однако это влияние при пробое без предварительной короны сравнительно невелико: при увеличении абсолютной влажности вдвое пробивное напряжение при 50 Гц увеличивается всего на 10%. Особый интерес представляет пробой газов между несимметрич-

ными электродами, например между острием (иглой) и плоскостью. Этот случай пробоя интересно рассмотреть при разной полярности электродов. Известен факт превышения пробивного напряжения газов при отрицательном острие над пробивным напряжением при положительном острие. Этот факт определяется влиянием пространственных зарядов, по-разному изменяющих электрическое поле при начале ионизации. Очевидно, что независимо от полярности электродов ионизация всегда будет начинаться у острия, поскольку здесь будет максимальное значение напряженности электрического поля. Такая особенность является четким правилом: начало ионизации наблюдается при электродах любой конфигурации у электрода с наименьшим радиусом (с наибольшей кривизной). В зоне ионизации вокруг острия образуется пространственный заряд, обязательно положительный независимо от полярности острия. Причина этого явления известна и отмечалась выше — разница в подвижности электронов и ионов. Действие этого положительного объемного заряда по-разному влияет на конфигурацию электрического поля, а отсюда на развитие процесса, приводящего к пробое. На рис. 5-10 схематически показано образование пространственного заряда у острия при разных полярностях его и изменение графика падения потенциала по длине силовой линии (по кратчайшему расстоянию между электродами), вызванное этим зарядом. При положительной игле объемный заряд, распространяясь от острия к плоскости, способствует развитию процесса, приводящего к пробое. Положительный заряд как бы удлиняет острие, что способствует повышению максимальной напряженности за счет сокращения искрового промежутка. В результате область наибольшей напряженности сдвигается по направлению к плоскости — катоду, что видно на рис. 5-10. При отрицательной игле объемный заряд, вызванный ионизацией вблизи острия, усиливает поле по направлению к острию и, экранируя отрицательный заряд, расположенный на острие, уменьшает напряженность в средней части искрового промежутка. У положительной плоскости вследствие известного накопления электронов,двигающихся к аноду, появляется некоторый объемный отрицательный заряд. Этот заряд увеличивает напряженность близ положительной плоскости. Однако

область, где наблюдается такое увеличение напряженности, занимает небольшую часть промежутка, и это не сказывается на величине пробивного напряжения. В результате при отрицательной игле складываются менее благоприятные условия для развития пробоя, и пробивное напряжение будет больше, чем при положительной игле.

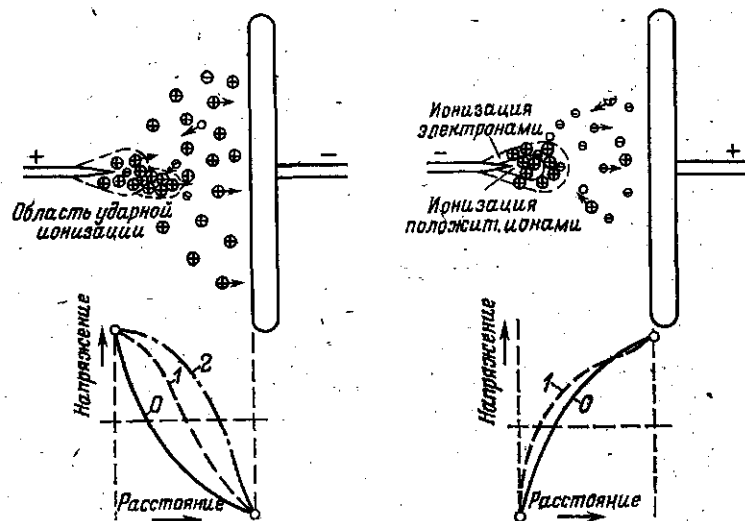


Рис. 5-10. Схема образования пространственного заряда и изменение распределения потенциала по длине силовой линии электрического поля между острием и плоскостью при разной полярности острого.

0 — без ионизации; 1 и 2 — при воздействии ионизации.

При двух игольчатых электродах процесс разряда развивается от положительного острого к отрицательному. Первоначально у обеих игл будут иметь место одинаковые максимальные значения напряженности, а поэтому ионизация практически начнется одновременно у обоих электродов. В результате около каждой иглы образуются положительные объемные заряды. Однако дальнейшее развитие процесса будет протекать по-разному у положительной и отрицательной игл. Заряд вблизи отрицательного острого будет усиливать поле непосредственно вблизи него, ослаблять в средних зонах, вследствие чего не будет способствовать развитию разряда. У положительного острого объемный заряд

будет усиливать поле в направлении от острого к другому электроду, т. е. будет способствовать развитию процесса пробоя.

Закономерности пробоя газов в однородных и неоднородных полях могут существенно отличаться. В частности, это проявляется в зависимости пробивного напряжения газов от давления. В резко неоднородных электрических полях процесс ударной ионизации, предшествующий пробое, развивается в ограниченном объеме только в месте максимальной напряженности. Чем больше неоднородность поля, тем сильнее локализуется процесс. Вблизи этой локальной зоны наблюдается большой перепад плотности положительных ионов, что вызывает интенсивную диффузию ионов в область, где их плотность меньше. Эта диффузия уменьшает плотность объемного заряда, что замедляет развитие процесса пробоя. Интенсивность диффузии ионов (она определяется коэффициентом диффузии) уменьшается с увеличением давления. Следовательно, рост давления вдвое влияет на пробой газа в неоднородном поле. С одной стороны, уменьшается длина свободного пробега заряженной частицы, что вызывает рост пробивного напряжения. С другой — затрудняется диффузия ионов из зон ионизации, что приводит к увеличению напряженности, поэтому пробивное напряжение уменьшается. При определенных условиях может преобладать одно из двух отмеченных выше влияний повышения давления. В результате в некоторых диапазонах давления пробивное напряжение с ростом давления будет увеличиваться, в других снижаться. Вышеизложенное иллюстрируется кривыми рис. 5-11, где показаны зависимости пробивного напряжения азота от давления на частоте 50 Гц между электродами острое — плоскость при рас-

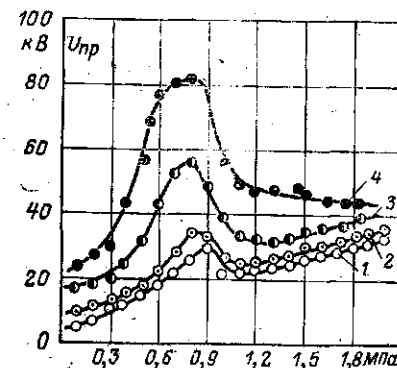


Рис. 5-11. Зависимость пробивного напряжения азота от давления для электродов острое — плоскость при 50 Гц.

1 — расстояние между электродами 1 мм; 2 — 5 мм; 3 — 20 мм; 4 — 25 мм.

1 мм; 2 — 5 мм; 3 — 20 мм; 4 — 25 мм. При определенных условиях может преобладать одно из двух отмеченных выше влияний повышения давления. В результате в некоторых диапазонах давления пробивное напряжение с ростом давления будет увеличиваться, в других снижаться. Вышеизложенное иллюстрируется кривыми рис. 5-11, где показаны зависимости пробивного напряжения азота от давления на частоте 50 Гц между электродами острое — плоскость при рас-

стояниях от 1 до 25 мм. Пробивное напряжение наиболее сильно изменяется с ростом давления, если пробиваются большие промежутки. Пробивное напряжение тех же промежутков на постоянном токе не зависит от давления, если острие отрицательно. Для положительного острья максимум пробивного напряжения наблюдается при определенных давлениях для всех промежутков, за исключением промежутка длиной 1 мм.

В сильно неоднородных полях с ростом давления увеличивается также напряжение начала ионизации

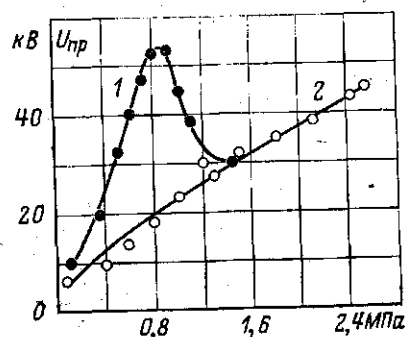


Рис. 5-12. Зависимость пробивного напряжения (1) и напряжения начала ионизации (2) азота от давления для электродов острие — плоскость при положительном острие.

(напряжение короны). Однако максимума в значениях напряжения начала ионизации не обнаруживается ни при каких давлениях, как это видно из рис. 5-12. Б. М. Вул и И. М. Гольдман считают, что диффузия ионов из зоны ионизации и связанное с этим уменьшение концентрации объемных зарядов в меньшей степени влияют на начало ионизации, чем на пробивное напряжение. Определяющим фактором в процессе ионизации служит не прорастание объ-

емного заряда, а ударная ионизация, которая затрудняется с увеличением давления.

5-6. ОСОБЕННОСТИ ПРОБОЯ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Пробой жидких диэлектриков может быть вызван разными процессами, определяющимися в основном состоянием жидкости, степенью ее дегазации и чистотой. Наиболее часто в жидком диэлектрике встречается влага. В гл. 3 отмечалось, что вода в жидком диэлектрике может быть в жидком, эмульсионном и растворенном состояниях. Газы могут находиться в жидкости также в разных состояниях, от молекулярного до сравнительно крупных включений — пузырьков. Кроме того, газовые включения могут быть в виде тонких пленок на поверхности твердых тел, помещенных в жидкость, например

электродов. Загрязнения могут вызывать в жидкости ионную и молионную электропроводность. Все эти факторы не могут не оказывать влияния на особенности механизма пробоя и электрическую прочность жидкого диэлектрика и изменяют ее в больших пределах.

Как и в газах, в жидкостях в неоднородных электрических полях наблюдаются формы пробоя: неполный пробой — корона, искровой и дуговой разряд. Особенностью дугового разряда в жидкости является то, что дуга образуется фактически в газовом канале, образовавшемся от разложения жидкости. Продукты разложения бывают весьма разнообразными в зависимости от природы жидкости. Как правило, образуется более или менее значительное количество углерода в виде сажи. Очевидно, что сколько-нибудь длительно допускать в жидком диэлектрике действие дуги нельзя.

В зависимости от степени чистоты возможны различные механизмы пробоя жидкого диэлектрика. Поэтому экспериментальным данным по определению электрической прочности свойственны большие разбросы.

Все это приводит к тому, что невозможно создать единую теорию пробоя жидкого диэлектрика. В разное время многими авторами были предложены теории пробоя, в которых механизм пробоя определялся самыми различными причинами. Применимость этих теорий ограничивается определенными областями соответственно выбранным основным причинам начала разряда. По механизму пробоя и областям применимости эти теории можно сгруппировать следующим образом.

Для жидкостей, тщательно очищенных и дегазированных в условиях малых экспозиций, пробой развивается вследствие ударной ионизации молекул жидкости свободными электронами, в частности появившимися в жидкости за счет холодной эмиссии из катода. Для таких же жидких диэлектриков существуют варианты теорий, где считается, что пробой происходит вследствие ионизации молекул жидкости электронами, которые могут находиться в самой жидкости.

Для жидкостей, хорошо очищенных, но не дегазированных (не прошедших вакуумной обработки), пробой определяется ионизацией газовых объемов, находящихся или в самой жидкости, или на поверхности электродов. Одни теории рассматривают пробой как ионизацию газовых включений в жидкости, которые возникают вслед-

ствие местного перегрева жидкости, как бы вскипания ее в микрообъеме. Другие считают, что такой перегрев может быть на границе раздела жидкость — электрод, где имеется газовая прослойка. В одном из вариантов рассматривается пробой по газовой дорожке, образовавшейся из-за «вскипания» жидкости вслед за движущимся в жидкости ионом.

Пробой нефтяного масла согласно так называемой вольтотизационной теории определяется ионизацией газовых включений, которые образуются в результате химических процессов при длительном воздействии электрического поля.

Для всех теорий пробоя, основывающихся на ионизации газовых включений, общим является механизм увеличения объема газовой фазы в результате ионизации, что и приводит в конечном счете к пробую.

Электрическая прочность жидких диэлектриков снижается с увеличением диэлектрической проницаемости жидкости. Таким образом, она меньше у полярных жидкостей, чем у неполярных. Общей предпосылкой для такой закономерности можно считать большую способность полярных молекул к диссоциации. Однако есть опытные данные, не подходящие под это общее правило. Один из таких примеров приведен ниже.

При исследовании электрических свойств технически чистого совтола было установлено, что в однородном поле при частоте 50 Гц его электрическая прочность оказалась выше, чем у трансформаторного масла при тех же условиях. Электрическая прочность при импульсном напряжении для обеих жидкостей одинакова. Различие в электрической прочности на частоте 50 Гц объяснялось тем, что в трансформаторном масле, диэлектрическая проницаемость которого лежит в пределах 2,2 — 2,4, твердые частицы загрязнений активнее втягиваются в пространство между электродами, чем в совтоле (диэлектрическая проницаемость совтола равна 5). При импульсах напряжения вследствие краткости воздействия наличные загрязнения практически не успевают перераспределиться в электрическом поле, и электрическая прочность масла и совтола поэтому одинаковы.

По сравнению с нефтяным маслом совтол и совол отличаются не только тем, что их молекулы полярны, но и большим выделением углерода — сажи при пробое, что имеет практическое значение. При многократных

пробоях в ограниченном объеме жидкости вследствие сильного науглероживания у совтола и соволла наблюдается значительное снижение электрической прочности. Способность науглероживаться сказывается и при пробое в сильно неоднородных полях. В зоне короны возникает большое количество сажи, снижающей по мере ее накопления электрическую прочность.

5-7. МЕХАНИЗМ ПРОБОЯ ЗАГРЯЗНЕННЫХ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Наиболее часто в жидких диэлектриках встречаются загрязнения в виде частичек эмульсионной воды и твердых частиц различного происхождения. Свойства частичек загрязнений и их поведение в электрическом поле определяют механизм пробоя, связанный с существованием данного загрязнения. Нередки и случаи, когда в жидкости могут быть одновременно и вода, и твердые частицы. Поведение посторонних частиц в жидком диэлектрике мы рассматривали в гл. 3 в связи с вопросами электропроводности и отмечали там некоторые закономерности их движения в электрическом поле.

Скопление в пространстве между электродами капелек эмульсионной воды, их увеличенная концентрация в местах с наибольшей напряженностью снижают электрическую прочность. Скорость нарастания концентрации капелек воды в межэлектродном объеме зависит от степени неоднородности электрического поля, объема жидкости между электродами, напряженности. В некоторых случаях довольно быстро образуются почти сплошные цепочки из капелек воды, предопределяющие возникновение пробоя (разряда) в жидкости при очень низких напряженностях поля. Есть указания, что пробой жидкости, в частности нефтяного масла, происходит при очень низких значениях напряженности электрического поля, если пузырьки воды перекрывают расстояния между электродами на 60—70%. Очевидно, что при таком механизме пробоя очень большое значение имеет длительность воздействия напряжения. На перемещение капелек эмульсионной воды в жидкости, сравнительно вязкой, такой, как нефтяное масло, может потребоваться значительное время. Поэтому при кратковременном воздействии напряжения на импульсах пробой по капелькам воды или твердым загрязнениям может не успеть сформироваться. Следовательно, импульсное пробивное напряжение менее чувствительно к загрязнениям жидкости, чем пробивное напряжение при длительной экспозиции. Поэтому коэффициент импульса у загрязненных жидкостей может быть большим. Образование мостиков из капелек эмульсионной воды между электродами способствует растяжению их силами электрического поля. Препятствуют этому растяжению силы поверхностного натяжения. Вследствие этого в вязких жидкостях, где силы поверхностного натяжения велики, образование цепочек из капелек воды происходит труднее, чем в жидкостях с малым поверхностным натяжением.

Сказанное о влиянии содержания эмульсионной воды в нефтяном трансформаторном масле на его электрическую прочность характеризуется рис. 5-13, на котором показано изменение пробивного

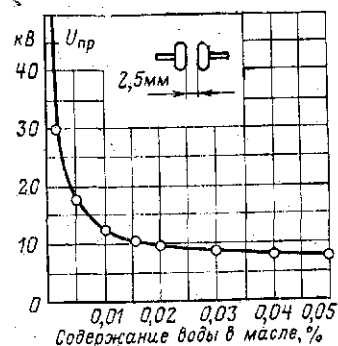


Рис. 5-13. Зависимость пробивного напряжения нефтяного масла от содержания в нем эмульсионной воды.

