

Диэлектрические материалы

Диэлектрическими называются материалы, основным электрическим свойством которых является способность к электрической поляризации, и в которых возможно существование электрического поля.

Согласно зонной теории твердых тел диэлектрики – это вещества, у которых ширина запрещенной зоны $\Delta W > 3$ эВ.

По назначению диэлектрические материалы можно разделить на *электроизоляционные* материалы и *активные* диэлектрики.

Электроизоляционными называют материалы применяемые для создания электрической изоляции между различными токоведущими частями электротехнической, электронной аппаратуры. Активными диэлектриками называют материалы, которые изменяют свои параметры под действием различных факторов.

По агрегатному состоянию диэлектрические материалы подразделяются на *твердые, жидкие и газообразные*. В особую группу можно выделить *твердеющие материалы*, которые в исходном состоянии являются жидкими, но в процессе изготовления изоляции отверждаются и в процессе эксплуатации представляют собой твердые вещества, например лаки и компаунды.

По химической природе диэлектрические материалы подразделяются на *органические, неорганические и элементорганические*.

Органическими называют материалы, содержащие в своем составе углерод. Материалы, в состав которых углерод не входит называют *неорганическими*. Однако есть ряд соединений, имеющие в своем составе углерод и относящиеся к неорганическим веществам (например, алмаз, оксиды углерода, сероуглерод, угольная кислота и ее соли). *Элементорганическими* называются вещества, в молекулы которых входят атомы элементов не характерных для обычных органических веществ – кремния, магния, алюминия, титана и др. Органические диэлектрики более гибки и эластичны по сравнению с неорганическими, но они менее нагревостойки.

Для оценки эксплуатационных свойств диэлектриков и возможных областей их применения необходимо знать физические явления, которые имеют место в диэлектриках при воздействии на них электромагнитных, тепловых полей, а также других воздействий.

На поведение диэлектрика в электрическом поле существенное влияние оказывает полярность молекул. Если центры тяжести отрицательного и положительного зарядов в молекуле не совпадают, то такая молекула называется *полярной молекулой*, а диэлектрик – *полярным диэлектриком*. Полярные молекулы обладают отличным от нуля *собственным электрическим моментом*. Собственный электрический момент молекул *неполярного диэлектрика* равен нулю.

Основными электрофизическими характеристиками, описывающими поведение диэлектриков в электрическом поле, являются: *электропроводность, поляризация, диэлектрические потери, электрическая прочность (пробой диэлектриков)*.

Часть 1. Физические процессы в диэлектриках

1.1. Электропроводность диэлектриков

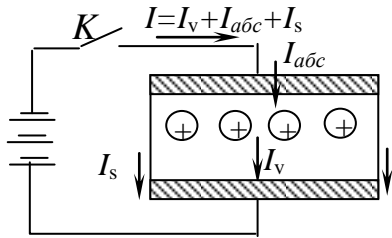


Рис. 1.1. Электрический ток в образце диэлектрика

По сравнению с электропроводностью проводников и полупроводников электропроводность диэлектриков имеет ряд характерных особенностей.

Все диэлектрики под воздействием не изменяющегося во времени напряжения пропускают некоторый, хотя и весьма незначительный ток, называемый *током утечки* I , который складывается из двух составляющих: I_v – объемного тока и I_s – поверхностного тока (рис. 11.1):

$$I = I_s + I_v \quad (1.1)$$

Следовательно, общая проводимость диэлектрика $G = I/U$ складывается из объемной проводимости $G_v = I_v/U$ и поверхностной $G_s = I_s/U$:

$$G = G_s + G_v \quad (1.2)$$

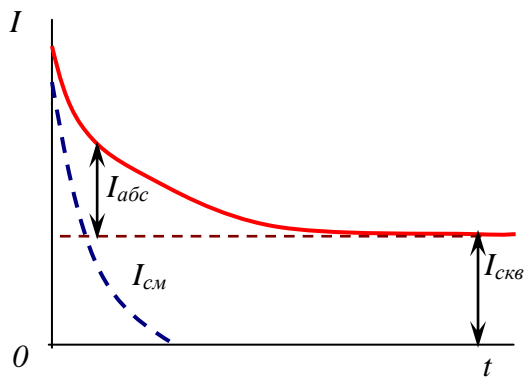


Рис. 1.2. Изменение тока в диэлектрике с течением времени при включении постоянного напряжения

Величины, обратные указанным проводимостям, соответственно называют *объемным* R_v и *поверхностным* R_s сопротивлениями. Общее сопротивление изоляции определяют как результирующее двух параллельно включённых сопротивлений:

$$R = \frac{1}{G} = \frac{R_v \cdot R_s}{R_v + R_s} \quad (1.3)$$

Следующей характерной особенностью электропроводности диэлектриков является постепенное спадание тока со временем (рис. 1.2). При подключении диэлектрика к не

изменяющемуся во времени напряжению в начальный промежуток времени в цепи протекает быстро спадающий ток смещения $I_{см}$, плотность которого равна скорости изменения во времени электрического смещения D : $j_{см} = dD/dt$. Этот ток спадает за время порядка постоянной времени RC схемы источник-образец, которое очень мало (порядка $10^{-13} \dots 10^{-15}$ с). Таким образом, в первом приближении можно сказать, что этот ток обуславливается зарядкой геометрической емкости.

Однако общий ток продолжает изменяться и после этого. Это спадание может продолжаться в течение нескольких минут и даже часов и обусловлено *перераспределением объемных зарядов*, а также установлением медленных (в основном) и быстрых видов поляризации (см. раздел 1.2). Эту спадающую часть тока называют *током абсорбции* $I_{абс}$.

Со временем, когда произойдет зарядка геометрической емкости, установятся все виды поляризации, произойдет перераспределение объемных зарядов в диэлектрике, останется не изменяющийся во времени электрический ток, получивший название *сквозного тока* $I_{скв}$, который обусловлен поверхностной и объемной электропроводимостями:

$$I_{скв} = I_S + I_V \quad (1.3)$$

При измерении удельного сопротивления диэлектриков ток абсорбции необходимо исключить, выдерживая образец под напряжением в течении некоторого времени.

Для сравнительной оценки различных диэлектриков в отношении их объемной и поверхностной электропроводности пользуются значениями *удельного объемного сопротивления* ρ_v и *удельного поверхностного сопротивления* ρ_s . Удельное объемное сопротивление образца диэлектрика произвольной формы может быть найдено из выражения:

$$\rho_v = R_v \cdot \Delta \quad (1.4)$$

где R_v – объемное сопротивление образца произвольной формы [Ом]; Δ –геометрический параметр [м]. Для плоского образца $\Delta = S / h$:

$$\rho_v = R_v \cdot \frac{S}{h} \text{ [Ом}\cdot\text{м]}, \quad (1.5)$$

где S – площадь поперечного сечения образца (площадь измерительного электрода [м^2]); h – толщина образца [м]. Зная удельное объемное сопротивление, можно определить удельную объемную проводимость $\gamma_v = 1/\rho_v$, [$\text{См} \cdot \text{м}^{-1}$].

Удельное поверхностное сопротивление может быть найдено из выражения

$$\rho_s = R_s \cdot \frac{d}{l} \text{ [Ом]}, \quad (1.6)$$

где R_s – поверхностное сопротивление образца [Ом], измеренное между параллельными электродами шириной d [м], расстояние между которыми l [м]. Удельная поверхностная проводимость $\gamma_s = 1/\rho_s$ измеряется в [См].

Электропроводность газов

Электропроводность газов обусловлена наличием в них некоторого количества заряженных частиц. В нормальных условиях число заряженных частиц (ионов газа или твердых и жидких примесей, находящихся во взвешенном состоянии) в 1 м^3 атмосферного воздуха не превышает нескольких десятков миллионов.

Происхождение носителей заряда в газах объясняется различными факторами: радиоактивным излучением Земли; радиацией, проникающей из космического пространства; излучением Солнца; иногда тепловым движением молекул и т. п. При поглощении энергии бомбардирующей частицы молекула газа теряет электрон и превращается в положительный ион. Высвобождаемый при этом электрон «прилипает» к нейтральной молекуле, образуя отрицательный ион.

В ряде случаев концентрация свободных носителей заряда может достигать очень больших значений. Это обычно связано с фотоионизацией молекул газа. Такая ионизация может происходить, например, при воздействии ионизирующих излучений: рентгеновских и гамма-лучей, потоков нейтронов и т. п. Заряженные ионы, так же как и окружающие их не имеющие электрического заряда молекулы газа, совершают беспорядочные тепловые движения, и вследствие диффузии происходит выравнивание концентрации ионов в газе. При встрече положительных и отрицательных ионов происходит их рекомбинация. В стационарном случае, когда число ионов не изменяется

с течением времени, между процессами генерации и рекомбинации заряженных частиц устанавливается динамическое равновесие.

Вычислим удельную проводимость газа. При наложении внешнего электрического поля положительные и отрицательные ионы, преодолевая сопротивление трения газа, будут двигаться между электродами со скоростями соответственно: $v_+ = \mu_+ \cdot E$ и $v_- = \mu_- \cdot E$, где μ_+ и μ_- – подвижности положительного и отрицательного ионов.

Связь между числом имеющихся в 1 м^3 газа положительных N_+ и отрицательных N_- ионов и числом N_p ионов, рекомбинирующих в 1 м^3 газа за время 1 с, можно представить так:

$$N_p = \alpha \cdot N_+ \cdot N_-, \quad (1.7)$$

где α – коэффициент рекомбинации ионов газа [$\text{м}^3/\text{с}$]. В стационарном случае, когда процессы ионизации атомов газа и рекомбинации ионов протекают с одинаковой скоростью, $N_+ = N_- = N$, и $N_p = \alpha \cdot N^2$. Для воздуха, например, $\alpha = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3/\text{с}$.

Если напряженность поля E очень мала, так что протекающий ток не меняет концентрации ионов в газе, плотность тока может быть определена из выражения:

$$J = q \cdot N \cdot (v_+ + v_-) = q \cdot \sqrt{N_p / \alpha} \cdot (\mu_- + \mu_+) \cdot E \quad (1.8)$$

Принимая во внимание, что $j = \gamma E$, получаем выражение для удельной проводимости газа:

$$\gamma = q \cdot \sqrt{N_p / \alpha} \cdot (\mu_- + \mu_+) \quad (1.9)$$

Удельная проводимость воздуха в слабых полях составляет $\sim 10^{-15} \text{ См/м}$.

Из формулы (1.8) видно, что при малых значениях напряженности внешнего электрического поля, когда N_p , α , μ_+ и μ_- можно считать постоянными, плотность тока в газе прямо пропорциональна напряженности приложенного поля. То есть в этих условиях соблюдается закон Ома (участок OA на рис. 1.3). Однако при дальнейшем

возрастании напряженности приложенного поля, из-за возрастания скорости дрейфа ионов, вероятность их рекомбинации уменьшается и, в основном, все ионы устремятся к электродам. Это ток насыщения j_n (участок AB).

Для воздуха при расстоянии между электродами 0,01 м насыщение достигается при напряженности поля $E_n \approx 0,5$ В/м. Плотность тока насыщения в воздухе весьма мала и достигает 10^{-14} А/м². Участок OAB называют *областью несамостоятельной электропроводности*, так как электропроводность (концентрация свободных носителей зарядов) определяется мощностью внешних ионизаторов. Величина удельного сопротивления воздуха ρ составляет порядка 10^{18} Ом·м. При дальнейшем повышении напряженности поля (участок BC) выше критического значения $E > E_{кр}$, происходит значительное повышение плотности тока. В поле такой напряженности ($E_{кр} \sim 10^6$ В/м) возникают процессы *ударной ионизации* молекул электронами, вплоть до пробоя газового промежутка. Участок BC называют *областью самостоятельной электропроводности*.

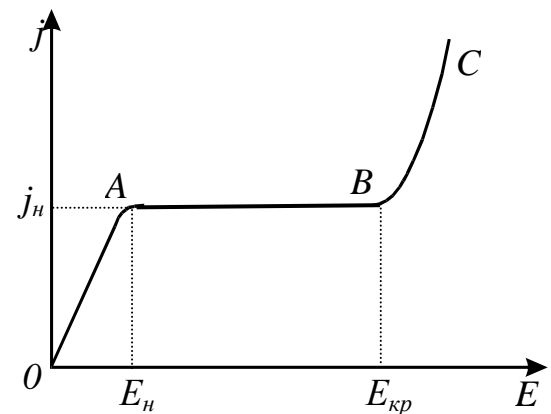


Рис. 1.3. Зависимость плотности тока в газе от напряженности поля E (вольт-амперная характеристика)

Электропроводность жидкостей

Электропроводность жидкостей обусловлена ионами, образующимися при диссоциации молекул самой жидкости или ее примесей. В связи с увеличением энергии хаотического теплового движения молекул степень ионизации и концентрация ионов растет с повышением температуры по экспоненциальному закону:

$$n = n_0 \cdot \exp\left(-\frac{W}{k \cdot T}\right) \quad (1.10)$$

где W – энергия диссоциации; n_0 – начальная концентрация ионов. Отсюда удельная проводимость:

$$\gamma = q \cdot n \cdot (\mu_- + \mu_+) = A \cdot \exp\left(-\frac{a}{T}\right) \quad (1.11)$$

где q – заряд иона; $A = n_0 \cdot q(\mu_- + \mu_+)$; $a = W/k$. Считая подвижности отрицательных и положительных ионов μ_- и μ_+ постоянными, A – постоянная, характеризующая материал.

Логарифм проводимости жидкости линейно уменьшается с увеличением обратной температуры $1/T$ (рис. 1.4), как в собственных полупроводниках. Однако в отличие от полупроводников показатель экспоненты в жидкостях определяется энергией диссоциации молекул жидкости W : $a = W/k$.

Удельное сопротивление жидкостей:

$$\rho = B \cdot \exp(a/T) \quad (1.12)$$

где B – константа. Вязкость η жидкости экспоненциально убывает при увеличении температуры (если нет полимеризации или других побочных процессов). При этом увеличивается подвижность ионов, а значит и проводимость. Поэтому зависимость $\rho(T)$ жидкостей объясняется как изменением $\eta(T)$, так и изменением $n(T)$, то есть температурной диссоциацией молекул.

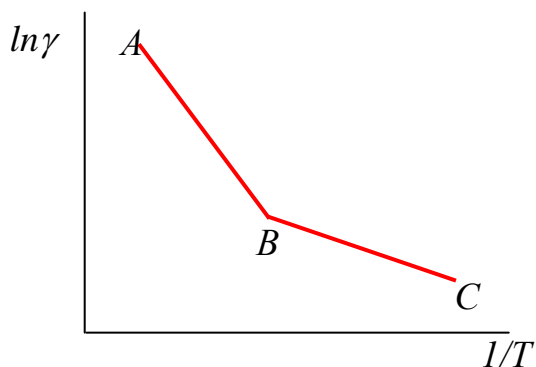


Рис. 1.4. Общий вид зависимости удельной электрической проводимости жидкости от температуры: AB – собственная проводимость, BC – примесная проводимость

Диссоциация молекул легче происходит в полярных жидкостях, чем в неполярных. Ввиду того, что энергия диссоциации полярных жидкостей значительно меньше, чем неполярных, их удельная проводимость существенно выше. Для сильно полярных жидкостей (дистиллированная вода, этиловый спирт, ацетон) $\rho = 10^3 \dots 10^5$, для слабо полярных (совол, касторовое масло) $\rho = 10^8 \dots 10^{10}$, для неполярных (бензол, трансформаторное масло) $\rho > 10^{10} \dots 10^{13}$ Ом·м. В неполярных жидкостях молекулы основного вещества практически не диссоциируют на ионы. Их электропроводность обусловлена примесями, особенно примесями полярных веществ.

В жидкостях (и иногда в газах) с примесями иногда наблюдается *молионная электропроводность*, характерная для *коллоидных систем*, которые представляют собой смесь двух веществ (фаз), причем одна фаза в виде мелких частиц (капель, зерен, пылинок и т. п.) равномерно взвешена в другой. Из коллоидных систем наиболее часто встречаются в электроизоляционной технике *эмульсии* (обе фазы – жидкости) и *суспензии* (дисперсная фаза – твердое вещество, дисперсионная среда – жидкость). Стабильность эмульсий и суспензий, то есть способность их длительно сохраняться без оседания дисперсной фазы на дно сосуда (или всплывания ее на поверхность), вследствие различия плотностей обеих фаз, объясняется наличием на поверхности частиц дисперсной фазы электрических зарядов (при одноименном заряде частицы взаимно отталкиваются). Такие заряженные частицы дисперсной фазы и называют *молионами*. При наложении на коллоидную систему электрического поля молионы приходят в движение, что проявляется в виде *электрофореза*.

Примеры практического использования электрофореза – покрытие металлических предметов каучуком и смолами из их суспензий, обезвоживание различных материалов в электрическом поле и др. В отличие от электролиза при электрофорезе не наблюдается образования новых веществ, а лишь меняется относительная концентрация дисперсной фазы в различных частях объема вещества. Молионная электропроводность присуща жидким лакам и компаундам, увлажненным маслам и т. п. Ее вклад в проводимость, как и вклад ионной электропроводности, зависит от вязкости жидкости.