электродами. С этой точки зрения особенно опасными являются загрязнения в виде волоконцев, если в жидкости содержится влага. Волоконца, сорбируя влагу, приобретают значительную проводимость и легко сцепляются между собой, образуя мостики, закорачивающие электроды. Пробой в виде искры, проскакивающей между электродами, стремится «разрушить» образовавшийся мостик. Часть воды испаряется, переходит в молекулярно растворенное состояние, часть капелек выталкивается из зоны мостика за счет того движения, в которое приходят слои жидкости, где возник разряд. Такое же разрушение может претерпеть и мостик из твердых частиц. Часто в загрязненном или увлажненном масле наблюдается явление, когда после первого разряда за счет «разрушения» мостика прочность промежутка восстанавливается, искра пропадает. При неизменном напряжении через некоторое время вследствие затягивания загрязнений в междуэлектродное пространство опять происходит разряд; так может повторяться много раз. Если разряд происходит при малой мощности и не вызывает сильного разложения жидкости, электрическая прочность за счет испарения воды может даже постепенно увеличиваться. Согласно некоторым исследованиям во влажном масле на переменном токе пробой может происходить при сильно пониженном напряжении под влиянием определенного теплового эффекта, приводящего к вскипанию пузырьков воды. По тем же данным при постоянном напряжении пробой осуществляется путем ионизации газов, образующихся в результате возникающего электролиза.

Образование мостиков из загрязнений в жидких диэлектриках сильно зависит от формы электродов и расстояния между ними. Очевидно, при больших расстояниях образование сплошных мостиков затруднительно. В сильно неоднородных полях капельки воды и твердые частицы загрязнения стремятся скопиться в зоне с максимальной напряженностью электрического поля, например, у острия. В то время как их дрейф в зоне с пониженной напряженностью

напряжения масла между параллельными плоскими дисками диаметром 25 мм с закругленными краями при расстоянии между дисками 2,5 мм. Уже небольшое количество эмульсионной воды резко снижает электрическую прочность. Следует иметь в виду, что количество молекулярно растворенной в масле воды практически не влияет на электрическую прочность.

Действие, аналогичное действию эмульсионной воды, оказывают механические загрязнения в виде твердых частиц различного происхождения. Эти частицы, как и капельки воды, притягиваются электрическим полем, образуя мостики между электродами, по которым и происходит пробой, а иногда (при достаточной электрической проводимости загрязнения) просто короткое замыкание между

будет ослаблен. Это также затрудняет образование сплошных мостиков, тем более, что скоплению загрязнений будут мешать конвекционные потоки, более сильные в неоднородных полях.

В связи с изложенным экспериментальные данные по влиянию формы электродов на электрическую прочность могут оказаться недостаточно точными, если не учитываются в должной мере обстоятельства, связанные с чистотой жидкости. В некоторых исследованиях получены такие закономерности. Если последовательные пробы в сравнительно небольшом объеме жидкости не приводят к ее очистке, в частности к освобождению от капелек эмульсионной воды, то в хорошо очищенных жидкостях наблюдается больший разброс значений электрической прочности, чем в загрязненных.

Вопросы образования сплошных цепочек из капелек воды были подробно изучены Гемантом. Им показано, что капельки воды в электрическом поле деформируются, соединяются и образуют между электродами мостики. Гемантом выведена формула для расчета электрической прочности увлажненного масла. По его данным, рассчитанная электрическая прочность увлажненного масла при малых концентрациях воды составляет 4,5 МВ/м, что довольно близко к результатам опыта.

Жидкий диэлектрик, в котором из-за загрязнений могут иметь место указанные выше механизмы пробоя, не может нормально эксплуатироваться. По мере увеличения степени чистоты жидкостей их электрическая прочность возрастает. В тщательно очищенных жидкостях меняется и механизм пробоя.

5-8. МЕХАНИЗМ ПРОБОЯ ОЧИЩЕННЫХ, НО НЕ ДЕГАЗИРОВАННЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Для очищенных, но не дегазированных жидкостей наиболее характерным считается пробой, началом которого является ионизация пузырьков газа, адсорбированных поверхностью электродов. Эти пузырьки обычно находятся на микротрещинах электродов, на участках с шероховатой поверхностью. По одной из теорий, принадлежащей Геманту, считается, что пузырьки заряжаются тем же знаком, что и электрод, и испытывают усилия растяжения электрическим полем. Деформация газового пузырька может происходить, вообще говоря, тремя способами: 1) без изменения объема, когда сечение пузырька уменьшается, а высота увеличивается; 2) с изменением объема, когда с увеличением высоты площадь сечения остается неизменной; этот случай должен сопровождаться «высасыванием» газа из электрода; 3) промежуточный случай, когда наряду с увеличением объема в известной мере уменьшается площадь сечения. Рассмотрение указанных явлений с учетом работы сил растяжения позволило автору этой теории вывести формулу для расчета электрической прочности. Однако она не представляет интереса для практики.

Из теорий, базирующихся на ионизации газовых объемов, явление которых вызвано тепловым эффектом, остановимся прежде всего на теории Н. Н. Семенова и А. Ф. Вальтера. Авторы показывают, что для применяемых на практике электроизоляционных жидкостей характерно удельное объемное сопротивление 10^{10} Ом·м. Тогда даже в электрическом поле 40 МВ/м, которое приближается к значению электрической прочности многих жидкостей, выделяющееся в единице объема тепло явно недостаточно для нагрева та-

кого объема до температуры кипения жидкости. Если все же происходит вскипание жидкости, то это за счет того, считают авторы, что имеет место перегрев на границе раздела жидкость — газовое включение. Количество теплоты, выделяющейся в этом микрообъеме Q_1 , может быть рассчитано по уравнению

$$Q_1 = aE^n, \quad (5-6)$$

где a — коэффициент пропорциональности;

E — напряженность электрического поля;

n для случая малых объемов принято больше 2.

Количество тепла, отводимого из рассматриваемого микрообъема в единицу времени, будет определяться уравнением

$$Q_2 = b(T - T_0), \quad (5-7)$$

где T — температура микрообъема;

T_0 — температура жидкости вокруг нагреваемого объема;

b — коэффициент пропорциональности.

При условии $Q_1 > Q_2$ в рассматриваемом микрообъеме температура может достигнуть температуры кипения $T_{кип}$. Вскипаящий объем образует газовый пузырек, в котором начинается ударная ионизация. Достаточно большое количество пузырьков образует цепочку, по которой и проходит разряд.

Из вышеизложенного вытекает равенство $Q_1 = Q_2 + \Delta Q$, где ΔQ — тепло, необходимое для кипения.

Следовательно,

$$aE_{пр}^n = b(T_{кип} - T_0) + \Delta Q,$$

откуда для электрической прочности, по теории Н. Н. Семенова и А. Ф. Вальтера, следует такое выражение:

$$E_{пр} = \sqrt[n]{A(T_{кип} - T_0) + \Delta Q/a}. \quad (5-8)$$

Уравнение (5-8) устанавливает зависимость между электрической прочностью и температурой кипения, являющейся параметром жидкости. Температура кипения жидкости увеличивается с ростом давления, а поэтому становится больше и электрическая прочность. Следует иметь в виду, что с увеличением давления ударная ионизация газовых включений в жидкости начинается при большей напряженности. Все эти закономерности, как будет показано ниже, на практике хорошо соблюдаются. Результаты экспериментов по пробю жидких углеводородов нефтяного происхождения показали, что для материалов парафинового ряда формула (5-8) хорошо соблюдается при $n=3/2$.

Одна из ранних теорий пробоя жидких диэлектриков, рассматривающая возникновение газовых включений как результат выделения тепла в жидкости при перемещении заряженных частиц, предложена Гюнтершульце. Последний считает вероятным образование в объеме жидкости субмикроскопических газовых дорожек, появляющихся в результате перемещения в электрическом поле свободных ионов, поскольку оно должно происходить с «трением». Факт повышения электрической прочности жидкости с ростом давления эта теория объясняет затруднением ударной ионизации газовой дорожки. Однако известны такие результаты исследования пробоя жидких диэлектриков, когда при тщательном дегазировании электрическая прочность не зависит от внешнего давления, хотя движение ионов от этого прекратиться не может, так же как и выделение тепла от «трения» при этом движении. Очевидно, что теория Гюнтершульце

не может претендовать на универсальность. Основы ее математической трактовки приведены ниже. При увеличении давления за счет уплотнения газового канала, образовавшегося от вскипания субмикроскопического объема жидкого диэлектрика, электрическая прочность возрастет, и можно написать уравнение

$$E_{пр} = E'_{пр} + \Delta E, \quad (5-9)$$

где $E_{пр}$ — электрическая прочность при повышенном давлении;

$E'_{пр}$ — электрическая прочность первоначальная;

ΔE — прирост электрической прочности с увеличением давления.

Длина свободного пробега заряженной частицы в газовом канале l обратно пропорциональна давлению p , поэтому можно записать $l = k/p$, где k — коэффициент. Для кинетической энергии свободного заряда W , накапливаемой на длине свободного пробега, справедливо выражение $W = \Delta E l q$, откуда

$$\Delta E = \frac{W}{lq} = \frac{Wp}{kq}, \quad (5-10)$$

где q — заряд.

Формула электрической прочности при повышенном давлении исходя из вышеизложенных уравнений может быть записана:

$$E_{пр} = E'_{пр} + \frac{Wp}{kq}. \quad (5-11)$$

Отсюда видно, что электрическая прочность жидкого диэлектрика с ростом давления увеличивается не в прямой пропорции. Это подтверждается на ряде жидкостей, достаточно хорошо дегазированных.

Ниже описаны основные положения вольтолизационной теории, предложенной П. А. Флоренским. Начало процесса вольтолизации связано с ионизацией имеющихся в жидкости, в частности в нефтяном масле, пузырьков воздуха. Вокруг ионизированных пузырьков происходят химические процессы, обогащающие масло водородом.

Наиболее вероятно, что газовые включения находятся на поверхности электродов. Рассмотрим особенности процессов, возникающих в этих пузырьках. Прежде всего следует отметить образование в них объемных зарядов, по знаку соответствующих полярности электрода, поскольку разноименные с ним заряды легко нейтрализуются (сказывается близость электрода). Диффузия зарядов, одинаковых по знаку, полярности электродов, в окружающую жидкость не исключена, но она не в состоянии ликвидировать рост объемного заряда. Наличие заряда вызывает деформацию газового пузырька электрическим полем. В результате происходит отрыв пузырька от электрода. Таким образом, в пространстве между электродами появляются газовые включения, в которых происходит процесс ионизации, непрерывно усиливающийся за счет образования новых пузырьков вследствие разложения жидкости.

Газовый пузырек, заряд которого равен q , отрывается от электрода, когда действующая на него в электрическом поле сила $F = qE$ сравняется с силой поверхностного натяжения $F_n = 2\pi\sigma r$. Это можно записать в виде следующего уравнения:

$$qE = 2\pi\sigma r, \quad (5-12)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения;

r — радиус пузырька газа.

Заряженные пузырьки газа, достигнув противоположного электрода, нейтрализуются на нем и всплывают на поверхность. При интенсивном развитии процесса вольтолизации количество пузырьков газа в пространстве между электродами непрерывно увеличивается, в результате чего появляется сплошной газовый мостик, в котором и формируется пробой.

Условие формирования мостика согласно Ф. Ф. Волькенштейну можно определить уравнением

$$\Delta l_1 = ar, \quad (5-13)$$

где Δl_1 — расстояние между центрами двух ближайших пузырьков;
 a — условно постоянная величина (коэффициент);

r — радиус пузырька (если считать пузырьки одинаковыми).

С другой стороны, Δl_1 определяется скоростью направленного движения v пузырьков и временем Δt между отрывом от одной и той же точки электрода следующих друг за другом пузырьков, так что

$$\Delta l_1 = v \Delta t. \quad (5-14)$$

Скорость v в соответствии с законом Стокса о движении частиц в жидкости для данного случая определяется выражением

$$v = \frac{qE}{6\pi\eta r}. \quad (5-15)$$

Подставляя v из (5-15) в (5-14), получаем, что

$$\Delta l_1 = \frac{qE\Delta t^2}{6\pi\eta r}. \quad (5-16)$$

Подставив в левую часть (5-16) значение Δl_1 из (5-13), а в правую выражение qE из уравнения (5-12), получим равенство

$$\frac{\eta r^2}{\Delta t} = \frac{\sigma r}{3a}. \quad (5-17)$$

Учитывая, что поверхность пузырька $S = 4\pi r^2$, из (5-17) несложно получить:

$$\eta \frac{S}{\Delta t} = \frac{4\pi\sigma r}{3a}. \quad (5-18)$$

Поверхность S начального пузырька мала по сравнению с поверхностью ΔS ионизированного и растянутого в электрическом поле пузырька. Следовательно, в (5-18) можно заменить S на ΔS .

Тогда условие вольтолизационного пробоя жидкого диэлектрика определится соотношением

$$\eta \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{4\pi\sigma r}{3a} = \text{const}, \quad (5-19)$$

поскольку величины в правой части можно принять за постоянные.

Выражение $\Delta S/\Delta t$ является скоростью процесса вольтолизации. Физический смысл уравнения (5-19) заключается в том, что для пробоя жидкости по вольтолизационному механизму необходимо, чтобы произведение скорости процесса вольтолизации на вязкость жидкости достигло некоторого определенного значения.

Полученные условия вольтолизационного пробоя не дают количественной оценки, но позволяют проанализировать это явление качественно, сопоставить опытные закономерности (приведенные ниже) с теоретическими положениями. Такая оценка позволяет сделать вывод о вероятности вольтолизационного пробоя при длительном воздействии достаточно сильного поля в ряде жидкостей, например нефтяных масел, т. е. химически достаточно сложных. Наряду с этим следует отметить, что некоторые опытные закономерности вольтолизационного пробоя иногда не совпадают с теоретическими, однако это не дает основания отвергнуть вольтолизационный механизм пробоя.

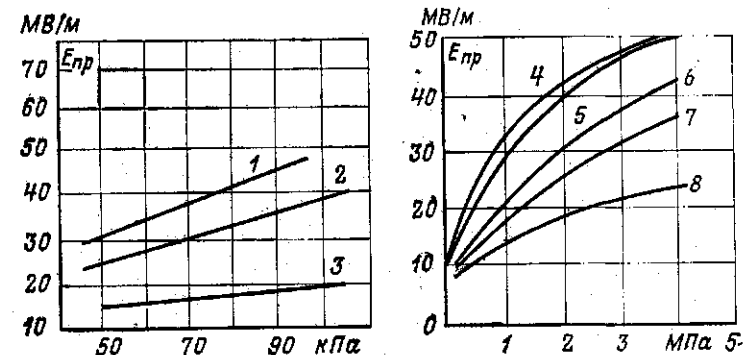


Рис. 5-14. Зависимость электрической прочности жидкостей при постоянном и переменном напряжении от внешнего давления.

1 — ксилон; 2 — тексан; 3 — трансформаторное масло; 4 — нефть; 5 — касторовое масло; 6 — трансформаторное масло при переменном напряжении 50 Гц; 7 — то же, но при переменном напряжении 20 Гц; 8 — то же, но при постоянном напряжении.

Известны случаи подтверждения на практике вытекающей из (5-19) закономерности увеличения электрической прочности с увеличением вязкости. Вольтолизационная теория объясняет экспериментально установленный факт увеличения электрической прочности нефтяного масла и углеводорода гексана с повышением частоты в диапазоне до 50 Гц. Представление об этом факте дает рис. 5-14. Если частота приложенного напряжения достаточно большая и время отрыва пузырьков газа Δt больше половины периода, отрыв пузырьков затрудняется, так же как и процесс формирования разряда в них. А это влечет за собой рост электрической прочности. Хорошо согласуется с практикой и снижение электрической прочности при вольтолизационном пробое с ростом степени неоднородности электрического поля за счет местного увеличения скорости вольтолизации.

5-9. МЕХАНИЗМ ПРОБОЯ ОЧИЩЕННЫХ И ДЕГАЗИРОВАННЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Наибольший интерес представляет теория, учитывающая холодную эмиссию электронов из катода и ударную ионизацию ими молекул жидкости. Вследствие

эмиссии электронов в области катода возникает объемный заряд отрицательного знака, понижающий напряженность по направлению к катоду, но увеличивающий ее по направлению к аноду. Однако такое перераспределение электрического поля мало сказывается на процессе формирования пробоя. Электроны, как и в газах, при направленном движении в электрическом поле накапливают энергию, расходуемую при столкновении с молекулами. Молекулы жидкостей имеют более сложное строение, чем молекулы газов, обладают большой массой. Поэтому при столкновении с ними особое значение приобретает возбуждение в них колебаний от удара электрона, связанное с поглощением определенного количества энергии. Согласно квантовой физике эта передача энергии может происходить определенными

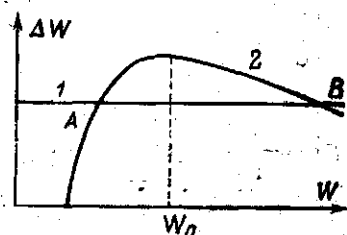


Рис. 5-15. Изменение энергии электрона, движущегося в электрическом поле в жидкости, на средней длине свободного пробега.