Электропроводность твердых диэлектриков

Электропроводность диэлектриков в отличие от полупроводников чаще всего носит не электронный, а *ионный* характер. Это связано с тем, что ширина запрещенной зоны в диэлектриках $\Delta W \gg kT$ и лишь ничтожное количество электронов может отрываться от своих атомов за счет теплового движения. Ионы же часто оказываются слабо связанными в узлах решетки, и энергия W , необходимая для их срыва, сравнима с kT . Например, при комнатной температуре в кристалле NaCl энергия активации ионов Na $W_{Na} = 0,85$ эВ, ионов Cl – в три раза больше, а энергия активации электронов $\Delta W = 6$ эВ. Тогда как средняя энергия теплового движения при комнатной температуре всего 0,025 эВ. Поэтому, несмотря на меньшую подвижность ионов ($\mu_{ион}$) по сравнению с подвижностью электронов ($\mu_{эл}$), ионная проводимость оказывается больше электронной за счет значительно большей концентрации свободных ионов: $n_{ион}q\mu_{ион} \gg n_{эл}e\mu_{эл}$.

В твёрдых диэлектриках ионного строения электропроводность обусловлена, главным образом, перемещением ионов, вырываемых из решётки под влиянием флуктуаций теплового движения. При низких температурах передвигаются слабо связанные ионы (например, ионы примесей). При высоких температурах получают возможность двигаться ионы кристаллической решетки (см. рис.11.5). В атомарных или молекулярных кристаллах электропроводность связана только с наличием примесей. Носителями заряда в диэлектриках обычно оказываются ионы малых размеров, подвижность которых выше: протоны в водородсодержащих соединениях (полимеры, кристаллы типа KH_2PO_4 и другие с водородными связями), ионы натрия (NaCl , содержащие натрий стекла) и т. д.

Проводимость диэлектрика γ определяется концентрацией свободных носителей заряда n и их подвижностью μ :

$$\gamma = n \cdot q \cdot \mu \quad (1.13)$$

При этом с изменением температуры число диссоциированных ионов n_T изменяется по экспоненциальному закону:

$$n_T = n_o \cdot \exp\left(-\frac{W_o}{k \cdot T}\right) \quad (1.14)$$

где n_o – общее число ионов в единице объёма; W_o – энергия диссоциации иона; kT – тепловая энергия.

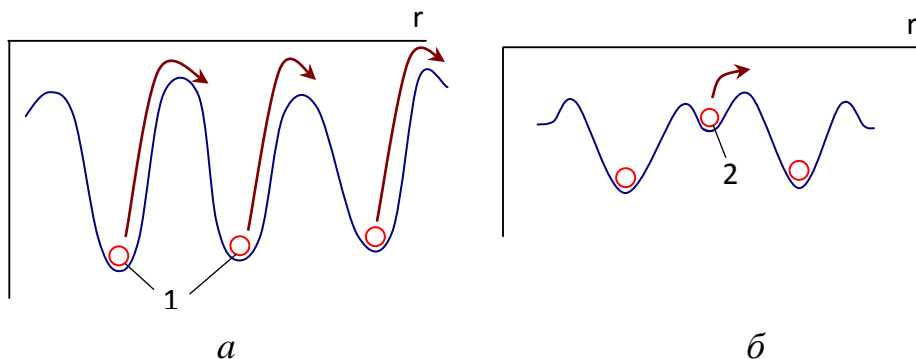


Рис. 1.5. Механизмы собственной (а) и примесной (б) электропроводности (1 – собственные ионы; 2 – ион примеси)

Направленное движение ионов (дрейф) осуществляется путём перескока («прыжковая проводимость») с ловушки на ловушку (рис. 1.5). Вероятность таких переходов, а значит и подвижность ионов, экспоненциально зависит от температуры:

$$\mu = \mu_0 \cdot \exp\left(-\frac{W_{\Pi}}{k \cdot T}\right), \quad (1.15)$$

где μ_0 – предельная подвижность иона; W_{Π} – энергия перехода иона из одного неравновесного состояния в другое. Подставив (1.14) и (1.15) в (1.13), получаем зависимость удельной проводимости от температуры:

$$\gamma = A \cdot \exp\left(-\frac{b}{T}\right), \quad (1.16)$$

где $b = (W_0 + W_{\Pi})/k$, а коэффициент A объединяет постоянные n_0 , μ_0 и q . Обычно ток в диэлектрике обусловлен дрейфом нескольких видов носителей заряда. В этом случае (1.16) принимает вид:

$$\gamma = \sum A_i \exp\left(-\frac{W_i}{k \cdot T}\right) \quad (1.17)$$

В широком диапазоне температур зависимость логарифма удельной проводимости γ от обратной величины абсолютной температуры T должна состоять из двух прямолинейных участков с различными значениями угла наклона к оси абсцисс (рис. 1.6). При температуре выше точки излома A электропроводность определяется в основном собственными дефектами – это область *высокотемпературной*, или *собственной электропроводности*. Ниже излома, в области *низкотемпературной*, или *примесной электропроводности*, зависимость более пологая. В отличие от труднопроизводимой низкотемпературной области электропроводности, определяемой в основном природой и концентрацией примесей, значение собственной удельной проводимости не зависит от примесей, хорошо воспроизводится и является физической характеристикой данного соединения.

Температура, при которой наблюдается излом (рис. 1.6) зависимости $\ln \gamma = f(1/T)$, сильно зависит от степени чистоты и совершенства материала. При увеличении

содержания примесей и дефектов примесная удельная проводимость растет и оказывается существенной даже при более высоких температурах. По наклонам участков прямых зависимости $\ln \gamma = f(1/T)$ можно определить энергию активации носителей заряда и их природу.

Ионная электропроводность сопровождается переносом вещества: положительные ионы движутся к катоду, а отрицательные – к аноду. Электролиз особенно ярко выражен при повышенных температурах, когда ρ мало, и при приложении высоких постоянных напряжений. По выделившемуся на электродах веществу можно определить характер носителей заряда. У диэлектриков с чисто ионным характером электропроводности строго выполняется закон Фарадея пропорциональности между количеством пропущенного электричества и количеством выделившихся веществ.

Некоторые диэлектрики (например, TiO_2 и другие титансодержащие керамические материалы) обладают электронной или дырочной электропроводностью. Однако носителями часто являются электроны не основного вещества, а примесей и дефектов. В титансодержащей керамике при высокотемпературном синтезе появляются в значительном количестве кислородные вакансии, отдающие слабо связанные электроны или дырки. От них и зависит наблюдаемая электропроводность.

Твердые пористые диэлектрики при наличии в них влаги, даже в ничтожных количествах, резко увеличивают электропроводность (рис. 1.7). На участке AB величина сопротивления снижается за счет изменения степени диссоциации молекул воды и молекул диэлектрика в водном растворе на ионы. Участок BC обусловлен процессами сушки, а на участке CD происходит диссоциация молекул диэлектрика на ионы.

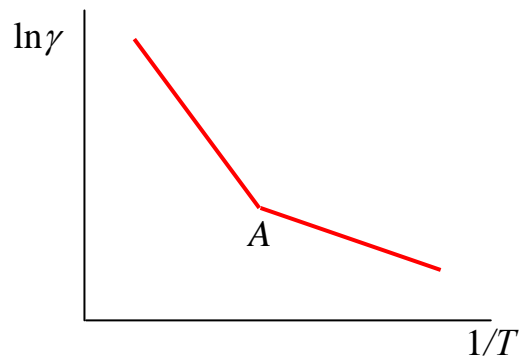


Рис. 1.6. Зависимость удельной электрической проводимости диэлектрика от температуры

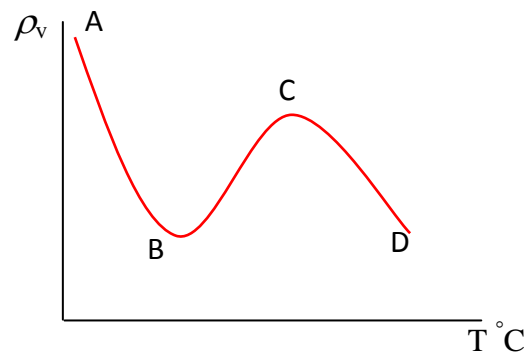


Рис. 1.7. Изменение сопротивления увлажненного диэлектрика при изменении температуры

Выше была рассмотрена электропроводимость твердых диэлектриков при относительно невысоких значениях напряженности электрического поля. При больших E в диэлектриках появляется электронная составляющая электропроводности, быстро возрастающая с увеличением напряженности электрического поля, в связи с чем наблюдается нарушение закона Ома.

При напряженностях электрического поля $E > 10^6 \dots 10^7 \text{ В/м}$, то есть близких пробивным напряженностям, зависимость электропроводности от величины напряженности поля подчиняется закону Пуля:

$$\gamma = \gamma_0 \cdot \exp(\beta_1 \cdot E) \quad (1.18)$$

Для ряда диэлектриков более точным оказывается закон Френкеля:

$$\gamma = \gamma_0 \cdot \exp(\beta_2 \cdot \sqrt{E}), \quad (1.19)$$

где γ_0 – величина электропроводности в слабых электрических полях; β_1 и β_2 – коэффициенты нелинейности, характеризующие свойства диэлектрика; E – величина напряженности электрического поля.

1.2. Поляризация диэлектриков

Электрической поляризацией называют процесс смещения упруго связанных электрических зарядов или ориентацию диполей в направлении приложенного электрического поля. Другими словами, электрическая поляризация приводит к тому, что суммарный электрический момент объема вещества становится отличным от нуля.

При описании электрических явлений (в том числе и поляризации) обычно рассматривают систему, состоящую из электродов, между которыми находится диэлектрик и к указанным электродам подводится напряжение. Таким образом, рассматривается некоторый участок конструкции (которой может быть электрический конденсатор, кабель, обмотка электрической машины или трансформатора и т. п.) или же образец диэлектрического материала, специально подготовленный для измерения его параметров в лаборатории.

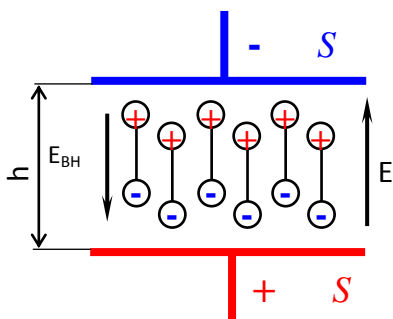


Рис. 1.8. Перераспределение зарядов в поляризованном диэлектрике (плоском конденсаторе): S – площадь обкладки (электрода); h – расстояние между обкладками (толщина диэлектрика)

В любом веществе, независимо от наличия или отсутствия в нем свободных носителей заряда, всегда имеются связанные заряды: электроны оболочек атомов, ионы. Под действием внешнего электрического поля связанные заряды в диэлектрике смещаются из своих равновесных состояний: положительные в направлении вектора напряженности поля E , отрицательные в обратном направлении (рис. 1.8). В результате этого каждый элементарный объем диэлектрика dV приобретает индуцированный электрический момент dp . Образование индуцированного электрического момента P в диэлектрике и представляет собой явление

поляризации. Мерой поляризации диэлектрика является *вектор поляризации* (*поляризованность, интенсивность поляризации*), который равен отношению индуцированного электрического момента объема диэлектрика к этому объему, когда последний стремится к нулю:

$$P = \frac{dp}{dV} \quad (1.20)$$

Согласно определению (1.20), единица измерения поляризованности [Кл/м²] совпадает с единицей поверхностной плотности электрического заряда и электрического смещения. У обычных «линейных», то есть неактивных диэлектриков, вектор P прямо пропорционален напряжённости внешнего поля:

$$P = \varepsilon_0 \cdot \chi \cdot E, \quad (1.21)$$

где $\varepsilon_0 \approx 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – диэлектрическая постоянная; χ – безразмерный параметр, который называют *диэлектрической восприимчивостью*.

В случае однородного неполярного диэлектрика, находящегося в однородном электрическом поле, величина *индуцированного электрического момента* p_i молекулы (или атома) диэлектрика

$$p_i = \alpha \cdot E, \quad (1.22)$$

где α – коэффициент [Ф·м²], который называется *поляризуемостью*, и характеризует способность атомов или молекул диэлектрика к поляризации. Если в единице объёма диэлектрика содержится N_0 молекул (атомов), то их суммарный электрический момент

$$P = N_0 \cdot p_i,$$

и, подставив (1.21) и (1.22), получаем выражение для восприимчивости:

$$\chi = N_0 \cdot \alpha / \varepsilon_0 \quad (1.23)$$

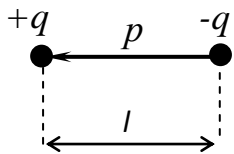


Рис. 1.9.

Молекулы *полярного диэлектрика* из-за несимметричного распределения положительного и отрицательного зарядов представляют собой диполи и обладают собственным, не зависящим от внешнего поля электрическим моментом (рис. 1.9). Собственный электрический (*дипольный*) момент молекулы

$$p = q \cdot l, \quad (1.24)$$

где q – суммарный положительный (или численно равный ему суммарный отрицательный) электрический заряд молекулы; l – расстояние между центрами тяжести

суммарных положительных (+ q) и отрицательных ($-q$) зарядов (плечо диполя). По договоренности, направление электрического момента диполя принимается от отрицательного заряда к положительному. В молекулах *неполярного диэлектрика* электрические заряды не образуют диполя. Поэтому собственный электрический момент молекул неполярного диэлектрика равен нулю.

Для однородного полярного диэлектрика, помещенного в однородное электрическое поле:

$$P = N_o \cdot p_{cp} \quad (1.25)$$

где p_{cp} – среднее значение составляющей вектора дипольного момента молекулы вдоль поля. Значение p_{cp} вычисляется с использованием распределения Больцмана для частиц в силовом поле:

$$p_{cp} = L(a) p = \left(\text{cth}(a) - 1/a \right) p, \quad (1.26)$$

где $a = p \cdot E / k \cdot T$; $L(a)$ – классическая функция Ланжевена. При $a \ll 1$ (в слабых полях), $L(a) \approx a/3$. В этом случае из (1.21) получим для χ формулу Дебая–Ланжевена:

$$\chi = \frac{N_o \cdot p^2}{3 \cdot \varepsilon_o \cdot k \cdot T}, \quad (1.27)$$

где k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Одной из важнейших характеристик диэлектрика, имеющей особое значение для техники, является его *относительная диэлектрическая проницаемость* ε . Величина ε равна отношению заряда Q на обкладках конденсатора с диэлектриком, к заряду Q_o на обкладках конденсатора тех же геометрических размеров и при том же напряжении U , если между электродами находится вакуум:

$$\varepsilon = \frac{Q}{Q_o} = \frac{Q_o + Q_d}{Q_o} = 1 + \frac{Q_d}{Q_o}, \quad (1.28)$$

где Q_0 – дополнительный заряд на обкладках конденсатора, возникший вследствие поляризации диэлектрика (см. рис. 1.8). Из (1.28) следует, что ε не может быть < 1 . Зная емкость C , заряд $Q = C \cdot U$, и из (1.28):

$$Q = \varepsilon \cdot Q_0 = C \cdot U = \varepsilon \cdot C_0 \cdot U, \quad (1.29)$$

где C_0 – емкость вакуумного конденсатора (геометрическая емкость).

Анализируя выражение (1.29), можно дать следующее определение относительной диэлектрической проницаемости. *Величина относительной диэлектрической проницаемости ε показывает во сколько раз емкость конденсатора с диэлектриком больше емкости конденсатора такой же геометрической конфигурации, у которого между обкладками находится вакуум.* Следовательно, величина ε диэлектрика определяет величину емкости C электро- и радиотехнических конструкций: $C = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \Delta$; где Δ – геометрический фактор.

Значение относительной диэлектрической проницаемости диэлектрика не зависит от выбора системы единиц. В дальнейшем для оценки свойств диэлектриков используется именно это значение диэлектрической проницаемости, причем слово «относительная» для краткости опускается.

Поскольку вектор электрической индукции D (вектор электрического смещения) в диэлектрике связан с напряжённостью электрического поля $\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot E = D = \varepsilon_0 \cdot E + P$, то используя (1.20), можно связать величину диэлектрической проницаемости ε с диэлектрической восприимчивостью χ :

$$\varepsilon = 1 + \chi, \quad (1.30)$$

а подставив выражение для χ (1.23), получим связь макроскопической характеристики диэлектрика ε с микроскопической характеристикой поляризуемости молекул диэлектрика α :

$$\varepsilon = 1 + N_0 \cdot \alpha / \varepsilon_0, \quad (1.31)$$

Поведение диэлектрика в электрическом поле может также характеризоваться *абсолютной диэлектрической проницаемостью* ε_a :

$$\varepsilon_a = \varepsilon \cdot \varepsilon_o = D/E \quad (1.32)$$

В настоящее время общепринято разделение диэлектриков на *полярные* и *неполярные*. Независимо от результатов, которые могут быть получены при изучении электрических свойств вещества, о наличии у молекул этого вещества собственного электрического момента можно судить по химическому строению его молекул. И, наоборот, экспериментальное определение дипольного момента μ дает возможность делать весьма важные заключения о структуре его молекул.

Очевидно, что молекулы, которые построены симметрично (при наличии центра симметрии), являются неполярными, так как в этом случае центры тяжести как положительных, так и отрицательных зарядов молекулы совпадают с центром симметрии молекулы, а следовательно, и друг с другом. При этом можно даже не интересоваться знаком заряда отдельных ионов, из которых построена молекула. Наоборот, несимметричные молекулы являются жесткими диполями.