1 — энергия, получаемая от действующего поля; 2 — потеря энергии электрона на возбуждение молекул.

порциями, а не любыми количествами. Поэтому при недостаточных значениях напряженности электрического поля, когда энергия электронов невелика, возбуждения молекул не происходит. То же самое имеет место при очень малом времени взаимодействия, недостаточном для возбуждения колебаний молекул. На рис. 5-15 представлена кривая изменения энергии электрона, движущегося в электрическом поле. По оси абсцисс отложена энергия ΔW , приобретаемая электроном на длине свободного пробега; значение этой энергии может быть подсчитано по формуле (4-18), и она выражается прямой линией 1, а график потери энергии на возбуждение колебаний молекул — кривой 2. При некоторой энергии электрона W_0 эти потери имеют максимум. В зоне А—В (между точками пересечения графиков 1 и 2) общая тенденция такова, что потеря энергии возрастает более интенсивно, чем наращивается общая энергия электрона. Следовательно, вероятность ударной ионизации здесь практически отсутствует. Эта зона носит название вибрационного барьера. При энер-

гии электрона, большей, чем в точке В (правей точки пересечения графиков), можно ожидать развития ударной ионизации. К изложенной выше схеме следует сделать одно уточнение. Наибольшее поглощение энергии электрона при столкновении с молекулой жидкого углеводорода относится не непосредственно к ней в целом, а к отдельным группам атомов, входящих в состав молекулы. Такими группами могут быть CH , CH_2 и CH_3 , которые по допущению автора данной теории Льюиса имеют одинаковую собственную частоту колебаний, что приводит к не вполне строгому допущению о равенстве

Таблица 5-3

Электрическая прочность жидкостей, вычисленная по теории Льюиса и опытная

Вид жидкости	$E_{пр}$, МВ/м		Вид жидкости	$E_{пр}$, МВ/м	
	опытная	вычисленная		опытная	вычисленная
n-пентан	100	107	n-гептан	120	123
3Me-пентан	103	106	2Me-гептан	121	118
n-гексан	110	118	n-октан	130	129
3Me-гексан	105	112	3Me-октан	120	119

у таких групп вибрационных барьеров. Из этого, естественно, не следует делать вывод об одинаковом значении электрической прочности для жидкостей с разными молекулами, так как при многих равных условиях длина свободного пробега электрона для них будет различной.

Не вдаваясь в подробности самого подсчета, отметим, что для ряда опробованных жидкостей электрическая прочность на практике оказалась равной вычисленной, как это видно из данных табл. 5-3.

5-10. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОБОЯ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Основные закономерности, обусловленные наличием в жидких диэлектриках различных загрязнений, даны в § 5-7. В данном параграфе описаны закономерности, относящиеся к технически чистым и особо тщательно очищенным жидкостям. При этом следует иметь в виду, что технически чистые жидкости не полностью свободны от загрязнений.

Роль ионизации газов в формировании пробоя жидких диэлектриков с разной сложностью структуры молекул иллюстрируются рис. 5-14, на котором даны кривые зависимости электрической прочности разных жидкостей от давления как ниже атмосферного, так и весьма высокого. При достаточно больших давлениях в зависимости электрической прочности от давления наступает насыщение. Как видно из верхней части рис. 5-14, при давлениях ниже атмосферного электрическая прочность растет по прямой.

Известно, что жидкости являются телами, не сжимаемыми по крайней мере до сверхвысоких давлений. По-

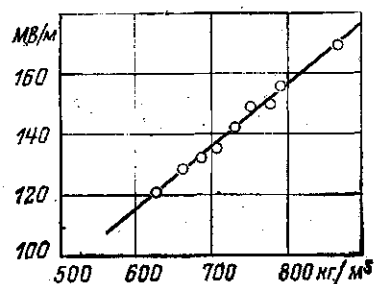


Рис. 5-16. Зависимость электрической прочности жидких диэлектриков парафинового ряда от их плотности.

этому их плотность практически не зависит от внешнего давления. Однако согласно закону Паскаля внешнее давление передается в жидкости равномерно во всех направлениях. В соответствии с этим газы, находящиеся в жидкости, будут испытывать на себе все изменения внешнего давления. Для хорошо дегазированных жидкостей какого-либо гомологического ряда можно обнаружить связь между электрической прочностью и плотностью. В частности, такие зависимости обнаружены на ряде жидких углеводородов парафинового ряда с общей формулой C_nH_{2n+2} , отличающихся по своей структуре только числом звеньев в линейной молекуле. Этот факт иллюстрируется рис. 5-16. При исследовании зависимости электрической прочности и плотности от температуры одного из материалов этого ряда — гептана C_7H_{16} в интервале $20-70^\circ\text{C}$ установлено, что электрическая прочность снижается в полном соответствии с понижением плотности. Этот результат говорит о том, что влияние температуры на электрическую прочность сказалось только через изменение плотности. Непосредственной причиной отмеченных факторов можно считать изменение длины свободного пробега электронов. Увеличение плотности в ряду углеводородов C_nH_{2n+2} уменьшает длину свободного

пробега, что увеличивает электрическую прочность. Уменьшение плотности при нагреве увеличивает длину свободного пробега и уменьшает электрическую прочность. Однако в других условиях эксперимента при работе с разными жидкостями, обладающими сильно отличающимися физическими параметрами, и при изменении температур в больших пределах могут быть получены другие закономерности. О влиянии температуры на электрическую прочность как технически чистых, так и тщательно очищенных жидкостей сказано ниже. Здесь отметим, что для некоторых жидких углеводородов парафинового ряда в диапазоне температур $50-70^\circ\text{C}$ и длительных экспозициях напряжения электрическая прочность снижается в большей степени, чем плотность.

В зависимости от тщательности удаления воды влияние температуры проявляется по-разному; оказывают влияние и физические параметры жидкости. В трансформаторном масле со средней степенью очистки, в котором содержится некоторое количество эмульсионной воды, в зависимости электрической прочности от температуры обычно обнаруживается максимум, как показано на рис. 5-17. Если подъем и снижение температуры происходят достаточно быстро и подсушка масла (испарение воды) не наблюдается, то ход кривой зависимости пробивного напряжения от температуры при охлаждении масла практически повторяет кривую при подъеме температуры. Это явление объясняется следующим образом. При повышении температуры остатки эмульсионной воды, обуславливающей низкую электрическую прочность, переходят в молекулярно растворенное состояние. В таком состоянии вода практически не влияет на электрическую прочность. При достаточно высокой температуре начинают проявляться такие факторы, как например, уменьшение плотности, облегчение газообразования, снижающие электрическую прочность. При снижении температуры часть молекулярно раство-

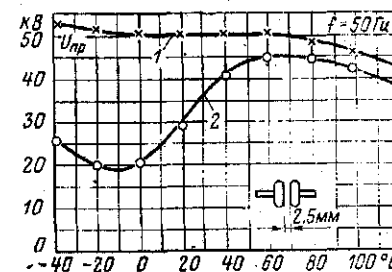


Рис. 5-17. Зависимость пробивного напряжения трансформаторного масла от температуры. 1 — сухое; 2 — со следами воды.

решной воды снова переходит в эмульсионное состояние и электрическая прочность уменьшается. Как видно по кривым рис. 5-17, при полном удалении из масла эмульсионной воды электрическая прочность повышается и не изменяется до достаточного высоких температур.

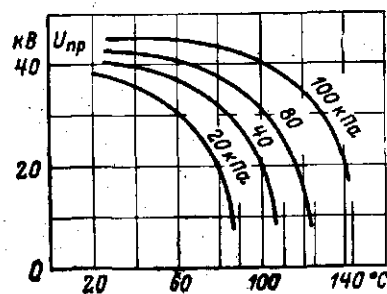


Рис. 5-18. Зависимость пробивного напряжения ксилола от температуры при разных давлениях.

На рис. 5-18 показаны графики зависимости пробивного напряжения от температуры при разных давлениях для ксилола, являющегося по сравнению с трансформаторным маслом химически более простой жидкостью. Результаты, приведенные на рис. 5-18, относятся к очищенному, но недегазированной ксилолу. Анализ этих графиков, во-первых, еще раз подтверждает влияние давления на электрическую прочность недегазированной жидкости, во-вторых, показывает резкое уменьшение электрической прочности вблизи температуры кипения, которая зависит от внешнего давления (вертикальные линии на рис. 5-18).

Электрическая прочность жидких диэлектриков сильно зависит от времени воздействия напряжения. В табл. 5-4 представлены значения электрической прочности технически чистого трансформаторного масла при разных экспозициях на постоянном напряжении при 14 и 40°C. По результатам, приведенным в табл. 5-4, вид-

Таблица 5-4

Влияние времени воздействия напряжения на электрическую прочность трансформаторного масла

При 14°C		При 40°C	
Экспозиция, с	$E_{пр}$, МВ/м	Экспозиция, с	$E_{пр}$, МВ/м
30	16,0	20	15,0
50	13,5	350	13,0
100	12,0	2800	12,0
200	10,5	7000	11,0
350	9,0		
1400	8,0		

но, что электрическая прочность достаточно существенно изменяется в широком диапазоне времени выдержки образцов масла под напряжением, вплоть до 7000 с.

Характерно, что при 40°C значения электрической прочности, одинаковые с измеренными при 14°C, получаются при значительно большем времени воздействия напряжения. Как известно, проводимость масла увеличивается с ростом температуры, так же как и подвижность ионов. Отсюда напрашивается вывод, что формирование пробоя в данном случае определяется не электропроводностью.

Большое количество исследований по влиянию экспозиции на электрическую прочность жидких диэлектриков позволило вывести для случаев сравнительно больших выдержек такую эмпирическую формулу:

$$E_{пр} = E_{про} t^{-\alpha}, \quad (5-20)$$

где $E_{про}$ — электрическая прочность при экспозиции, приближающейся к нулю;

α — постоянная величина, определяющаяся видом жидкости, а также степенью и характером загрязнения;

t — время.

Если построить зависимости электрической прочности одной и той же жидкости, содержащей разное количество загрязнений, от экспозиции, то получится серия падающих кривых, сходящихся при экстраполяции к нулевому времени в точке около 10^{-10} с. Можно предположить, что соответствующая этой точке электрическая прочность является истинной прочностью данной жидкости, не зависящей от времени при сравнительно больших его значениях. Такому предположению соответствует уменьшение коэффициента α с увеличением степени чистоты жидкости, но прямых доказательств этому факту нет.

Следует учитывать, что электрическая прочность жидких диэлектриков по-разному зависит от времени выдержки под напряжением; если изменяется форма электродов и расстояние между ними. На рис. 5-19 показана усредненная вольт-секундная характеристика технически чистого трансформаторного масла при определенных электродах и расстояниях между ними, обозначенных на рис. 5-19. Скорость нарастания пробивного напряжения при уменьшении времени воздействия на

разных участках кривой различна. Например, в диапазоне от 10 до 0,5 мкс пробивное напряжение возрастает особенно резко, в диапазоне от 10^3 до 10 мкс почти не изменяется, при временах, больших 10^3 мкс, снова наблюдается снижение.

Подтверждение тому, что при достаточно коротких импульсах пробой определяется природой самой жидкости и мало зависит от побочных факторов и явлений, мы находим в отсутствии зависимости электрической прочности жидкости при импульсах от давления. Это

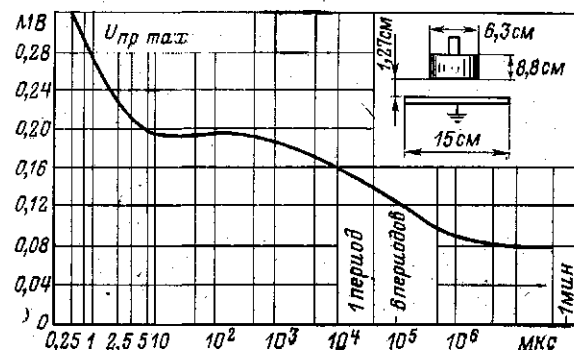


Рис. 5-19. Усредненная вольт-секундная характеристика технически чистого трансформаторного масла.

положение иллюстрирует такой факт. У ксилола при расстояниях между электродами 0,5 и 0,8 мм и у трансформаторного масла при расстоянии 0,5 мм импульсное пробивное напряжение остается на уровне 42,8 и 35 кВ соответственно в диапазоне давления от 101,3 кПа до 2026 кПа.

В связи с тем, что время выдержки под напряжением влияет на электрическую прочность жидких диэлектриков, в известной степени электрическая прочность возрастает и с увеличением скорости подъема напряжения. Это следует учитывать при испытании на пробой; особенно сильно это влияние сказывается у слабо очищенных жидкостей.

Электрическая прочность жидких диэлектриков в некоторых случаях зависит от частоты. Однако экспериментальные результаты по влиянию частоты на пробой жидких диэлектриков не свободны от противоречий, вы-

званных, по-видимому, не полным учетом разных факторов.

В табл. 5-5 представлены результаты испытания на пробой в небольшом диапазоне частот двух проб трансформаторных масел, отличающихся разной степенью очистки, на что указывает разный уровень электрической прочности.

Таблица 5-5

Электрическая прочность масел при разных частотах

Частота, Гц	Электрическая прочность, МВ/м		Частота, Гц	Электрическая прочность, МВ/м	
	Образец № 1	Образец № 2		Образец № 1	Образец № 2
0	25,0	—	150	43,0	54,0
25	34,0	—	225	47,0	57,0
50	38,0	48,0	800	—	61,0

Из таблицы видно, что рост электрической прочности с увеличением частоты замедляется по мере улучшения очистки масла. Другие результаты показывают, что у достаточно хорошо очищенного нефтяного масла пробивное напряжение на постоянном токе равно амплитудному значению при 50 Гц. При пробое растительного масла электрическая прочность при 50 Гц ниже, чем на частоте $3,2 \cdot 10^4$ Гц, до расстояния между электродами 3 мм, а при больших расстояниях оказалась выше. Есть мнение, что у особо тщательно очищенных жидкостей в области невысоких частот электрическая прочность не зависит от частоты, так же как и от скорости подъема напряжения.

На высоких частотах электрическая прочность жидких диэлектриков снижается, что можно объяснить влиянием тепловых процессов, а также ионизацией газовых включений. На высоких частотах увлажнение и загрязнение жидкости не оказывают большого влияния на электрическую прочность, как это имеет место на постоянном напряжении и малых частотах. Эта закономерность хорошо иллюстрируется данными табл. 5-6, в которых даны пробивные напряжения масел (в стандартном пробойнике) разной очистки при двух частотах.

Таблица 5-6

Пробивные напряжения масла разной очистки, кВ

Частота, Гц	Увлажненное масло	Фильтрованное масло	Фильтрованное и просушенное масло
50 $4 \cdot 10^5$	100 65	~160 71	310 85

Опытным путем установлено влияние формы кривой напряжения на электрическую прочность жидких диэлектриков. Для жидкостей плохой очистки пробивным напряжением является действующее значение, а для хорошо очищенных — амплитудное при невысоких частотах.

Экспериментально определяемая электрическая прочность жидких диэлектриков зависит от формы электро-

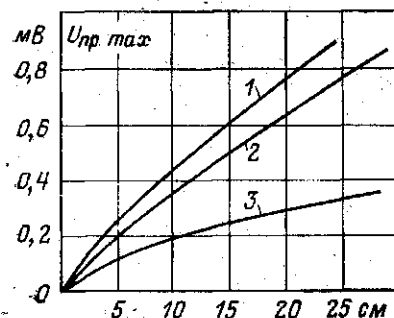


Рис. 5-20. Зависимость пробивного напряжения трансформаторного масла между острием и плоскостью от расстояния между электродами.

1 — острое отрицательное; 2 — острое положительное; 3 — переменное напряжение.

дов, их размеров и материала, из которого они сделаны. В определенных условиях эти факторы могут оказывать даже решающее влияние на механизм пробоя.

Известно, что форма электродов определяет однородность электрического поля. Как правило, чем неоднороднее электрическое поле, тем меньше в жидком диэлектрике пробивное напряжение искрового промежутка определенной длины.

Так же как и в газах, в жидкостях проявляется эффект влияния полярности электродов на пробивное напряжение. В частности, для электродов характерно возникновение положительного объемного заряда у острия, около которого возникает ударная ионизация.