Одноатомные молекулы (He, Ne, Ar, Kr, Xe) и молекулы, состоящие из двух одинаковых атомов, соединенных друг с другом ковалентной (гомеополярной) связью (H_2 , N_2 , Cl_2 и т. п.), неполярны, а молекулы такого типичного ионного (с гетерополярной связью) соединения, как KI (рис. 1.10, а), имеют большой постоянный электрический момент $p = 23 \cdot 10^{-30}$ Кл·м, направленный от отрицательно заряженного иона I^- к положительно заряженному иону K^+ .

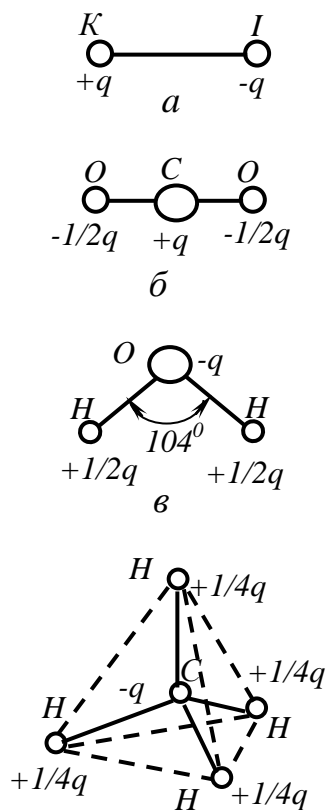


Рис. 1.10. Пространственное строение молекул: а – йодистого калия KI; б – углекислого ангидрида CO_2 ; в – воды H_2O ; z – метана CH_4

Вещество	HF	HC1	HBr	HI
$p, 10^{-30}$ Кл·м	6,7	3,5	2,6	1,3

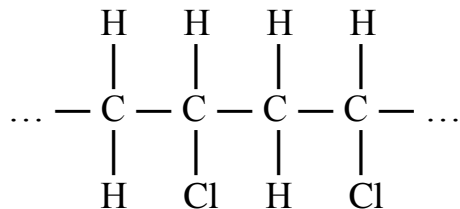
Чем больше отличаются друг от друга электроотрицательности атомов, образующих двухатомную молекулу, то есть чем сильнее смещена в сторону одного из атомов их общая электронная пара, тем больше электрический момент такой молекулы. Например, по мере уменьшения электроотрицательности галогенов в ряду от фтора к йоду уменьшается дипольный момент молекул галогеноводородов:

Важно заметить, что при суждении о полярности молекулы по ее строению необходимо учитывать не только условное написание химической формулы вещества, но и фактическое расположение зарядов в пространстве. Так, формулы угольного ангидрида и воды похожи: CO_2 и H_2O , но в действительности молекула угольного ангидрида имеет симметричное строение с центром симметрии (рис. 1.10, б). Поэтому угольный ангидрид неполярен, а молекула воды имеет вид равнобедренного треугольника (рис. 1.10, в) и представляет собой диполь с положительным зарядом, локализованным вблизи иона кислорода и избыточным отрицательным зарядом вблизи ионов водорода. Поэтому вода имеет резко выраженные полярные свойства (для молекулы воды $p = 6,1 \cdot 10^{-30}$ Кл·м).

Все углеводороды представляют собой вещества неполярные или слабополярные ($p = 0$ или мало). Но при замене атомов водорода атомами галогенов F, Cl, Br, I, либо группами $-\text{OH}$, $-\text{NO}_2$ и пр. (диэлектрофорами Вальдена), образуются несимметричные молекулы, обладающие $p > 0$.

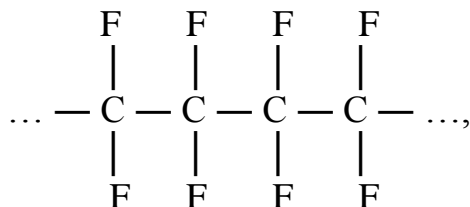
Рассмотрим простейший углеводород – метан, его молекула CH_4 имеет вид тетраэдра, в центре которого расположен атом C, а по вершинам – атомы H (рис. 1.10, г), и продукты замещения в нем водорода хлором – хлористый метил CH_3Cl , двуххлористый метилен CH_2Cl_2 , хлороформ CHCl_3 и четыреххлористый углерод (тетраформ) CCl_4 . Очевидно, что для метана $p = 0$. Молекулы CHCl_3 , CH_2Cl_2 и CHCl_3 асимметричны, для них, соответственно, $p = 6,2 \cdot 10^{-30}$, $5,17 \cdot 10^{-30}$ и $3,8 \cdot 10^{-30}$ Кл·м, но молекула CCl_4 вновь симметрична и имеет $p = 0$.

Сильно полярными являются полимеры поливинилхлорид:



поливиниловый спирт и его производные, целлюлоза и ее производные, фенолформальдегидные смолы и т. п.

Структура молекул политетрафторэтилена (фторлон-4):



аналогична структуре молекулы полиэтилена, в которой атомы Н полностью замещены атомами F. Благодаря симметричной структуре каждого звена молекулярной цепочки политетрафторэтилен неполярен. Но политрифторхлорэтилен (фторлон-3), молекулы которого подобны молекулам полиэтилена, в которых атомами F замещены каждые три из четырёх атомов водорода, имеет несимметричное строение и потому полярен.

Основные виды поляризации

В зависимости от агрегатного состояния и структуры диэлектриков различают следующие основные виды поляризации: *электронную, ионную, ионно-релаксационную, дипольно-релаксационную, миграционную, самопроизвольную*. Индуцированный под действием приложенного электрического поля суммарный электрический заряд обуславливается суммой различных видов поляризации. При этом в одном диэлектрике одновременно могут наблюдаться несколько механизмов поляризации. Гипотетический

диэлектрик, обладающий всеми механизмами поляризации, может быть представлен эквивалентной схемой, в которой каждому механизму поляризации соответствует включенная параллельно источнику напряжения U емкость C (рис. 1.11). Емкость C_0 и заряд Q_0 соответствуют геометрической емкости и заряду (между электродами находится вакуум).

Электронная поляризация (на рис. 1.11 емкость $C_э$ и заряд $Q_э$), представляет собой смещение центра заряда электронного облака относительно положительно заряженного ядра под действием внешнего электрического поля (рис. 1.12). Смещению противодействует кулоновское притяжение электронов к ядру.

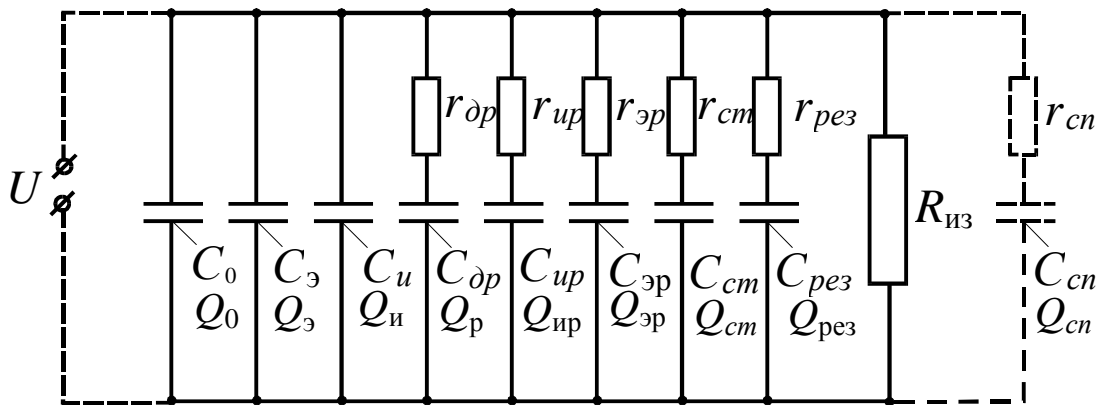


Рис. 1.11. Эквивалентная схема диэлектрика сложного состава с различными механизмами поляризации:

U – источник напряжения; C_0, Q_0 – емкость и заряд в вакууме;

C и Q – с соответствующими индексами моделируют емкости и заряды от электронной, ионной, дипольно-релаксационной, ионно-релаксационной, электронно-релаксационной, структурной, резонансной и спонтанной поляризации; r – с соответствующими индексами сопротивлений, эквивалентные потерям энергии при этих механизмах поляризации; $R_{из}$ – сопротивление изоляции сквозному току через диэлектрик

Время установления электронной поляризации очень мало (около 10^{-15} с), поэтому она практически не зависит от частоты электромагнитного поля (рис. 1.16), вплоть до частот оптических колебаний. Этот вид поляризации не связан с потерей энергии поля, так как упругое изменение конфигурации электронного облака не приводит к рассеянию энергии в виде тепла. Величина ε практически не зависит от температуры. У

диэлектриков, обладающих только электронной поляризацией, ε незначительно уменьшается с ростом температуры только в связи с тепловым расширением диэлектрика и уменьшением числа поляризованных частиц в единице объема (рис. 1.15).