На рис. 5-20 показана зависимость пробивного напряжения трансформаторного масла между острием и плоскостью при разных расстояниях между ними, при положительном и при отрицательном острие и при переменном напряжении. Как видно, наименьшее пробивное напряжение приходится на случай с переменным напряжением, причем рост пробивного напряжения особенно сильно отстает от роста расстояния.

При импульсных пробоях эффект полярности сохраняется, но разница между пробивными напряжениями несколько меньше.

Расстояние между электродами сказывается на пробивном напряжении даже и в том случае, если электроды имеют форму параллельных дисков, создающих близкое к однородному электрическое поле. Однако экспериментальные данные здесь противоречивы. У некоторых исследователей при малых промежутках между дисками электрическая прочность не зависит от расстояния (примерно до 1 мм), у других наблюдается снижение электрической прочности с ростом расстояния. Однако большая часть экспериментальных результатов свидетельствует об уменьшении электрической прочности малых промежутков в простых и сложных (нефтяное масло) по химическому составу жидкостях с ростом расстояния между дисковыми электродами. На основе сводки экспериментальных данных предложена следующая эмпирическая формула зависимости электрической прочности жидких диэлектриков от расстояния между электродами:

$$E_{пр} = A + \frac{B}{h}, \quad (5-21)$$

где A и B — постоянные, зависящие от вида жидкости; h — расстояние между электродами.

В табл. 5-7 даны значения постоянных A и B для некоторых жидкостей.

У технически чистых жидких диэлектриков с остатками разных загрязняющих ингредиентов обнаруживается зависимость электрической прочности от площади электродов. Например, в разрядном промежутке между электродами в виде параллельных плоских дисков электрическая прочность снижается с увеличением площади дисков. Эта закономерность, по-видимому, определяется такими статистическими факторами, как случайная концентрация между электродами влаги, га-

Таблица 5-7

Значения постоянных из формулы (5-21)

Жидкость	Вид электродов	A, МВ/м	B, кВ
Скипидар	Плоские	24	6
Ксилол	"	40	12
Бензол	"	52	6
Трансформаторное масло	Шары, $r=1,25$ см	9—17	10—9
То же	То же, $r=2,5$ см	10—18	8—3

зовых пузырьков и прочих примесей, т. е. неоднородностью диэлектрика. У хорошо очищенных жидкостей площадь электродов влияет только при малых расстояниях между электродами.

Из рассмотренных выше механизмов пробоя можно сделать вывод о том, что электрическая прочность жидких диэлектриков существенно зависит от состояния поверхности электродов и материала, из которого они изготовлены. Для механизма пробоя, начальная стадия которого протекает у поверхности электродов, шероховатость ее должна играть особую роль, помимо того, что отдельные выступы или заусенцы могут влиять на развитие процесса пробоя вследствие известного искажения электрического поля. Очевидно, что неровная, загрязненная, окисленная, шероховатая поверхность легче сорбирует газы, чем шлифованная, полированная, зеркальная. У разных металлов при одинаковой обработке поверхности различная способность сорбировать газы. Кроме того, в процессах, где играют роль тепловые эффекты, материал электрода может влиять за счет разного отвода тепла, за счет разной теплопроводности.

Таблица 5-8

Электрическая прочность жидкостей между электродами из разных металлов, МВ/м

Жидкость	Электроды							
	Железо	Латунь	Свинец	Медь	Алюминий	Золото	Цинк	Серебро
Бензин	40,0	42,0	43,5	45,5	45,0	—	49,0	—
Гексан	35,5	37,0	38,0	43,5	44,0	43,0	47,5	48,0
Ксилол	43,0	41,0	46,5	47,0	48,0	48,5	51,5	53,5

В табл. 5-8 даны значения электрической прочности некоторых жидкостей при частоте 50 Гц и сравнительно небольших промежутках между электродами из разных металлов.

Как правило, для всех жидкостей, включенных в табл. 5-8, материалы электродов соответствуют возрастающим значениям электрической прочности, если считать слева направо. Исключение представляют для бензина переход от меди к алюминию, для гексана — от алюминия к золоту, для ксилола — от железа к латуни. Можно написать следующий ряд, соответствующий возрастанию электрической прочности жидкостей при использовании электродов из этих металлов: $Fe < Pb < Cu < Al < Zn < Ag$. Электрическая прочность жидкостей, приведенная в таблице, невелика. Поэтому можно предположить, что решающую роль в пробое имеет тепловыделение.

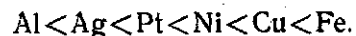
Некоторые данные говорят о большой сложности физических процессов, связанных с влиянием материала электродов на электрическую прочность. Здесь необходимо отметить, что в тщательно очищенных жидких диэлектриках, для которых характерна высокая электрическая прочность, пробой в резко неоднородных полях определяется эмиссией электронов из катода, которая может зависеть от работы выхода электрона из металла.

Однако известен факт, когда у хорошо очищенного гексана при расстоянии между отрицательным острием и плоскостью от 0,001 до 1 см электрическая прочность не зависела от материала электродов. Для тех же электродов из хрома, меди и алюминия при одинаковых прочих условиях некоторое влияние материала электродов было обнаружено при положительном острие. Автор этих исследований дал полученному результату следующее объяснение. В достаточно сильном поле при отрицательном острие эмиссия электронов велика практически при всех материалах катода, т. е. не зависит от энергии выхода. Поэтому влияние материала может быть не заметно. Для того чтобы обнаружить влияние материала электродов на процесс пробоя, необходимо, чтобы предвходящие условия не исказили бы его. Например, необходимо, чтобы поверхность электродов (в частности, отрицательной плоскости) была хорошо очищена и отполирована, даже дегазирована, причем сами металлы не должны обладать большой эмиссионной способностью.

Этому условию удовлетворяли примененные в данном опыте для изготовления электродов хром, медь и алюминий и их обработка. Известны также и другие опыты с гексаном, изложенные ниже. В этом случае гексан и электроды из разных металлов дегазированы не были. По степени возрастания электрической прочности в зависимости от материала электродов получился такой ряд:



По работе выхода электронов из недегазированных металлов они располагаются в такой ряд:



Сопоставляя оба ряда, можно прийти к выводу, что в данном случае работа выхода не могла быть определяющим фактором, поскольку между ее значениями и электрической прочностью не получилось никакой связи.

Таблица 5-9

Влияние материала электродов на электрическую прочность хорошо очищенного нефтяного масла

Особенности образца масла	Материал электродов	$E_{\text{пр}}$, МВ/м
Дегазированные То же	Нержавеющая сталь	102,5
	Сталь обычная	89,0
	Медь	88,6
	Алюминий	88,0
	Хром	86,5
Насыщение воздухом при атмосферном давлении То же	Нержавеющая сталь	67,0
	Алюминий	57,0

Таким образом, при изменении ряда условий влияние материалов электродов на электрическую прочность жидких диэлектриков может проявляться по-разному в зависимости от преобладающей роли того или иного механизма начала и формирования разряда. В заключение в табл. 5-9 приводим значения электрической прочности нефтяного масла высокой степени очистки при постоянном напряжении и длине искрового промежутка 0,1 мм.

5-11. ОСОБЕННОСТИ ПРОБОЯ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Процесс пробоя твердого диэлектрика можно разбить на две стадии. В первой стадии происходит нарушение стационарного режима работы электрической изоляции или отдельно взятого диэлектрика, проводимость увеличивается до значения, соответствующего короткому замыканию между электродами. Во второй стадии происходит разрушение твердого тела, характер которого определяется особенностями процесса, протекающего в первой стадии. Другими словами, в первой стадии происходит образование основного канала пробоя с высокой проводимостью, а во второй — окончательная фиксация пробоя, завершающаяся разрушением диэлектрика в зоне канала. Особенно четко выражены эти стадии в двух основных видах пробоя, так называемых электрическом и тепловом. Не вдаваясь в подробности механизмов этих видов пробоя, можно дать им такие принципиальные определения.

Электрический пробой развивается путем непосредственного воздействия напряженности электрического поля, приводящего или к ударной ионизации электронами, или к чисто механическим нарушениям, где также имеет место лавинообразное нарастание количества свободных зарядов.

✓ При тепловом пробое причиной электрического короткого замыкания через изоляцию является тепловое разрушение, в то время как при электрическом пробое тепловые эффекты являются следствием возникшего электрического короткого замыкания. Тепловой пробой происходит за счет роста температуры внутри твердого диэлектрика, вызванного достаточно большими диэлектрическими потерями в начальном состоянии и таким сочетанием условий нагревания и охлаждения (теплоотвода), при котором количество теплоты, выделяющейся внутри твердого тела, меньше теплоты, которая отводится. Очевидно, что в этом случае причиной пробоя будет чисто тепловое разрушение: расплавление, обугливание, прогорание.

В последующих параграфах мы подробнее познакомимся с теоретическими особенностями механизмов пробоя и известными практическими закономерностями, здесь обратим внимание на то, что эти закономерности должны существенно отличаться друг от друга, поскольку

ку в основе названных механизмов лежат принципиально разные физические процессы.

Если в электрической изоляции возможен тепловой пробой, то ее длительная работа может быть обеспечена только при режиме теплового равновесия. Следовательно, важное значение в формировании пробоя здесь должна иметь не только напряженность электрического поля, но и условия теплового равновесия.

В зависимости от определенных внешних факторов при тепловом пробое электрическая прочность должна сильно изменяться. В противоположность этому при электрическом пробое внешние факторы в целом должны играть меньшую роль.

Принципиальные отличительные закономерности обоих механизмов пробоя могут быть установлены без рассмотрения специальных теорий пробоя. Более того, можно утверждать, что правильность тех или иных теорий может проверяться по совпадению их выводов с основными закономерностями.

✓ Очевидно, для предотвращения развития теплового пробоя необходимо, чтобы внутри диэлектрика выделялось возможно меньше тепла, т. е. чтобы диэлектрические потери были достаточно малы. Эта закономерность всегда учитывается на практике в электроизоляционной технике.

✓ Из гл. 4 известно, что потери в твердых диэлектриках возрастают с увеличением частоты. Следовательно, при тепловом пробое электрическая прочность уменьшается с ростом частоты. На практике это приводит к тому, что к высокочастотным материалам, которые работают в сравнительно сильных электрических полях, предъявляются особо жесткие требования к диэлектрическим потерям.

Поскольку все твердые диэлектрики более или менее плохие проводники тепла, с увеличением толщины образцов или системы изоляции условия теплоотвода из внутренних зон в окружающую среду затрудняются. Значит, с увеличением толщины облегчаются условия накопления тепла, облегчаются условия возникновения теплового пробоя. Следовательно, тепловой пробой должен характеризоваться уменьшением электрической прочности с ростом толщины. Улучшение условий теплоотдачи в окружающую среду независимо от способа достижения этого эффекта способствует повышению элек-

трической прочности при тепловом пробое. В частности, охлаждение поверхности изоляции повышает электрическую прочность, а повышение температуры окружающей среды понижает. Для теплового пробоя закономерна зависимость электрической прочности от температуры: электрическая прочность падает с ее ростом.

Совершенно очевидно, что в зависимости от условий нагревания и охлаждения процесс нарастания температуры внутри диэлектрика, увеличение ее до определенного значения более или менее сильно растянут во времени. Чем больше первоначальное значение диэлектрических потерь, тем быстрее при данной напряженности электрического поля разовьется тепловой пробой. Но даже при значительных потерях и напряженности при достаточно интенсивном охлаждении процесс может сильно затянуться во времени. Следовательно, электрическая прочность при тепловом пробое существенно зависит от времени. При очень кратковременном воздействии импульса напряжения даже большой мощности в диэлектрике не всегда выделяется тепловая энергия, достаточная для термического разрушения. Поэтому с увеличением экспозиции электрическая прочность при тепловом пробое падает. Следовательно, при вероятности теплового пробоя следует помнить, что различной скорости подъема напряжения будет соответствовать разная электрическая прочность. На практике известны случаи, когда тепловой пробой массивных электроизоляционных конструкций, например бумажно-бакелитовых намотанных сердечников высоковольтных вводов, развивался часами.

Тепловой пробой изоляции происходит в том месте, где теплоотвод наиболее затруднен, т. е. в наиболее «горячем» месте. При этом пробой возможен в местах не с максимальной напряженностью электрического поля. Это положение очень просто доказывается экспериментально при тепловом пробое твердого диэлектрика (достаточно однородного во избежание мест с сильно пониженной электрической прочностью) между параллельными дисками с закругленными краями. Как известно, для такой формы электродов краевой эффект устранить полностью не удается, однако пробой происходит не у края электродов, где напряженность больше, а в центре, там, где охлаждение хуже. При тепловом пробое на пробитом образце обычно отчетливо видны

следы теплового разрушения; иногда происходит загорание образца. На рис. 5-21 показана фотография кристалла каменной соли, пробитого по тепловому механизму; один участок имел форму выплавленной воронки, на другом выплавилось отверстие значительных размеров.

Математически принцип теплового пробоя можно выразить простым уравнением мощности диэлектрических

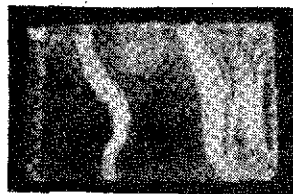


Рис. 5-21. Фотография кристалла каменной соли, пробитого по тепловому механизму (по А. Ф. Вальтеру и Л. Д. Инга).

потерь:

$$U_{\text{пр}}^2 \cdot 2\pi f C \operatorname{tg} \delta = P_{\text{пр}}, \quad (5-22)$$

где $P_{\text{пр}}$ — мощность диэлектрических потерь, вызывающая в данных условиях тепловой пробой.

Эта формула отличается от (1-10) тем, что вместо рабочего напряжения взято пробивное. На рис. 5-22 показаны графики количества теплоты, выделяющейся в твердом диэлектрике под влиянием диэлектрических потерь при разных напряженностях электрического поля и отдаваемой в окружающую среду. В большинстве технических твердых диэлектриков зависимость мощности диэлектрических потерь от температуры определяется температурным изменением коэффициента диэлектрических потерь:

$$\epsilon_{r2} \operatorname{tg} \delta_2 = \epsilon_{r1} \operatorname{tg} \delta_1 e^{\alpha(T_2 - T_1)}, \quad (5-23)$$

где $\epsilon_{r2} \operatorname{tg} \delta_2$ — коэффициент диэлектрических потерь при температуре T_2 ;

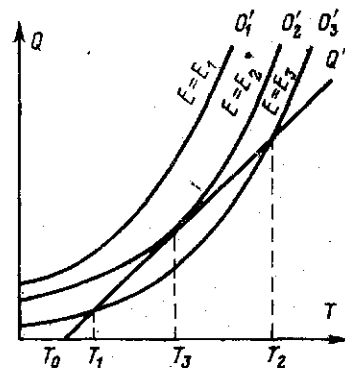


Рис. 5-22. Зависимость количества теплоты, выделяющегося в диэлектрике при разных напряженностях (кривые Q_1 ; Q_2 ; Q_3) и отводимого в окружающую среду (прямая Q''), от температуры.

$\epsilon_{r1} \operatorname{tg} \delta_1$ — коэффициент диэлектрических потерь при температуре T_1 ;

α — коэффициент, зависящий от свойств диэлектрика и являющийся ТК ($\epsilon_r \operatorname{tg} \delta$).

Кривые Q_1 ; Q_2 и Q_3 на рис. 5-22 получены при разных значениях напряженности электрического поля, $E_1 > E_2 > E_3$. Теплоотдача в окружающую среду прямо пропорциональна температуре, она соответствует прямой Q'' .

При сравнительно небольшой напряженности E_3 , которой соответствует кривая Q_3 , температура внутри диэлектрика от начального значения T_0 повысится до T_1 , при которой наступит тепловое равновесие: количество теплоты, выделяющейся внутри диэлектрика, будет равно количеству теплоты, отдаваемой в окружающую среду. При данных условиях — напряженности, нагрева и охлаждения — температура внутри диэлектрика не может подняться выше T_1 , недостаточной для теплового разрушения, так как при температурах $T > T_1$ в диэлектрике выделяется теплоты меньше, чем отводится. Таким образом, при температуре окружающей среды T_0 в поле E_3 диэлектрик не нагреется до температуры T_2 , где может быть пробой потому, что при температурах $T > T_2$ в нем выделяется теплоты больше, чем отводится.

При большей напряженности E_2 , которой соответствует кривая Q_2 , тепловое равновесие может быть только неустойчивое; ему соответствует только одно значение температуры T_3 — абсцисса точки касания кривой Q_2 с прямой Q'' . Такую напряженность поля диэлектрик может выдержать лишь кратковременно, пока происходит его нагревание диэлектрическими потерями. При достаточно большой напряженности E_1 , которой соответствует кривая Q_1 , тепловое равновесие совершенно невозможно. Однако и в этом случае пробой произойдет не сразу при достижении приложенным напряжением значения, обеспечивающего напряженность E_1 . Температура образца не может подняться мгновенно до опасного предела. Напряженность E_1 диэлектрик может выдержать до пробоя в течение более короткого времени, чем напряженность E_2 , которая меньше E_1 . Для снижения вероятности теплового пробоя целесообразно применять материалы с повышенной теплопроводностью и малую толщину изоляции (последнее возможно, естественно, в определенных пределах, которые расширяются

с повышением качества изоляции — повышением ее электрической прочности).