Электронная поляризация наблюдается у всех видов диэлектриков. При увеличении размеров атомов электронная поляризуемость увеличивается. Из-за ослабления связи внешних электронных оболочек с ядром атома, увеличивается смещение оболочки ℓ и индуцированный заряд q .

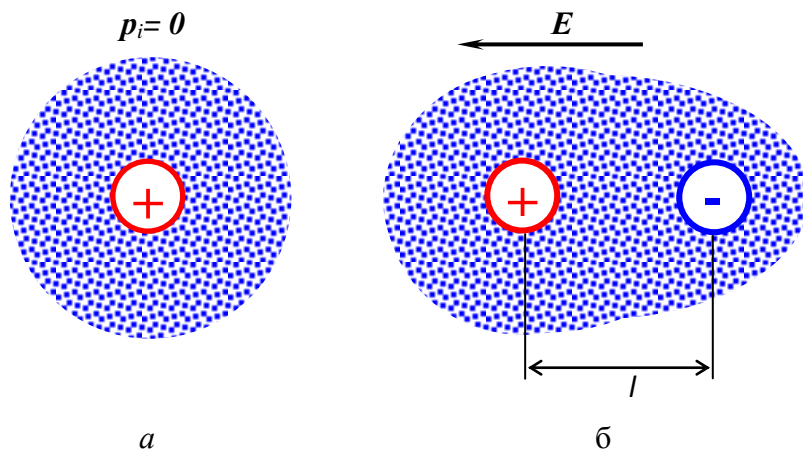


Рис. 1.12. Схематическое изображение электронной поляризации:
 а – неполяризованный атом при отсутствии электрического поля;
 б – поляризованный атом под действием электрического поля

Для удобной и наглядной оценки электронной поляризуемости α [см. (1.22)] атома или иона введено понятие *геометрической поляризуемости*, равной отношению α к диэлектрической постоянной ε_0 и имеющей размерность объема [м³]. Геометрическая поляризуемость α/ε_0 имеет порядок объема атома $10^{-30} \dots 10^{-29}$ м³. Например, значения α/ε_0 атомов галогенов (в порядке возрастания их атомной массы) равны для F – $0,4 \cdot 10^{-30}$, для Cl – $2,4 \cdot 10^{-30}$; для Br – $23,6 \cdot 10^{-30}$; для I – $5,8 \cdot 10^{-30}$ м³.

Для веществ ионного строения существенна поляризация не атомов, а ионов. Различные ионы обладают заметно различающимися значениями отношения электронной геометрической поляризуемости α/ε_0 к кубу радиуса иона r^3 . Для иона Na⁺ отношение $\alpha/\varepsilon_0 r^3$ составляет 0,21; для K⁺ – 0,38; для Ca⁺⁺ – 0,44; для Ti⁺⁺⁺⁺ – 1,04; для O⁻ –

1,20; для Zr^{++++} – 1,21; для Pb^{++} – 1,89. Наличие ионов с большим значением $\alpha/\epsilon_0 r^3$ способствует поляризации. Некоторые вещества, содержащие такие ионы, имеют высокое значение ϵ (например, рутил TiO_2 $\epsilon = 110$).

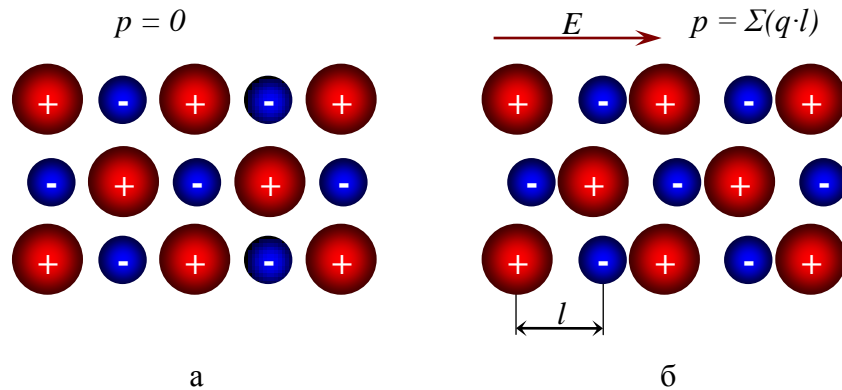


Рис. 1.13. Схематическое изображение ионной поляризации. Ионная кристаллическая решетка: а – при отсутствии электрического поля; б – при воздействии электрического поля

Ионная поляризация (ёмкость C_u и заряд Q_u на рис. 1.11) заключается в возникновении упругого смещения связанных ионов из положений равновесия на расстояния, не превышающие постоянную кристаллической решетки, под действием электрического поля (рис. 1.13). Время установления ионной поляризации $\sim 10^{-13}$ с. Поэтому у ионных кристаллов ϵ начинает зависеть от частоты поля в инфракрасном диапазоне ($10^{12} \dots 10^{14}$ Гц).

С повышением температуры поляризованность возрастает, так как за счет тепловой энергии ослабевают силы межионного взаимодействия, тепловое расширение удаляет ионы друг от друга. Ионная поляризация, как и электронная, не связана с потерями энергии и не зависит от частоты, вплоть до частот инфракрасного диапазона (рис. 1.16). Ионная поляризация характерна для кристаллических диэлектриков ионного строения с плотной упаковкой ионов (NaCl, LiF и т. п.).

Электронная и ионная поляризации относятся к *упругим* или *быстрым* видам поляризации, в отличие от *медленных* или *релаксационных* видов, время установления которых намного больше.

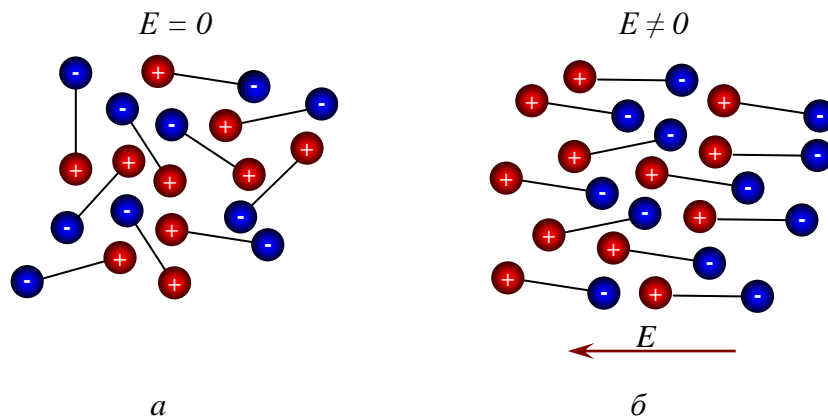


Рис. 1.14. Схематическое изображение дипольно-релаксационной поляризации. Расположение дипольных молекул при отсутствии электрического поля (а) и при воздействии электрического поля (б)

Дипольно-релаксационная поляризация (ёмкость $C_{ор}$ и заряд $Q_{ор}$ на рис. 1.11) заключается в повороте (ориентации) дипольных молекул в направлении внешнего электрического поля. Дипольные молекулы, находящиеся в хаотическом тепловом движении, ориентируются внешним электрическим полем, создавая эффект поляризации диэлектрика (рис. 1.14)

Дипольно-релаксационная поляризация возможна, если межмолекулярные взаимодействия не мешают диполям ориентироваться вдоль поля. С увеличением температуры взаимодействие между диполями ослабляется, что усиливает дипольно-релаксационную поляризацию. Но в то же время возрастает энергия хаотического теплового движения молекул, что уменьшает ориентирующее влияние внешнего электрического поля. Поэтому с увеличением температуры, вначале, пока ослабление сил межмолекулярного взаимодействия преобладает над возрастанием интенсивности хаотического теплового движения молекул, величина дипольно-релаксационной поляризации растёт, а затем, когда преобладает интенсивность теплового движения

молекул (тепловая энергия «разбрасывает» диполи), поляризация уменьшается (рис. 1.15).

При снятии приложенного электрического поля дипольно-релаксационная поляризация нарушается хаотическим тепловым движением молекул. Суммарный индуцированный момент диполей $P = \Sigma p$ спадает с временем t по экспоненциальному закону:

$$P(t) = P_0 \cdot \exp(t/\tau) \quad (1.33)$$

где P_0 – поляризованность в момент снятия электрического напряжения; τ – постоянная времени этого процесса, называемая *временем релаксации* дипольной поляризации.

Время релаксации – это время, в течение которого поляризованность диэлектрика после снятия поля уменьшается, из-за теплового движения молекул, в e раз от начального значения. В большинстве случаев τ дипольно-релаксационной поляризации имеет порядок $10^{-6} \dots 10^{-10}$ с, поэтому этот вид поляризации проявляется лишь на частотах ниже $10^6 \dots 10^{10}$ Гц.

Дипольно-релаксационная поляризация связана с потерей энергии поля, так как поворот диполей в направлении поля связан с преодолением некоторого сопротивления. Это отражено на рис. 1.11 включенным последовательно с емкостью C_{dp} активным сопротивлением R_{dp} .

При приближении угловой частоты $\omega = 2\pi f$ внешнего электрического поля к угловой частоте релаксации $\omega_p = 1/\tau$ величина ε_{dp} начинает снижаться вследствие инерционности процесса ориентации диполей. Дипольные молекулы за полупериод изменения напряжения не успевают полностью переориентироваться по направлению поля. При очень высоких частотах ($\omega \gg \omega_p$) диполи практически не успевают реагировать на изменения внешнего поля и диэлектрик ведёт себя как неполярный. Изменение ε с изменением частоты называют *диэлектрической дисперсией*. При

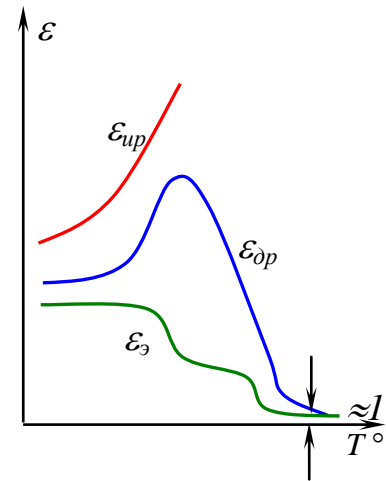


Рис. 1.15 Типичные температурные зависимости относительной диэлектрической проницаемости при разных видах поляризации: электронной ($\varepsilon_э$), дипольно-релаксационной (ε_{dp}) и ионно-релаксационной (ε_{ip})

дипольно-релаксационной и миграционной поляризации ε монотонно снижается с ростом частоты. Такое поведение называется *релаксационной дисперсией*.

Дипольно-релаксационная поляризация проявляется в полярных газах, жидкостях, но может наблюдаться и в твердых диэлектриках. В некоторых твердых, в большинстве своем органических, диэлектриках дипольно-релаксационная поляризация обычно обусловлена не ориентацией самой молекулы, а ориентацией имеющихся в ней полярных радикалов. Такую поляризацию называют *дипольно-радикальной*. Примером веществ с этим видом поляризации является целлюлоза, полярность которой объясняется наличием гидроксильных групп $-\text{OH}$ и кислорода. В кристаллах с молекулярной решеткой и слабыми Ван-дер-Вальсовскими связями возможна ориентация и более крупных частиц.

Ионно-релаксационная поляризация (ёмкость C_{ip} и заряд Q_{ip} на схеме рис. 1.11) заключается в смещениях слабосвязанных ионов под действием внешнего электрического поля на расстояния, превышающие амплитуду ангармонических тепловых колебаний. Поляризация заметно усиливается с повышением температуры (рис. 1.15) за счет ослабления сил межионного взаимодействия. При увеличении частоты, величина ε_{ip} снижается за счет инерционности процесса переориентации (рис. 1.16). Этот вид поляризации связан с потерями энергии, что отражено на рис. 1.11, включенным последовательно с C_{ip} активным сопротивлением R_{ip} .

Ионно-релаксационная поляризация наблюдается в ионных диэлектриках аморфного строения (стекла, керамика и т. д.), а также в неорганических кристаллических диэлектриках с неплотной упаковкой ионов (рыхлого строения).

Электронно-релаксационная поляризация (ёмкость $C_{эр}$ и заряд $Q_{эр}$ на рис. 11.11) возникает в связи с ориентацией возбужденных тепловой энергией избыточных

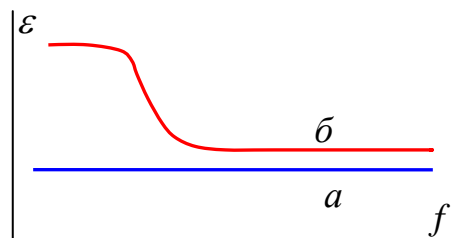


Рис. 1.16 Типичные частотные зависимости относительной диэлектрической проницаемости: a – для неполярных диэлектриков (ε_n и ε_u); b – для полярных диэлектриков (ε_{ip} и $\varepsilon_{др}$)

«дефектных» электронов или «дырок». Электронно-релаксационная поляризация характерна главным для диэлектриков с высоким показателем преломления, большим внутренним электрическим полем и наличием электронной составляющей проводимости. Характерным представителем этой группы материалов являются: двуокись титана, «загрязнённая» примесями Nb^{+5} , Ca^{+2} , Ba^{+2} ; двуокись титана с анионными вакансиями и примесью ионов Ti^{+3} ; а также ряд соединений на основе окислов металлов с переменной валентностью – титана, ниобия, висмута.

Такие диэлектрики могут обладать исключительно высоким значением диэлектрической проницаемости (например, $CaTiO_2$ – титанит кальция $\varepsilon = 150$). Кроме того, у этих диэлектриков наблюдается максимум ε в температурной зависимости ε даже при отрицательных температурах. Этот вид поляризации связан с потерями энергии, что отражено на рис. 11.11 в виде последовательно включенного с емкостью $C_{эп}$ сопротивления $R_{эп}$.

Миграционная (структурная) поляризация (ёмкость $C_{см}$ и заряд $Q_{см}$ на рис. 1.11) наблюдается в технических диэлектриках с проводящими и полупроводящими включениями, слоями с различной проводимостью, а также в композиционных диэлектриках. При внесении неоднородных материалов в электрическое поле свободные электроны и ионы проводящих и полупроводящих включений перемещаются в пределах каждого включения, образуя поляризованные области на границе раздела сред (рис. 1.18).

Процессы установления и снятия миграционной поляризации сравнительно медленны и могут продолжаться секунды, минуты и даже часы. Поэтому этот вид поляризации возможен лишь на низких частотах. Связанные с этим видом поляризации потери энергии отражены на рис. 1.11 в виде включенного последовательно с $C_{см}$ активного сопротивления $R_{см}$.

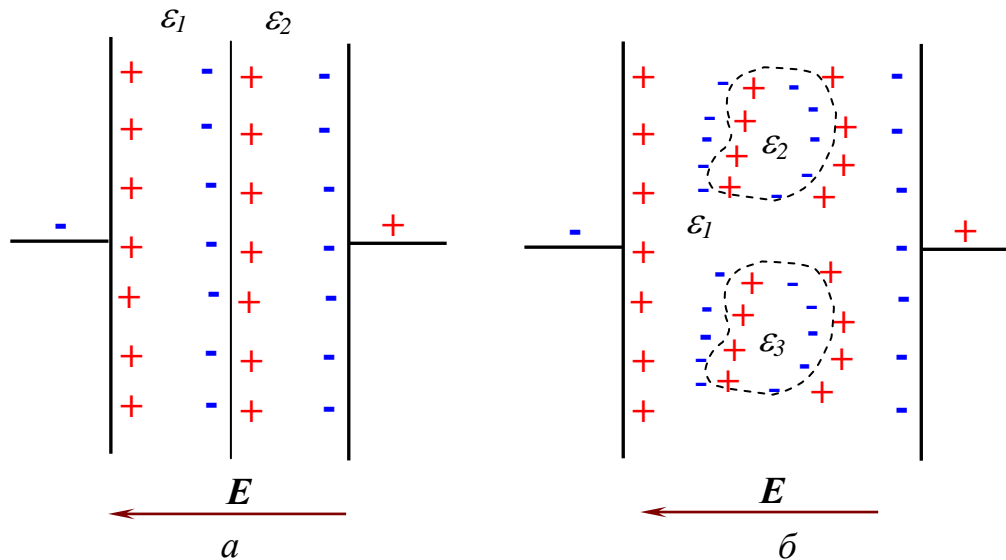


Рис. 1.18. Перераспределение зарядов в слоистых диэлектриках (а) и в диэлектриках, содержащих включения (б)

Резонансная поляризация (ёмкость $C_{рез}$ и заряд $Q_{рез}$ на рис. 1.11) проявляется в диэлектриках при оптических частотах. Она зависит от физико-химических особенностей диэлектриков, может относиться к собственной частоте электронов или ионов (при очень высоких частотах) или к характеристической частоте дефектных электронов (при более низких частотах).