Первоначально тепловой пробой связывали с наличием в изоляции резко выраженной неоднородности, т. е. малых по объему участков с резко повышенными удельными диэлектрическими потерями. Однако впоследствии теоретически была обоснована возможность развития теплового пробоя даже в идеально однородном диэлектрике, в котором нет никаких мест, где могут выделяться повышенные потери. Это сделано В. А. Фоком и Н. С. Семеновым; теория теплового пробоя, разработанная ими, рассматривается в следующем параграфе.

Исходя из описаний особенностей теплового пробоя можно в общих чертах определить его область — условия его возникновения. Тепловой пробой следует ожидать при повышенных температурах, при больших толщинах твердой изоляции, при высоких частотах, при длительных воздействиях электрических полей. Электрическая прочность при тепловом пробое понижается с увеличением температуры, толщины изоляции, увеличением времени воздействия сильных электрических полей. Для области теплового пробоя характерной особенностью является сравнительно низкая электрическая прочность, сильно отличающаяся для разных диэлектриков.

Отмеченный выше наиболее вероятный механизм электрического пробоя твердых диэлектриков — ударная ионизация — характеризуется основными закономерностями, как правило, противоположными таковым при тепловом пробое. Для электрического пробоя характерны предпробивное состояние диэлектрика, где ток растет быстрее, чем увеличивается напряжение, т. е. не соблюдается закон Ома, и скачкообразный рост тока, соответствующий короткому замыканию между электродами. Исходя из особенностей этих явлений, можно отметить следующие черты электрического пробоя. Прежде всего это большая скорость формирования пробоя и практически отсутствие зависимости электрической прочности в однородном электрическом поле от экспозиции вплоть до весьма коротких импульсов — порядка 10^{-8} — 10^{-7} с. В ряде случаев при импульсах продолжительностью меньше 10^{-7} с наблюдается рост электрической прочности в однородных полях с уменьшением

экспозиции. В неоднородных полях с уменьшением экспозиции наблюдается увеличение электрической прочности уже с порога 10^{-8} с. Сразу подчеркнем вообще большее значение неоднородности электрического поля при электрическом пробое в отличие от теплового пробоя. Это вытекает из самой физической особенности обоих механизмов. Пробой по электрическому механизму в принципе возможен только тогда, когда напряженность поля достигает определенного значения — электрической прочности. Следовательно, если поле неоднородно, то пробой при одинаковых

толщинах одного и того же диэлектрика произойдет при меньшем напряжении между теми электродами, которые создают менее однородное поле, поле с местной завышенной напряженностью, причем именно в этом месте и произойдет пробой. Эта закономерность иллюстрируется результатом пробоя стеклянных пластинок между двумя параллельными дисками при наличии краевого эффекта при электрическом и тепловом механизмах пробоя. В первом случае все пробой происходят по краям электродов, где повышенная напряженность электрического поля; в местах пробоя отсутствуют следы теплового разрушения. При тепловом механизме пробоя все пробой происходят вблизи середины электродов, где хуже условия охлаждения — они оказались важнее краевого эффекта. Места теплового пробоя имели следы теплового разрушения.

На рис. 5-23 показана зависимость пробивного напряжения образцов из изоляторного фарфора от температуры. При температуре выше 50°C наблюдается быстрое падение пробивного напряжения с ростом температуры — это область теплового пробоя; при более низких температурах пробивное напряжение не зависит от температуры — это область электрического пробоя.

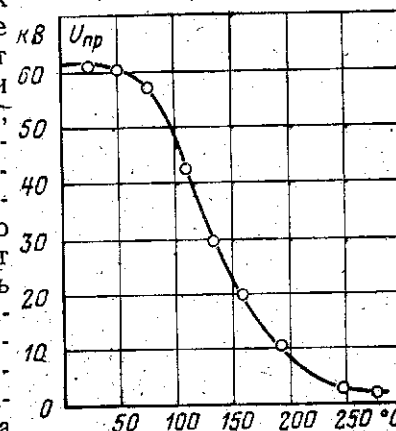


Рис. 5-23. Зависимость пробивного напряжения образцов из изоляторного фарфора от температуры.

Надо иметь в виду, что в отдельных случаях, в частности на образцах органических полимеров, в силу их специфических свойств, указанная закономерность для электрического пробоя нарушается (подробней об этом сказано ниже).

На рис. 5-24 показаны графики зависимости пробивного напряжения стекла от толщины в однородном и неоднородном полях при переменном напряжении при электрическом пробое. Как видно, пробивные напряжения в однородном и резко неоднородном полях (нижняя

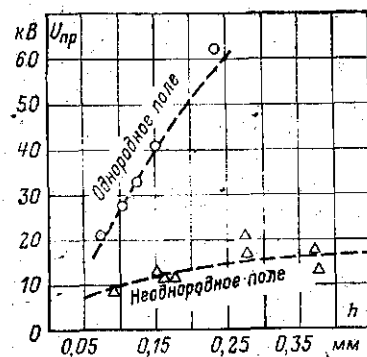


Рис. 5-24. Зависимость пробивного напряжения образцов из стекла от толщины в однородном и неоднородном полях при электрическом пробое.

кривая на рис. 5-24) сильно отличаются друг от друга. Замедленный рост пробивного напряжения с ростом толщины (падение электрической прочности) объясняется увеличением степени неоднородности поля за счет усиления краевого эффекта у пластинчатых электродов, примененных при пробое. Увеличение степени неоднородности электрического поля снижает электрическую прочность обычно до некоторого минимального значения, ниже которого она не

не снижается при дальнейшем усилении неоднородности. Таким образом, на практике закономерность электрического пробоя — отсутствие зависимости электрической прочности от толщины диэлектрика — может искажаться за счет неоднородности электрического поля. Одни и те же образцы в полях разной степени неоднородности будут обнаруживать разные значения электрической прочности.

Создание однородного поля требует специальных условий: или придания образцам и электродам особой формы, или устранения краевого эффекта помещением образца с электродами в жидкость с повышенной проводимостью. В последнем случае краевой эффект сглаживается повышенной поверхностной утечкой. Примеры формы образцов, обеспечивающих пробой в практически

однородном поле, показаны на рис. 1-17. У неоднородных по составу и строению диэлектриков, особенно тонких, обнаруживается зависимость электрической прочности от площади электродов — она снижается с увеличением последней, что объясняется увеличением вероятности попадания слабых точек под электроды.

Тепловые процессы слабо сказываются на механизме электрического пробоя, и, следовательно, в сравнительно больших диапазонах температур электрическая прочность оказывается практически независимой от температуры. Поэтому при электрическом пробое обычно не обнаруживается влияние окружающей среды на электрическую прочность твердых диэлектриков даже в том случае, если теплоотвод от образца изменяется в широких пределах. Требуется только, чтобы смена среды не изменила степень неоднородности электрического поля.

Электрическая прочность в случае электрической формы пробоя зависит от частоты электрического поля в силу того, что образующиеся в диэлектрике объемные заряды могут исказить однородность поля.

Таким образом, можно определить следующие условия (область) возникновения электрической формы пробоя диэлектриков: при кратковременном воздействии напряжения, в изоляции небольших толщин, в области невысоких температур, при малых диэлектрических потерях. В противном случае более вероятным становится тепловой пробой.

Следует отметить, что закономерность, выражающаяся независимостью электрической прочности от температуры при электрическом пробое, имеет исключения, о которых сказано ниже.

Кроме основных механизмов пробоя твердых диэлектриков: теплового и электрического, на практике часто приходится наблюдать так называемый ионизационный пробой. Под ним подразумевают пробой, вызванный разрядами, возникающими в газообразных или жидких включениях в твердых диэлектриках и системах изоляции. Причины возникновения этих разрядов и их влияние на диэлектрические потери были рассмотрены в гл. 4.

Общей закономерностью для всех анизотропных твердых диэлектриков независимо от их природы и механизма пробоя является зависимость электрической проч-

ности от направления приложенного напряжения. Наиболее характерными случаями анизотропии являются слоистая и кристаллическая структуры. Типичными представителями материалов слоистой структуры являются слоистые пластики, слюдяная изоляция и многослойная бумажная изоляция, пропитанная жидким диэлектриком. В кристаллах в зависимости от строения кристаллической решетки анизотропия может быть более сложной, чем у слоистых материалов. У слоистых пластиков электрическая прочность всегда выше при направлении электрического поля перпендикулярно слоям, что соответствует более высоким значениям удельного объемного сопротивления и наименьшим значениям $\operatorname{tg} \delta$ в этом направлении.

Среди кристаллических диэлектриков наиболее резко выражена анизотропия у кристаллов, обладающих весьма совершенной спайностью. Типичным представителем таких кристаллов является слюда, у которой электрическая прочность в направлении, перпендикулярном плоскости спайности, во много раз выше, чем в параллельном.

5-12. ТЕПЛОВОЙ ПРОБОЙ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Из всех теорий пробоа твердых диэлектриков наиболее точно и полно разработана теория теплового пробоа, хотя теории электрического пробоа разрабатывались раньше. Это можно объяснить тем, что в теории теплового пробоа с физической точки зрения задача формулируется и решается сравнительно просто: требуется найти условия теплового равновесия твердого тела, нагревающегося за счет внутреннего источника тепла (диэлектрических потерь). Если известны граничные условия, то сравнительно просто можно определить условия нарушения теплового равновесия, приводящие к неограниченному росту температуры. В теориях электрического пробоа рассматриваемые вопросы физически гораздо более сложны.

В простейшем виде условия теплового равновесия твердого диэлектрика рассмотрены в элементарной теории теплового пробоа. Эта теория приведена в связи с простотой конечных уравнений, соответствующих общей физической картине развития теплового пробоа. Количество теплоты, выделяющейся в диэлектрике за единицу времени при постоянном напряжении (взятом

Для упрощения подсчета) в стационарном режиме (постоянном во времени токе утечки), определяется следующим уравнением:

$$Q' = \frac{U^2}{R} = \frac{U^2 F}{2h} \gamma_0 e^{a(T-T_0)}, \quad (5-24)$$

где F — площадь электродов (параллельных пластин);
 $2h$ — толщина диэлектрика;
 γ_0 — удельная проводимость при температуре t_0 ;
 T — температура диэлектрика в данный момент, °C;
 T_0 — начальная температура диэлектрика, равная температуре охлаждающей среды, °C;
 a — коэффициент.

Количество теплоты, отдаваемый за единицу времени нагретым телом в окружающую среду, прямо пропорционально разности температур и было принято равным

$$Q'' = 2F\sigma(T-T_0), \quad (5-25)$$

где σ — коэффициент теплоотдачи от диэлектрика в окружающую среду.

Искомые условия теплового равновесия соответствуют равенству Q' и Q'' , что на рис. 5-22 определяется точкой касания кривой Q'_2 и прямой Q'' . Напряженность E_2 и температура T_2 , соответствующая точке касания, и являются искомыми условиями. Напряженность E_2 есть фактически электрическая прочность при длительной экспозиции. Обозначим ее $E_{\text{пр}\infty}$ и соответствующее ей напряжение — пробивное напряжение обозначим $U_{\text{пр}\infty}$. Из равенства количества теплоты Q'_2 и Q'' , а также из условий касания кривой Q'_2 и прямой Q'' получают следующие выражения:

$$T_2 = T_0 + \frac{1}{a}; \quad (5-26)$$

$$U_{\text{пр}\infty} = 2 \sqrt{\frac{\lambda}{\gamma_0 a}} e^{-aT_0/a} \varphi(c), \quad (5-27)$$

где $\varphi(c) = \sqrt{\frac{ah}{\lambda e}}$;

λ — теплопроводность диэлектрика.

В этой формуле отражены основные физические особенности теплового пробоа через зависимость пробивного напряжения от толщины, проводимости и ее изменения от температуры, а также от условий охлаждения.

В. А. Фок и Н. Н. Семенов разработали теорию теплового пробоя, где более точно учтены особенности теплового режима в диэлектрике. В ней рассчитывалось пробивное напряжение диэлектрика между параллельными пластинами бесконечно большой площади. Следовательно, теплоотдача в окружающую среду должна происходить только по толщине диэлектрика через электроды, тепловое сопротивление которых также учитывалось при расчетах. Теплоотдачей через торцы образца в данном случае полностью пренебрегали, поскольку в этом направлении имеет место бесконечно большое тепловое сопротивление. Бесконечность площади плоских электродов позволила пренебречь и краевым эффектом. Эти положения способствовали строгости проведенных расчетов. Опустим довольно громоздкий расчет условия теплового равновесия и рассмотрим сразу конечный результат этой теории — уравнение пробивного напряжения при переменном токе

$$U_{пр} = 382 \sqrt{\frac{\lambda}{f a \epsilon_{гн} \operatorname{tg} \delta_{гн}}} \varphi(c), \quad (5-28)$$

где $U_{пр}$ — действующее значение пробивного напряжения, кВ;

λ — теплопроводность диэлектрика, Вт/(м·К);

f — частота приложенного напряжения, Гц;

a — температурный коэффициент коэффициента диэлектрических потерь [ТК ($\epsilon_r \operatorname{tg} \delta$)];

$\epsilon_{гн} \operatorname{tg} \delta_{гн}$ — начальный коэффициент диэлектрических потерь при начальной температуре, равной температуре окружающей среды T_0 ;

h — толщина диэлектрика, м.

Параметр c находится по формуле

$$c = \beta h = h \frac{\lambda_1 \sigma}{2\lambda (\lambda_1 + \sigma h_1)}, \quad (5-29)$$

где β — параметр, определяющий условия охлаждения;

λ_1 — теплопроводность металла электродов, Вт/(м·К);

σ — коэффициент теплоотдачи от электродов в окружающую среду, Вт/(м²·К);

h_1 — толщина каждого электрода, м.

В случае передачи теплоты от металла в воздух σ имеет значение около 10 Вт/(м²·К). Произведение $\beta h = c$ — безразмерное.

Аналитическое выражение функции $\varphi(c)$ отличается большой сложностью. Ее графическое выражение представлено на рис. 5-25; это кривая с тенденцией к насыщению; в пределе при безграничном росте βh функция равна 0,662.

Проанализируем уравнение (5-28). Пробивное напряжение при тепловом пробое изменяется обратно пропорционально корню квадратному из частоты (без учета воздействия объемных зарядов, появляющихся при достаточно большой частоте). Зависимость пробивного напряжения от температуры, следующая из уравнения (5-28), может быть получена в предположении, что из-

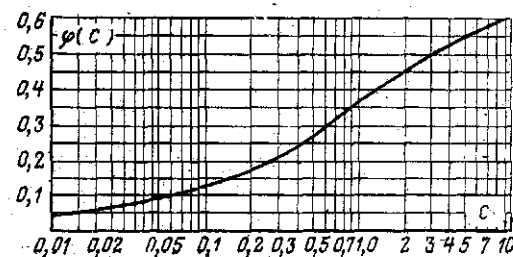


Рис. 5-25. Графическое выражение функции $\varphi(c)$.

меняются с температурой только $\epsilon_{гн}$ и $\operatorname{tg} \delta_{гн}$. Пусть их температурное изменение от начальной температуры T_0 происходит в соответствии с уравнением (5-23). Для упрощения примем, что $T_2 = T_0$ а $T = 0$.

Тогда уравнение (5-28) примет такой вид:

$$U_{пр} = A e^{-aT_0/2}, \quad (5-30)$$

где A — постоянная величина.

Из (5-30) следует, что

$$\operatorname{TK} U_{пр} = -\frac{a}{2} = -\frac{\operatorname{TK}(\epsilon_r \operatorname{tg} \delta)}{2}. \quad (5-31)$$

Из формулы (5-28) следует, что пробивное напряжение при определенных значениях частоты и температуры окружающей среды имеет некоторое предельное значение в зависимости от толщины диэлектрика. Оно может быть определено из (5-28) и (5-29) в предположении, что толщина диэлектрика равна бесконечности, а поэто-

му $\varphi(c)=0,662$. Тогда пробивное напряжение становится равным предельному конечному значению

$$U_{\text{прmax}} = 253 \sqrt{\frac{\lambda}{I a \varepsilon_{\text{гн}} \operatorname{tg} \delta_{\text{н}}}}. \quad (5-32)$$

Проанализируем с помощью формул (5-28) и (5-29) условия работы электрической изоляции при отсутствии теплоотдачи в окружающую среду. В этом случае величины σ , β , ε и $\varphi(c)$ станут равными нулю, а значит, и $U_{\text{пр}}$ будет равно нулю. Физический смысл этого результата таков: при полном отсутствии теплоотдачи из твердой изоляции тепловой пробой наступает при любом, сколь угодно низком значении приложенного напряжения. Очевидно, что время до пробоя при этом будет достаточно велико. К сожалению, рассматриваемая теория теплового пробоя не дает количественной временной зависимости для пробивного напряжения, а только качественную.

Для пробивного напряжения на постоянном токе по теории Фока — Семенова получается уравнение такой же формы, что и (5-28), но с другими значениями функции $\varphi(c)$:

$$c = \frac{\lambda \sigma h}{\lambda \lambda_1 + \sigma h_1}. \quad (5-33)$$

На рис. 5-26 даны графики зависимости функции $\varphi(c)$ от параметра c для трех случаев расчета пробивного напряжения: по упрощенной (элементарной) теории теплового пробоя, по точной теории на постоянном и переменном токе. Из рис. 5-26 видно, что при малых значениях величины c , соответствующих плохим условиям охлаждения, для всех трех случаев расчета значения функции $\varphi(c)$ совпадают.

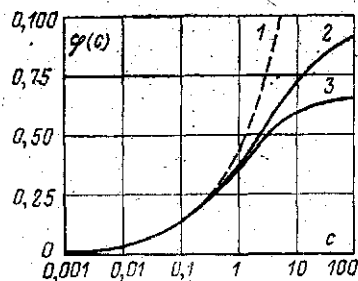


Рис. 5-26. Графики значений функций $\varphi(c)$ для расчета пробивного напряжения.

1 — по элементарной теории пробоя; 2 — по точной теории на постоянном токе; 3 — по точной теории на переменном токе.

Поскольку пробивные напряжения пропорциональны $\varphi(c)$, при плохих условиях охлаждения пробивные напряжения, рассчитанные тремя способами, сближаются. При значениях c , близких

к единице значения $\varphi(c)$ для всех вариантов существенно расходятся: по элементарной теории $\varphi(c)$ приобретает наибольшее значение, по теории Фока — Семенова для переменного напряжения — наименьшее. Различие между ходом кривых 2 и 3 может быть объяснено следующим образом. Внутренние зоны — слои как более нагретые характеризуются повышенной проводимостью, что приводит к снижению в них напряженности электрического поля и увеличению ее в более холодных наружных слоях. Такое перераспределение напряженности по зонам толщины создает более легкий режим работы диэлектрика.

Для расчета пробивного напряжения электроизоляционных конструкций исходя из теории теплового пробоя можно пользоваться следующей формулой, принципиально выражающей условие теплового равновесия под действием приложенного напряжения:

$$U^2 \operatorname{tg} \delta \omega C = \sigma S (T_{\text{раб}} - T_1), \quad (5-34)$$

где σ — коэффициент теплоотдачи с поверхности данной конструкции в окружающую среду;

S — поверхность данной конструкции;

$T_{\text{раб}}$ — допустимая рабочая температура на поверхности данной конструкции;

T_1 — температура окружающей среды.

Допустимая рабочая температура в первую очередь определяется свойствами диэлектрика, в частности его нагревостойкостью.

5-13. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Было создано несколько теорий электрического пробоя, от которых пришлось отказаться или потому, что они не соответствовали новым представлениям физики твердого тела, или потому, что опытные закономерности впадали в противоречие с теоретическими. К изложенным в § 5-11 основным опытным закономерностям электрического пробоя, находящимся в соответствии с механизмом ударной ионизации электронами, можно добавить еще, что для электрического пробоя характерны: 1) определенная кристаллографическая направленность каналов пробоя в кристаллах с ионной решеткой; 2) увеличение электрической прочности щелочно-галогенных кристаллов с ростом температуры (лежащей

в пределах до теплового пробоя). С позиций механизма ударной ионизаций электронами вторая закономерность объяснима торможением электронов,двигающихся в электрическом поле, за счет усиления тепловых колебаний кристаллической решетки.

Не вдаваясь в детали существующих теорий (или гипотез) по электрическому пробояю, рассмотрим общие основные положения этого механизма. Если физическая сущность механизма теплового пробоя сводится к нарушению теплового равновесия, то в механизме электрического пробоя она сводится к превышению энергии электрона, разгоняемого электрическим полем (обозначим ее через A), над тем количеством энергии, которое может быть рассеяно им в виде тепла на колебания частиц твердого тела, с которыми электрон сталкивается (обозначим ее через B). Процесс непрерывного ускоренного нарастания тока, приводящий к пробояю, может возникнуть при условии, что A больше B . Тогда у электрона, находящегося по уровню энергии в зоне проводимости и ускоряемого электрическим полем, создается избыточная энергия по сравнению с энергией, соответствующей нижнему уровню зоны проводимости. Когда эта избыточная энергия ΔW станет больше энергии, равной ширине запрещенной зоны, то появляется вероятность передачи разогнавшимся электроном другому электрону, находящемуся в валентной зоне, такого количества энергии, которое переведет его в зону проводимости. В результате этого концентрация электронов в зоне проводимости возрастает. Новые электроны в зоне проводимости разгоняются полем и сами начинают ионизацию, что приводит к лавинообразному процессу. Таким образом, принцип ударной ионизации электронами в твердых диэлектриках в своей основе соответствует процессу ионизации в диэлектриках в других агрегатных состояниях.

Для определения напряженности электрического поля, при которой начинается электрический пробой, необходимо рассчитать энергии A , B и ΔW . В основу этих расчетов закладываются функциональные зависимости энергии A от напряженности электрического поля и значения энергии ΔW , а для энергии B — от ΔW . Эти расчеты должны учитывать все особенности поведения электронов в электрическом поле с учетом положений квантовой теории. Такие расчеты весьма сложны и делаются с рядом допущений, различных у авторов разных тео-

рий, в связи с чем результаты расчетов полностью не совпадают. Принципиальные функциональные зависимости интересующих нас в данном случае величин представлены на рис. 5-27. Пунктирная кривая энергии B начинается не от нуля в связи с тем, что при достаточно малом значении ΔW электрон не в состоянии передать какое-либо количество энергии на колебание частиц твердого тела. После преодоления этого порога потеря электроном энергии при соударениях резко возрастает, а после достижения определенного значения начинает медленно спадать. Таким образом, кривая энергии B в зависимости от ΔW имеет максимум. Уменьшение доли энергии, отдаваемой при соударениях с твердыми частицами при достаточно больших значениях ΔW , объясняется следующим образом. Большим ΔW соответствуют большие скорости направленного движения электрона, причем уменьшается количество самих столкновений, а следовательно, и рассеиваемая энергия B . Энергия электрона A монотонно возрастает с увеличением ΔW и с увеличением напряженности электрического поля ($E_3 > E_2 > E_1$). Особое значение имеют точки пересечения кривой B с кривыми энергии A (разные при разных напряженностях); соответствующие им значения ΔW обозначим через $\Delta W'_1$, $\Delta W'_2$, $\Delta W'_3$. Физическое значение этих точек таково: если $\Delta W > \Delta W'$ (при данной напряженности), то электрон в зоне проводимости со временем ускоряется; если же $\Delta W < \Delta W'$, то происходит замедление электрона, приводящее к рекомбинации, к выходу его из зоны проводимости. Как видно из рис. 5-27, с увеличением напряженности электрического поля $\Delta W'$ уменьшается, условия для разгона электрона улучшаются.

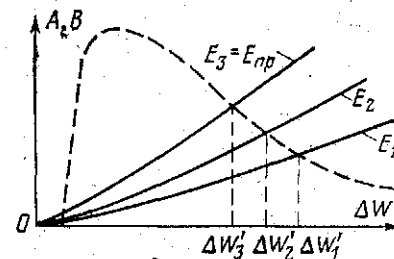


Рис. 5-27. Графики зависимости $A=f(E, \Delta W)$ — сплошные линии и $B=f(\Delta W)$ — пунктирная кривая.

В основе любого варианта теории ударной ионизации твердого диэлектрика электронами лежит определение значения энергии $\Delta W'$, при котором разовьется пробой.

В разных современных теориях электрического пробоя принимается разный подход к решению этой задачи, к нахождению критерия пробоя. Ограничимся рассмотрением критерия, принятого в теории В. Л. Чуенкова. Согласно этой теории новые электроны в зоне проводимости, появившиеся здесь вследствие ударной ионизации, имеют разные значения ΔW в пределах некоторого интервала со средним значением $\Delta W_{1/2}$, причем одна половина электронов имеет $\Delta W > \Delta W_{1/2}$, а вторая половина имеет $\Delta W < \Delta W_{1/2}$. Очевидно, что $\Delta W_{1/2}$ увеличивается с ростом напряженности электрического поля, так как это определяется общей закономерностью увеличения кинетической энергии электрона с ростом напряженности. Отсюда вытекает сближение $\Delta W_{1/2}$ и $\Delta W'$. Чуенков выбрал критерием электрического пробоя равенство этих величин, что на рис. 5-27 соответствует точке пересечения кривой B с кривой A при напряженности E_3 , которая, таким образом, является уже электрической прочностью. Критерий этот имеет такой вид:

$$\Delta W_{1/2} = \Delta W'. \quad (5-35)$$

Физический смысл критерия Чуенкова сводится к следующему: такая напряженность электрического поля становится электрической прочностью, при которой концентрация электронов в зоне проводимости не убывает, поскольку рекомбинация электронов с пониженной скоростью становится для этого недостаточной; в результате такого состояния концентрация электронов будет непрерывно возрастать при малейшем нарушении равновесного состояния.

В заключение об электрическом пробое отметим несколько положений из экспериментальных и теоретических работ, выполненных А. А. Воробьевым и его учениками. Поскольку между ударной ионизацией твердых диэлектриков и газов существует принципиальное сходство, были высказаны соображения, что завершающая стадия электрического пробоя твердых диэлектриков обуславливается прорастающим с большой скоростью в толще диэлектрика разрядным каналом — стримером. Вероятность такого процесса подтверждается отмеченной выше закономерностью пробоя при повторных воздействиях кратковременных импульсов напряжения одинаковой величины и формы. Работами А. А. Воробьева и его сотрудников показано, что электрическая прочность щелочно-галогенных кристаллов увеличивается с ростом

энергии кристаллической решетки. А. А. Воробьевым и Г. А. Воробьевым установлено, что при пробое щелочно-галогенных кристаллов до толщин 50 мкм время формирования пробоя уменьшается с ростом толщины, а при больших толщинах (до 1 см) — возрастает. Объяснение этой закономерности связано с особенностями временного режима образования стримера, обеспечивающего завершение процесса формирования пробоя.

Для быстрого развития электронной лавины при ударной ионизации твердых диэлектриков электронами необходимо первоначально достаточное количество их в зоне проводимости. Проведенные исследования показали, что это условие может быть обеспечено за счет эмиссии электронов из катода.

5-14. ИОНИЗАЦИОННЫЙ ПРОБОЙ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Ионизационный пробой твердых диэлектриков может происходить по двум вариантам. В обоих случаях начальной стадией является ионизация газовых или жидких включений. Наличие газовых включений может быть вызвано различными дефектами материала или технологии изолирования и хорошо известно на практике. Жидкие включения всегда имеются в бумажно-жидкостной изоляции трансформаторов, кабелей, конденсаторов. Жидким компонентом этой изоляции обычно является нефтяное масло или синтетическая жидкость, например на основе хлорированных дифенилов. В бумажно-жидкостной изоляции неизбежны и газовые включения, которые могут быть в жидкости в виде отдельных пузырьков (обычно вследствие недостаточного вакуумирования при сушке и пропитке или возникающих в процессе эксплуатации) или в молекулярно растворенном состоянии. В непропитанных пористых материалах всегда имеются воздушные включения более или менее значительных размеров, например в бумагах и картонах, в поро- и пенопластах. При приложении достаточно высокого напряжения в течение короткого времени пробой может произойти или по сквозным порам (газа или жидкости) при наличии таковых, или постадийно: сначала пробиваются включения, последовательно соединенные с твердым диэлектриком, потом сам твердый диэлектрик. Пробой пористых материалов при достаточно длительной экспозиции происходит при меньших значе-

ниях электрической прочности. В этом случае ионизация газовых или жидких включений в твердой изоляции завершается тепловым пробоем вследствие большого увеличения диэлектрических потерь. Однако необходимо учитывать, что в результате частичных разрядов (ЧР) в газовых или жидких включениях могут происходить тепловые, химические и механические воздействия на разный по стойкости к ним диэлектрик. Поэтому и следует различать два возможных варианта пробоя.

В первом варианте, когда диэлектрик характеризуется большой стойкостью к химическим и тепловым воздействиям (обычно у неорганических материалов), разрушение их ЧР осуществляется слабо и влияние последних сводится преимущественно к ускоренному развитию теплового пробоя при достаточно интенсивных ЧР.

Во втором варианте при малой устойчивости твердых диэлектриков к ЧР воздействие ЧР приводит к большим разрушениям, которые вызывают потерю электрической прочности. Такой механизм ионизационного пробоя характерен для многих органических диэлектриков. В частности, с возможностью подобных явлений всегда следует считаться в высоковольтной целлюлозной изоляции кабелей, трансформаторов и конденсаторов.

В отдельных случаях пробой твердой изоляции стимулируется механическими повреждениями. При образовании отдельных трещин или пустот вследствие механических повреждений твердой изоляции пробой может развиваться по ионизационному механизму под действием ЧР, возникающих в местах механических повреждений. В других случаях, в частности у керамических изоляторов, одновременное воздействие достаточно больших механических нагрузок и сильного электрического поля приводит к снижению электрической прочности (пробивного напряжения) без заметных предварительных механических повреждений. Однако такие явления еще мало изучены.

В гл. 2 и 4 приведены формулы для расчета относительной диэлектрической проницаемости и $\operatorname{tg} \delta$ волокнистых бумаг, выведенные в предположении, что в конденсаторной бумаге имеет место последовательное расположение волокон и пор. Как показал С. К. Медведев, для определения электрической прочности конденсаторной бумаги эта схема дает приемлемые результаты только при пробое одного слоя бумаги толщиной до 10 мкм.

Им предложены другая схема и расчетная формула, выведенная на ее основе, которые рассмотрены ниже. Схема строения бумаги и слоистой изоляции на ее основе по С. К. Медведеву показана на рис. 5-28. Сущность ее заключается в следующем: лист бумаги рассматривается как очень большое количество соединенных параллельно столбиков, в которых поры и клетчатка (волокна) соединены последовательно. В дальнейших рассуждениях применительно к бумажно-масляной изоляции будем считать поры заполненными маслом. В отдельных столбиках относительная толщина клетчатки, т. е. степень заполнения столбика волокном, может изменяться от 0 до 1. В первом случае имеет место сквозная пора, во втором (теоретическом) в столбике совсем отсутствуют поры. Напряженности переменного электрического поля в клетчатке и в масле внутри столбиков могут быть выражены следующими уравнениями:

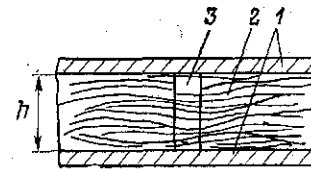


Рис. 5-28. Схема структуры бумаги по С. К. Медведеву. 1 — электроды; 2 — слой бумаги; 3 — элементарный столбик бумаги.

$$E_k = E \frac{1}{\beta - h'_k(\beta - 1)}; \quad (5-36)$$

$$E_m = E \frac{\beta}{\beta - h'_k(\beta - 1)}. \quad (5-37)$$

В этих формулах приняты следующие обозначения:

- E_k — напряженность в клетчатке;
- E_m — напряженность в масле;
- E — средняя напряженность, равная U/h (где U — приложенное напряжение, h — толщина диэлектрика, т. е. высота столбика);
- $\beta = \epsilon_{rk}/\epsilon_{rm}$ (где ϵ_{rk} и ϵ_{rm} — относительные диэлектрические проницаемости клетчатки и масла);
- h'_k — фактическая относительная толщина клетчатки в столбике (в сумме с относительной толщиной масляных прослоек h'_m получается равной 1).

Отношение β зависит при постоянном значении ϵ_{rk} от относительной диэлектрической проницаемости пропитывающего материала.

При нефтяном масле $\beta=3$, при соволе 1,45, если значение относительной диэлектрической проницаемости клетчатки принять равным 6,5.

Приложенное к диэлектрику напряжение может быть выражено в зависимости от рассматриваемых параметров так:

$$U = E_k h_k + E_m h_m = U_m \left(1 + \frac{h_k}{h_m} \frac{\epsilon_{rM}}{\epsilon_{rK}} \right), \quad (5-38)$$

где h_k и h_m — толщины клетчатки и пор, причем $h_k + h_m = h$.

При повышении приложенного напряжения напряжение на масляных прослойках может достигнуть пробивного для них значения. Однако из этого не следует, что сразу же произойдет пробой клетчатки, т. е. общий пробой по всей толщине изоляции. Для того чтобы произошел пробой, необходимо, чтобы приложенное напряжение было больше пробивного напряжения слоя клетчатки или равно ему; данное условие выражается следующим образом:

$$U = U_{пр} \geq E_{пр.к} h_k, \quad (5-39)$$

где $U_{пр}$ — напряжение, при котором произойдет полный пробой; $E_{пр.к}$ — электрическая прочность клетчатки.

Дальнейшее преобразование с учетом (5-38) приводит к следующему выражению для пробивного напряжения:

$$U_{пр} = E_{пр.м} \left(h_m + \frac{\epsilon_{rM}}{\epsilon_{rK}} h_k \right) \geq E_{пр.к} h_k, \quad (5-40)$$

В результате можно получить выражение для относительной толщины клетчатки, при которой произойдет полный пробой:

$$h'_k = \frac{1}{\frac{E_{пр.к}}{E_{пр.м}} + 1 - \frac{\epsilon_{rM}}{\epsilon_{rK}}}. \quad (5-41)$$

В конечном счете для определения расчетной электрической прочности (для полного пробоя) может быть принято такое выражение:

$$E_{пр} = E_{пр.к} h'_k. \quad (5-42)$$

Электрическая прочность клетчатки может быть взята равной 272 МВ/м; электрическая прочность масла в тонких слоях — 200 МВ/м.

На основании приведенных выше уравнений и численных значений входящих в них величин С. К. Медведевым были произведены проверочные расчеты для конденсаторной бумаги, непропитанной и пропитанной, разной толщины при разном числе слоев.

Для расчетов параметров непропитанной бумаги были приняты следующие значения электрической прочности воздуха в тонких слоях:

Толщина, мм	0,0005	0,01	0,02	0,05	0,08	0,1
Электрическая прочность, МВ/м	49,5	28,3	16,7	9,62	7,87	7,25

Сравнение расчетных данных с опытными дало хорошее совпадение. Удовлетворительное совпадение расчетных данных с опытными получены С. К. Медведевым и для слюдинитовой бумаги, отличающейся мелкощупчатой структурой.

Исследования других авторов показали, что при пробое слюдинитовой бумаги вследствие большой электрической прочности слюды и малой площади чешуек происходит поверхностный пробой отдельных чешуек (в элементарном столбике бумаги). Это подтверждается следующим опытом. После пробоя воздушных пор и поверхностного пробоя чешуек слюды выделяется тепло, достаточное для того, чтобы прожечь в бумаге канал. Если между образцом и землей включено ограничивающее сопротивление, то пробой происходит при малом токе, без прожигания канала и при повторном включении не происходит короткое замыкание через старое место пробоя, хотя повторный пробой требует несколько пониженного напряжения. Последнее можно объяснить известным механическим повреждением чешуек при первом пробое: это тем более вероятно, что чешуйка в слюдинитовой бумаге механически сильно ослаблена по сравнению с исходной слюдой.

Перейдем к рассмотрению ионизационного пробоя, происходящего при длительном приложении напряжения. Очевидно, что в зависимости от интенсивности частичных разрядов, стойкости твердой изоляции к их воздействию и ее толщины время формирования пробоя может изменяться в очень широких пределах. Эти сравнительно медленно развивающиеся процессы часто называют электрическим старением. Газовые или жидкостные включения могут быть разной формы. Во включении при

Достаточно большом напряжении на электродах возникает ионизация в виде единичных частичных разрядов, согласующихся с синусоидой приложенного напряжения. Каждый единичный разряд приводит к нейтрализации некоторого заряда ΔQ_x . В соответствии с зависимостью между зарядом, емкостью и напряжением вышеуказанные изменения заряда приводят к изменению напряжения на электродах на

$$\Delta U = \Delta Q / C, \quad (5-43)$$

где C — емкость всей изоляции, включая и ее часть с включением;

ΔQ — изменение заряда всей изоляции.

Изменение заряда всей изоляции ΔQ от единичного частичного разряда обычно называют кажущейся интенсивностью ионизации.

Явления нейтрализации части заряда при единичном разряде и соответствующее изменение напряжения на

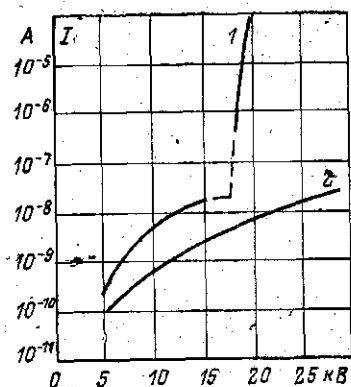


Рис. 5-29. Зависимость относительной интенсивности ионизации от напряжения.

1 — сильно неоднородное поле; 2 — слабо неоднородное поле.

электродах вызывают высокочастотные колебания в схеме с изоляцией, в которой возникли ЧР. Интенсивность ионизации включений можно определить произведением среднего значения заряда ΔQ , теряемого при одном единичном разряде, и числе разрядов в секунду n . Это произведение называют относительной интенсивностью ионизации I , выражаемой в амперах. На рис. 5-29 представлена зависимость I от приложенного напряжения для конкретного образца для случаев сильно и слабо неоднородного поля.

Слабые ионизационные процессы в включениях начинаются при постепенном повышении напряжения; при выдержке под этим напряжением в течение некоторого времени (до десятков минут) они могут временно прекратиться и начаться снова. Полное прекращение разрядов происходит при понижении напряжения до значения, близкого к напряжению начала ионизации. Кратко-

временное воздействие частичных разрядов слабой относительной интенсивности обычно не приводит к заметному разрушению даже такой органической изоляции, как бумажно-масляная. Воздействие на эту изоляцию подобных частичных разрядов — так называемой начальной ионизации — в течение 1000 ч и более вызывает уже относительно медленное разрушение масла с образованием твердого воскообразного вещества и значительный рост $\text{tg } \delta$. На кривой 1 рис. 5-29 начальная ионизация продолжается примерно до 17 кВ. При большом напряжении интенсивность ионизации резко возрастает и вызывает заметное разрушение бумажно-масляной изоляции в короткие сроки. Такая ионизация называется критической, а соответствующее ей напряжение — напряжением критической ионизации. Под действием критической ионизации происходит снижение напряжения ионизации до некоторого значения, называемого минимальным напряжением ионизации.

Рассмотрим основные физические процессы, протекающие в бумажно-масляной изоляции при критической ионизации. Как уже отмечалось в гл. 4, в начальной стадии ионизационных процессов, влияющих в первую очередь на рост диэлектрических потерь, наблюдается газообразование за счет разложения масла. При малой интенсивности ионизации газовыделение незначительное, и газопоглощение масла может оказаться достаточным для предотвращения появления в начальной стадии свободных газовых объемов в виде пузырьков. При достаточно длительном времени действия ионизации весь газ уже не сможет раствориться в масле, появятся свободные объемы — пузырьки газа. Это вызовет резкое повышение интенсивности ионизации, переход от стадии начальной ионизации в стадию критическую. Таков принцип развития процесса, тесно связанный с газопоглощающей способностью масла.

В тех случаях, когда после снижения напряжения критической ионизации процессы ионизации не продолжают и образовавшиеся газовые включения полностью растворяются в масле, напряжение ионизации восстанавливается и может достичь прежнего значения. При наличии происшедших частичных разрушений целлюлозного материала напряжение ионизации обычно полностью не восстанавливается. В различных сложных по составу, слоистых по структуре системах изоляции

электрических машин и аппаратов под влиянием различных эксплуатационных факторов, действующих одновременно (повышенная температура, электрическая и разнообразная механическая нагрузка), часто происходят расслоение и набухание изоляции. В результате облегчаются условия для развития ионизационных процессов, повышение их эффективности, приводящей к пробоем тепловому или ионизационному, развивающемуся по образовавшимся трещинам вдоль слоев. В сильно расслоившейся изоляции путь пробоя по трещинам может во много раз превосходить толщину изоляции, иногда в десятки раз.

5.15. ОСОБЕННОСТИ ПРОБОЯ ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ

По пробоем органических полимеров имеется довольно обширный экспериментальный материал, полученный на образцах малых толщин, часто в виде пленок. При этом на электрическую прочность очень большое влияние оказывают условия проведения опыта. Особое значение имеет однородность электрического поля, отсутствие воздушных прослоек между образцом и электродами и краевого эффекта. При испытании на пробоем образцов полимеров (в частности, пленок) обычно применяются стандартные методики, принятые для контроля качества продукции, которые не устраняют воздействия указанных факторов, вследствие чего получаемые значения электрической прочности занижены по сравнению с значениями, являющимися, строго говоря, параметрами данных полимерных материалов. Применяют разные специальные электродные устройства, в частности образцы с выемкой или шаровые электроды с заливкой их вместе с образцом затвердевающими составами, например жидкими эпоксидными смолами. При пробоем тонких полимерных пленок результаты могут искажаться местными дефектами, трудно устранимыми при изготовлении пленок. До недавнего времени существовало мнение, что электрическая прочность полимерных пленок не зависит от толщины при ее значениях больше 1 мкм и только при толщинах меньше 1 мкм растет с уменьшением толщины. Более тщательные исследования показали, что в однородном поле увеличение электрической прочности полимеров с уменьшением толщины имеет ме-

сто и при толщинах больше 1 мкм. Известны данные по исследованию полиэтилентерфталатных пленок, показавшие рост их электрической прочности в диапазоне толщин от 50 до 6 мкм. К результатам испытания пленок тоньше 1 мкм следует относиться осторожно, поскольку при таких малых толщинах трудно получить достоверные сведения. Закономерность роста электриче-

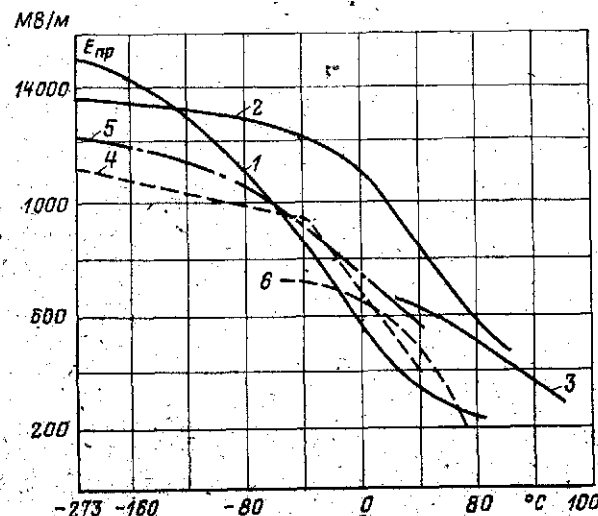


Рис. 5-30. Зависимость электрической прочности полярных полимеров от температуры.
1 — поливинилловый спирт; 2 — полиметилметакрилат; 3 — эпоксидная смола; 4 — хлорированный полиэтилен с 3% Cl; 5 — поливинилхлоридацетат; 6 — полиамид.

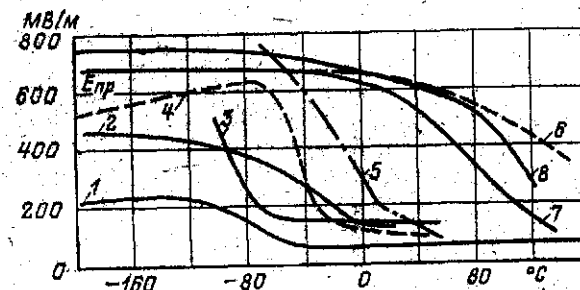


Рис. 5-31. Зависимость электрической прочности неполярных полимеров от температуры.
1 — кремнийорганический полимер; 2 — сополимер этилена с пропиленом; 3 — полибутадиев; 4 — полиизобутилен; 5 — атактический полипропилен; 6 — изотактический полипропилен; 7 — полиэтилен; 8 — полистирол.

ской прочности полимерных пленок с уменьшением толщины можно рассматривать как известное подтверждение ионизационного механизма их пробоя.

Интересные закономерности обнаружены при пробое полимерных пленок в зависимости от температуры. Ниже приведены результаты исследования разных полимеров толщиной от 0,02 до 0,2 мм на образцах с выемкой при плавном подъеме постоянного напряжения до пробоя в течение 10—30 с. Результаты этих исследований даны на рис. 5-30 и 5-31 (во избежание возможности теплового пробоя при снятии кривой I рис. 5-30 для поливинилового спирта, имеющего повышенные диэлектрические потери, применяли импульсы напряжения длительностью 0,0005—0,005 с). Характерной закономерностью, вытекающей из рис. 5-30 и 5-31, является несколько большая электрическая прочность у полярных полимеров по сравнению с неполярными: у первых в пределах 1100—1500 МВ/м, у вторых 500—700 МВ/м. Значительные снижения электрической прочности аморфных полимеров с ростом температуры начинаются при достижении температуры стеклования. Отсюда напрашивается вывод, что на температурную зависимость электрической прочности полимерных пленок влияет жесткость полимеров. Этот вывод подтверждается тем, что у полиэтилена с повышенной за счет радиационного облучения жесткостью при росте температуры электрическая прочность остается значительно большей, чем у необлученного.

В соответствии с общими закономерностями электрического и теплового пробоя находится результат исследования полиэтилена, согласно которому при импульсных напряжениях с длительностью около 10^{-6} с в области электрического пробоя электрическая прочность очень слабо зависит от температуры, в то время как при постоянном напряжении она сильно падает с ростом температуры. При этом электрическая прочность падает и с увеличением времени воздействия напряжения, что также соответствует области теплового пробоя. При низких температурах и постоянном напряжении зависимость электрической прочности полиэтилена от экспозиции практически отсутствует.

При комнатной температуре для ряда полимеров при шаровых электродах с эпоксидной заливкой разница между электрической прочностью при напряжении с ча-

стотой 50 Гц и постоянном не обнаружена. При более высоких температурах на частоте 50 Гц электрическая прочность при прочих равных условиях оказалась несколько меньше, чем при постоянном напряжении. С ростом частоты у полимеров, как правило, наблюдается резкое уменьшение электрической прочности, что соответствует закономерности теплового пробоя, хотя не исключено и влияние разрушения полимеров под действием интенсивных частичных разрядов. Понятно, что для развития пробоя под действием этих факторов требуется определенное время. Поэтому при воздействии на полиэтилен напряжения с частотой 3300 МГц в течение достаточно короткого времени — около 1 мкс электрическая прочность оказалась практически равной таковой при постоянном напряжении даже при температурах, повышенных до 95°C.

В неоднородном электрическом поле у органических полимеров, как и у неорганических материалов (см. рис. 5-24), пробивное напряжение растет медленнее, чем толщина.

Если электрическая прочность определяется на электродах, имеющих форму иглы против плоскости, необходимо учитывать, что у острия напряженность поля максимальна, ее можно рассчитать по формуле

$$E_{\text{макс}} = \frac{2U \sqrt{1 + R/h}}{R \lg \frac{1}{R} (2h + R + 2 \sqrt{h(h + R)})}, \quad (5-44)$$

где U — приложенное напряжение;

R — радиус закругления острия (иглы);

h — толщина изоляции.

Эта формула составлена при допущениях, что влияние диэлектрика на картину поля отсутствует, а острие (игла) имеет форму гиперболоида вращения. Формула (5-44) сильно упрощается при условии $h > 10R$ и принимает такой вид:

$$E_{\text{макс}} = \frac{2U}{R \lg 4h/R}. \quad (5-45)$$

Некоторые исследователи высказали соображение, согласно которому пробой полимера происходит не тогда, когда напряженность достигает электрической прочности близ острия, а на небольшом расстоянии от него.

Для такого случая будет справедливо следующее приближительное равенство, вытекающее из (5-45):

$$U_{пр} \approx \frac{1}{2} E_{пр} R \lg \frac{4h}{R}. \quad (5-46)$$

На рис. 5-32 показана зависимость пробивного напряжения полиметилметакрилата от толщины между острием и плоскостью при

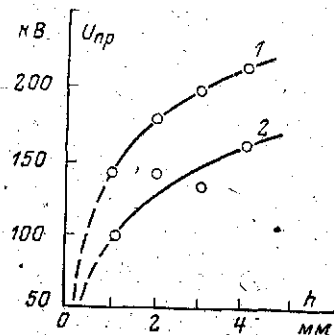


Рис. 5-32. Зависимость пробивного напряжения полиметилметакрилата между острием и плоскостью от толщины. Кривые — расчетные. Точки — экспериментальные.

1 — острие отрицательное; 2 — острие положительное.

разных полярностях острия, имеющего радиус кривизны 2—10 мкм. На кривые, рассчитанные по (5-46), наложены экспериментальные точки. Как видно, совпадение расчетных и экспериментальных точек хорошее. У полимеров эффект полярности острия оказался таким же, как, и у других диэлектриков.

Пробивное напряжение полимера при постоянной толщине зависит от радиуса кривизны острия. Например, у полиэтилена при толщине 0,5 мм и 60°C пробивное напряжение оказалось

равным при радиусе 2 мкм около 3 кВ, а при радиусе 40 мкм около 5 кВ.

Органические полимеры, как правило, отличаются малой стойкостью против воздействия ионизированного воздуха: как при внешнем воздействии — низкая короностойкость, так и при внутреннем — низкая стойкость к воздействию ЧР.

При испытании образцов полимеров на пробой следует иметь в виду, что появление краевых разрядов по поверхности образца может привести к сильному искажению результатов не только за счет известного искажения электрического поля, поскольку скользящие по поверхности разряды являются как бы игольчатыми продолжениями электродов, но и вследствие нагревания ими испытуемого образца. По этим причинам наблюдается снижение электрической прочности полиэтилена с 700 до 300 МВ/м.

В литературе есть сведения о снижении электрической прочности полимеров, в частности полипропилена и полиэтилена, с увеличением удлинения при растяжении. Микроскопические исследования образцов позволили сделать вывод, что причиной этой закономерности явилось расхождение границ между отдельными элементами микроструктуры, например сферолитов в полипропилене. В образующиеся при этом микротрещины происходит диффузия воздуха.

5-16. ПОВЕРХНОСТНЫЙ ПРОБОЙ

В большинстве случаев поверхностный пробой представляет собой разряд в газообразной или жидкой среде, окружающей твердые диэлектрики или электроизоляционные конструкции, в пограничных слоях. В отдельных случаях поверхностный пробой может осуществляться в виде пробоя самих твердых диэлектриков или электроизоляционных конструкций в слоях, непосредственно прилегающих к поверхности. Характер поверхностного пробоя зависит от того, по какому из вариантов требуется большее напряжение. В частности, увеличение давления повышает электрическую прочность окружающей газовой среды, а поэтому повышается вероятность пробоя твердой изоляции.

На напряжение поверхностного пробоя большое влияние оказывают распределение потенциала по поверхности. Как правило, падение потенциала по поверхности неравномерно, имеются места с повышенной напряженностью электрического поля; в этих местах легко возникают очаги пробоя окружающей среды — поверхностная корона, приводящая к еще большей неоднородности, в результате чего снижается напряжение поверхностного пробоя. Наличие на поверхности капелек или пленок воды и разных загрязнений также приводит к усилению неравномерности распределения потенциала, местным разрядам и развитию поверхностного пробоя при пониженном напряжении. Это обстоятельство заставляет прибегать к мытью поверхности изоляторов на высоковольтных линиях электропередачи. Некоторыми особенностями поверхностного пробоя поясняет описанный ниже эксперимент.

Между двумя параллельными пластинами в средней зоне, где электрическое поле достаточно однородно, помещались цилиндры из разных материалов с очень глад-

кой поверхностью. Торцы цилиндров плотно, без зазора, прилежали к электродам; точная установка цилиндров обеспечивала полную параллельность их образующих силовым линиям электрического поля. Благодаря этому в средней зоне между пластинами электрическое поле было однородно: в цилиндре, на его поверхности и в окружающей среде. При таких условиях пробой происходил практически при одинаковом напряжении или по окружающему цилиндр достаточно сухому воздуху, или по поверхности цилиндра. Если между торцами цилиндра и электродами был зазор, то в нем возникал процесс ионизации и поверхностная корона, которая искажала поле, нарушала его однородность на поверхности цилиндра, что приводило к снижению напряжения поверхностного пробоя, а пробой происходил только по поверхности. Такой же эффект создает загрязнение поверхности. Еще больше он проявляется, если загрязнению сопутствует увлажнение. Все рассмотренные ранее факторы, влияющие на пробой газов и жидкостей, оказывают аналогичные влияния на напряжение поверхностного пробоя.

Хотя удельное поверхностное сопротивление парафина практически не зависит от относительной влажности окружающего воздуха (рис. 3-18), напряженность, вызывающая перекрытие парафина, уменьшается с увеличением относительной влажности воздуха. Хотя поверхность парафина не смачивается водой, очевидно, при повышении влажности окружающей среды на ней могут оседать капельки воды, которые способствуют поверхностному пробую, например, за счет искажения поля.

Неровные шероховатые поверхности твердых диэлектриков легче загрязняются и увлажняются, чем ровные, гладкие, и сильнее снижают напряжение поверхностного пробоя при повышении влажности воздуха.

Закономерности поверхностного пробоя в масле в основном соответствуют таковым в воздухе с теми различиями, какие присущи пробую самого масла.

В сильно неоднородных электрических полях на поверхности твердого диэлектрика в местах повышенной напряженности могут возникнуть корона и даже так называемые скользящие разряды, представляющие собой формы неполного пробоя окружающей среды по поверхности. Эти разряды могут приводить к еще большей неоднородности поля и тем самым способствовать разви-

тию поверхностного пробоя. Для устранения короны и скользящих разрядов обычно применяют меры конструктивного порядка, в частности изменение формы металлических деталей (электродов), находящихся под высоким потенциалом.

При поверхностном пробое, происходящем в поверхностных слоях твердого диэлектрика, легко может образоваться проводящий след, требующий замены соответствующего участка изоляции в данном устройстве.

При поверхностных пробоях в виде пробоя окружающей среды по поверхности твердого диэлектрика последствия могут быть разные в зависимости от природы диэлектрика и характера пробоя. У ряда органических материалов даже под влиянием маломощного поверхностного пробоя в виде искры могут возникать необратимые повреждения, особенно при повторных пробоях. У неорганических материалов искровой поверхностный пробой обычно не оставляет после себя никаких повреждений. При достаточно мощном дуговом поверхностном пробое все органические диэлектрики обычно сильно повреждаются, некоторые могут загораться. Неорганические диэлектрики более стойко переносят дуговой поверхностный пробой, хотя он может вызвать и серьезные повреждения. Для примера рассмотрим возможные повреждения, присущие фарфоровым изоляторам. Мощная поверхностная дуга может оставить после себя оплавленный след глазури или самого тела изолятора, причем возможно и растрескивание изолятора под влиянием местного перегрева.

Для увеличения напряжения поверхностного пробоя любой электроизоляционной конструкции, работающей в газовой или жидкой среде, необходимо увеличить путь этого пробоя. С этой целью у фарфоровых изоляторов делают ребристые поверхности, иногда довольно сильно развитые.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андрианов К. А., Скипетров В. В. Синтетические жидкие диэлектрики. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1962.
2. Балыгин И. Е. Электрическая прочность жидких диэлектриков. М.: Энергия, 1964.
3. Теория диэлектриков/ Богородицкий Н. П., Волокобинский Ю. М., Воробьев А. А., Тареев Б. М., М.: Энергия, 1965.
4. Богородицкий Н. П., Пасынков В. В., Тареев Б. М. Электротехнические материалы. 6-е издание. Л.: Энергия, 1977.
5. Воробьев А. А. Физические свойства ионных кристаллов. Изд-во Томского ун-та, кн. 1, 1960; кн. 2, 1961.
6. Губкин А. Н. Физика диэлектриков. Т. 1. М.: Высшая школа, 1971.
7. Бумажно-масляная изоляция в высоковольтных конструкциях/ Грейсх М. А., Кучинский С. Г., Каплан Д. А., Мессермай Г. Т. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1963.
8. Сажин Б. И. Электропроводность полимеров. Л.: Химия, 1965.
9. Сканави Г. И. Физика диэлектриков. Область слабых полей. М.: Гостехиздат, 1949.
10. Сканави Г. И. Физика диэлектриков. Область сильных полей. М.: Физматгиз, 1958.
11. Тареев Б. М. Физика диэлектрических материалов. М.: Энергия, 1973.
12. Электрические свойства полимеров. Под ред. Б. И. Сажина. Л.: Химия, 1977.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Абсорбция 70
 Активация 5, 8, 67, 91, 118
 Аморфные диэлектрики 8, 156
 Атактические полимеры 148
 «Ближний порядок» 7, 8
 Воздушные включения 76, 130
 Вольтолизационная теория 193
 Время релаксации 7, 8
 Выравнивание электрического поля 77
 Высоковольтная поляризация 58
 Высокоэластичное состояние 48
 Вязкость 9, 48
 Газообразные диэлектрики 5, 35, 81, 126
 Гетерозаряды и гомозаряды 68
 Гигроскопичные диэлектрики 74, 88, 113, 191
 «Дальний порядок»
 Дендриты 102, 241
 Дефекты кристаллической решетки 11
 Деформационная поляризация 31, 40
 Дипольная поляризация 43
 Дипольный момент 16, 45
 Диэлектрики 4
 Диэлектрическая восприимчивость 30
 — проницаемость 23, 29, 34, 45, 49, 64, 70
 Диэлектрические параметры 20
 — потери 23, 24, 121
 Доменная поляризация 59
 Дуговой разряд 172
 Емкостный ток 23, 28
 Жидкие диэлектрики 6, 87, 133, 188
 Жидкотекучее состояние 9
 Закон смещения 74
 Зонная теория 14
 Изотактические полимеры 148
 Импульсный пробой 173, 190, 191
 Ионизационные потери 129
 Ионизационный пробой 229
 Ионизация 81, 169
 — начальная 166
 — ударная 127
 Ионная поляризация 40
 — электропроводность 79, 90, 101
 Искровой пробой 172
 Клаузиуса—Мосотти уравнение 36, 45
 Коаксиальные цилиндры 77
 Композиционные диэлектрики 144
 Коронный разряд 128, 172
 — — в жидкости 141
 Коэффициент абсорбции 70
 Кристаллические диэлектрики 8, 102, 117, 152
 — полимеры 12, 149
 Лавины электронные 171
 Лорентца—Лоренца уравнение 40
 Миграционная поляризация 51
 Михайлова формула 113
 Молионная электропроводность 87, 98
 Нелинейные диэлектрики 30
 Несимметричные электроды 185
 Оделевского формула 74
 Остаточная ионизация 67
 Пашена закон 179
 Петля гистерезиса 62
 Перенапряжение 174
 Поверхностная электропроводность 119
 Поверхностный пробой 26, 242
 Подвижность носителей 79, 93
 Покртыя диэлектрические 77
 Полимеры 12, 106, 142, 145, 296
 Поляризация 22, 28
 Поляризованность 29, 34
 Поляризуемость 29, 31, 41
 Полярные диэлектрики 16, 44
 — жидкости 18, 46, 90, 133, 190
 Попкова формулы 130
 Постоянная времени саморазряда 29
 Пробой газов 86
 — диэлектрика 26, 167
 Пропитанные материалы 165

Пуля уравнение 119
 Пьезоэлектрический эффект 66
 Разряд в газе 127, 171
 Рекомбинация зарядов 82
 Релаксация 51
 Ренне формулы 72, 163
 Саморазряд конденсатора 28
 Сегнетоэлектрики 30, 59
 Синдеотактические полимеры 148
 Сквозной ток 69
 Слоистые диэлектрики 53, 71, 105, 231
 Сопротивление диэлектрика 20, 69
 Стекла электроизоляционные 11, 156
 Стереорегулярные полимеры 148
 Стримеры 171
 Схемы замещения диэлектрика 23, 28
 Сшитые полимеры 150
 Тангенс угла диэлектрических потерь 24, 124
 Твердые диэлектрики 8, 100, 141, 211
 Температура стеклования 9
 Температурный коэффициент диэлектрической проницаемости 35, 74
 — — сопротивления 22
 Тепловой пробой 211, 220
 Термореактивные полимеры 151
 Ток абсорбции 89, 123
 — насыщения 85

Ток утечки 20
 Точка Кюри 80
 Угол диэлектрических потерь 24
 — смачивания 119
 Ударная ионизация 86, 170, 218, 225
 Удельная проводимость 84
 Удельное поверхностное сопротивление 22, 120
 — электрическое сопротивление 20
 Фока—Семенова теория 222
 Френкеля уравнение 119
 Целлюлозные диэлектрики 19, 72, 162, 230
 Частичные разряды 132, 141, 165, 230
 Число полимеризации 47
 Шаровые разрядники 184
 Электреты 67
 Электрическая прочность 26, 176
 Электрический пробой 211, 218, 225
 Электрическое смещение 30
 Электронная поляризация 31
 — электропроводность 79, 103
 Электропроводность диэлектриков 78
 Электрострикция 65
 Электрофорез 80

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава первая	
Основные понятия о диэлектриках и их структуре	4
1-1. Общие сведения	4
1-2. Особенности газообразного состояния вещества	5
1-3. Особенности жидкого состояния вещества	6
1-4. Особенности твердого состояния вещества	8
1-5. Особенности диэлектриков с полярными молекулами	16
1-6. Диэлектрические параметры диэлектриков	20
а) Удельное электрическое сопротивление	20
б) Диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь	23
в) Электрическая прочность	26
Глава вторая	
Поляризация диэлектриков	28
2-1. Основные понятия	28
2-2. Поляризация, не вызывающая диэлектрических потерь	31
а) Электронная поляризация	31
б) Уравнения Клаузиуса—Мосотти и Лорентца—Лоренца	36
в) Ионная поляризация	40
2-3. Поляризация, вызывающая диэлектрические потери	43
а) Дипольная поляризация	43
б) Миграционная поляризация	51
в) Доменная поляризация	59
2-4. Электрострикция и пьезоэлектрический эффект	65
2-5. Остаточная поляризация	67
2-6. Зависимость тока в диэлектрике от времени после включения постоянного напряжения	68
2-7. Относительная диэлектрическая проницаемость неоднородных диэлектриков и выравнивание электрических полей	70
Глава третья	
Электропроводность диэлектриков	78
3-1. Основные понятия	78
3-2. Электропроводность газообразных диэлектриков	81
3-3. Электропроводность жидких диэлектриков	87
3-4. Общие сведения об электропроводности твердых диэлектриков	100
	247

Пу	3-5. Особенности электропроводности органических полимеров	106
Пь	3-6. Особенности электропроводности стекол и керамики	111
Раз	3-7. Влияние влаги на объемную проводимость твердых диэлектриков	112
Рен	3-8. Электропроводность твердых диэлектриков в сильных полях	116
Рен	3-9. Основные математические выражения объемной проводимости твердых диэлектриков	117
Сав	3-10. Поверхностная проводимость твердых диэлектриков	119
Сен		
Син	Глава четвертая	
Ско	Диэлектрические потери	121
Сло	4-1. Основные понятия	121
Сол	4-2. Потери в газообразных диэлектриках	126
Сол	4-3. Диэлектрические потери в жидких диэлектриках	133
Ст	4-4. Общие сведения о диэлектрических потерях в твердых диэлектриках	141
Ст	4-5. Особенности диэлектрических потерь в органических полимерах	145
Ст	4-6. Особенности диэлектрических потерь в неорганических кристаллах с ионной решеткой	152
Сх	4-7. Особенности диэлектрических потерь в аморфных неорганических диэлектриках	156
Сп	4-8. Особенности диэлектрических потерь в керамических диэлектриках	159
Тал	4-9. Особенности диэлектрических потерь в целлюлозных материалах	162
Тв		
Тел	Глава пятая	
Тел	Пробой диэлектриков	167
	5-1. Основные понятия	167
	5-2. Механизм пробоя газообразных диэлектриков	169
	5-3. Импульсный пробой газообразных диэлектриков и время формирования разряда	173
Тел	5-4. Влияние разных факторов на пробой газообразных диэлектриков	177
Тел	5-5. Особенности пробоя газообразных диэлектриков в сильно неоднородных полях	183
То	5-6. Особенности пробоя жидких диэлектриков	188
	5-7. Механизм пробоя загрязненных жидких диэлектриков	191
	5-8. Механизм пробоя очищенных, но не дегазированных жидкостей	193
	5-9. Механизм пробоя очищенных и дегазированных жидкостей	197
	5-10. Экспериментальные закономерности пробоя жидких диэлектриков	199
	5-11. Особенности пробоя твердых диэлектриков	211
	5-12. Тепловой пробой твердых диэлектриков	220
	5-13. Электрический пробой твердых диэлектриков	225
	5-14. Ионизационный пробой твердых диэлектриков	229
	5-15. Особенности пробоя органических полимеров	236
	5-16. Поверхностный пробой	241
	Список литературы	244
	Предметный указатель	245