Резонансная электронная поляризация связана с аномальной дисперсией света и еще недостаточно изучена. При аномальной дисперсии показатель преломления вещества для определенной частоты возрастает вследствие того, что за счет резонанса с собственными колебаниями частиц уменьшается фазовая скорость распространения колебаний и материал для данной волны становится «вязким». При резонансе сильно возрастает поглощение энергии волны. С увеличением частоты величина ϵ резко падает ввиду «выключения» данного механизма поляризации.

Все емкости эквивалентной схемы рис. 1.11 шунтированы сопротивлением $R_{из}$, что отражает потери энергии поля на сопротивление диэлектрика току сквозной проводимости.

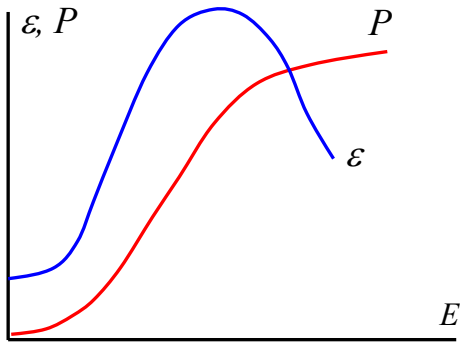


Рис. 1.19. Зависимость поляризованности P и диэлектрической проницаемости ε от напряженности электрического поля E в сегнетоэлектриках

Спонтанная (самопроизвольная) поляризация (ёмкость $C_{сн}$, заряд $Q_{сн}$ и активное сопротивление $R_{сн}$ на рис. 1.11) – это вид поляризации возникает под влиянием внутренних процессов в диэлектрике, без внешних воздействий. Диэлектрики, в которых наблюдается спонтанная поляризация, относятся к *активным* диэлектрикам.

Спонтанная поляризация нелинейно зависит от напряженности электрического поля (рис.1.19). При циклическом изменении E , зависимость $P = f(E)$ имеет вид характерной замкнутой кривой (петли гистерезиса, рис. 1.20). Диэлектрики, обладающие спонтанной поляризацией, получили название

сегнетоэлектрики, по названию сегнетовой соли – первого вещества, в котором было обнаружено явление спонтанной поляризации (сегнетова соль $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$; титанат бария BaTiO_3 ; нитрит натрия NaNO_2 и т. д.). Особенностью строения сегнетоэлектриков является наличие в них доменной структуры (подобно ферро- и ферритмагнетикам). Следовательно, наложение внешнего электрического поля способствует преимущественной ориентации электрических моментов в направлении поля, что дает эффект очень сильной поляризации.

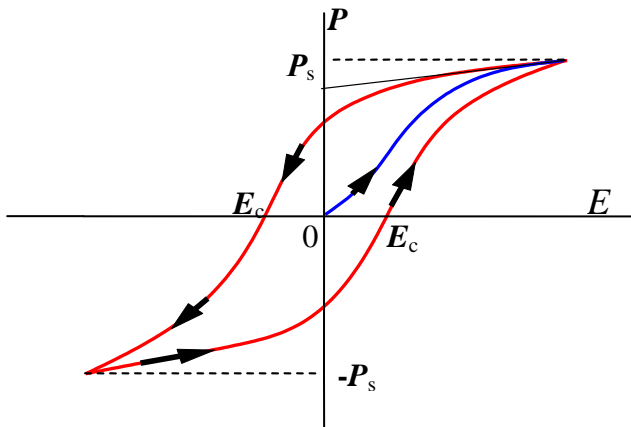


Рис. 1.20. Цикл поляризации сегнетоэлектриков

Одним из основных параметров сегнетоэлектриков является *сегнетоэлектрическая точка Кюри* (в отличии от магнитной, см. ч. 1) – температура, при которой возникает (при охлаждении) или исчезает (при нагреве) спонтанная поляризация. Выше точки Кюри происходит фазовый переход из сегнетоэлектрического в *параэлектрическое* состояние (рис. 1.21).

Особенности поляризации позволяют подразделить все диэлектрики на несколько групп:

- 1) *нейтральные* и *слабополярные* твёрдые (парафин, сера, полиэтилен), жидкие (бензол) и газообразные (азот, водород) диэлектрики, способные в основном к электронной поляризации;
- 2) *полярные* органические жидкие, полужидкие и твёрдые вещества (масляно-канифольные компаунды, эпоксидные смолы, целлюлоза), способные к электронной и дипольно-релаксационной поляризации;
- 3) *ионные кристаллы* с плотной упаковкой ионов (кварц, слюда, каменная соль, корунд, рутил, перовскит), способные к электронной и ионной поляризации;
- 4) *неорганические стёкла* (фарфор, микалекс), в которых возможна электронная и ионно-релаксационная поляризация;
- 5) *неоднородные* диэлектрики, способные, в зависимости от состава, к любым видам поляризации.

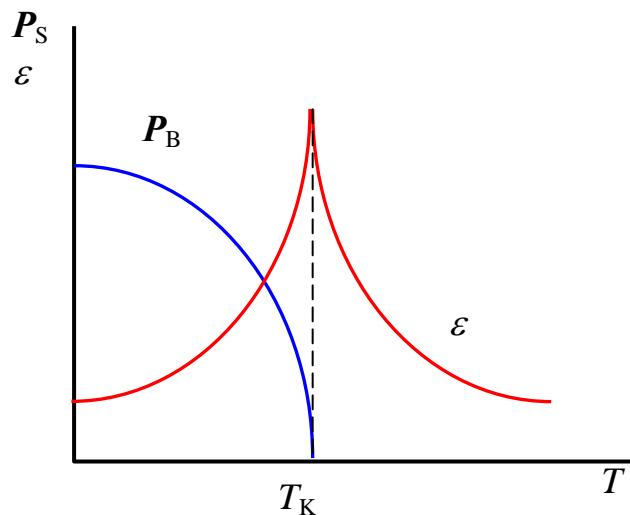


Рис. 1.21. Температурные зависимости спонтанной поляризованности P_S и диэлектрической проницаемости ε в сегнетоэлектриках

В отдельный класс следует выделить *активные* диэлектрики: сегнетоэлектрики, а также *пьезоэлектрики*, в которых поляризация возникает при приложении механической нагрузки (деформации) и *пироэлектрики*, в которых возникновение поляризации связано с однородным по всему объёму изменением температуры (нагреванием или охлаждением).

Зависимость поляризации от внешних факторов

Диэлектрическая проницаемость ε зависит от изменяющихся внешних факторов: частоты приложенного к диэлектрику электрического поля, температуры, давления, влажности и т. п. Эти зависимости в ряде случаев имеют весьма большое практическое значение.

Зависимость ε от частоты. Зависимость ε от частоты внешнего поля f называется *дисперсией диэлектрической проницаемости*. В переменном электрическом поле:

$$E = E_o \cdot \sin(\omega \cdot t), \quad (1.34)$$

поляризованность вещества отстаёт от поля:

$$P = P_o \cdot \sin(\omega \cdot t - \delta) \quad (1.35)$$

Сдвиг фаз δ зависит от соотношения времени релаксации τ и периода внешнего поля $T = 2\pi\omega$. При $\tau \ll T$ (низкие частоты) направление P изменяется практически одновременно с E , то есть $\delta \approx 0$. При $\tau \gg T$ (высокие частоты) поляризация не успевает за полем и $\delta \rightarrow \pi$.

При описании колебаний P и E удобно пользоваться методом комплексных амплитуд, что позволяет от решения дифференциальных уравнений перейти к более простым алгебраическим. В этом случае ε представляют комплексной величиной:

$$\varepsilon = \varepsilon' - i \cdot \varepsilon'', \quad (1.36)$$

где i – мнимая единица. Причём ε' и ε'' зависят от ω и τ , а отношение

$$\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \operatorname{tg} \delta \quad (1.37)$$

определяет диэлектрические потери в среде.

При малой частоте поля (или при постоянном поле) $\delta = 0$ и диэлектрическая проницаемость принимает максимально возможное значение. Оно называется *стационарной диэлектрической проницаемостью* и обозначается ε_0 . При очень высоких

частотах $\delta \rightarrow \pi$, а диэлектрическую проницаемость при таких частотах называют *оптической* и обозначают ε_∞ .

Если частота поля $f = \omega/2\pi$ меняется вблизи значения $1/\tau$, то период изменения напряжённости поля сравним с временем установления поляризации. В этом случае значение действительной составляющей диэлектрической поляризации ε' изменяется от ε_0 до ε_∞ , а $\operatorname{tg} \delta$ проходит через максимум. Эта область частот называется *областью дисперсии*. Разброс значений диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon = \varepsilon_0 - \varepsilon_\infty$ называется *инкрементом диэлектрической проницаемости*. Инкремент характеризует степень изменения диэлектрических свойств вещества в данной области спектра.

Если в диэлектрике осуществляется несколько различных механизмов поляризации, то в широком диапазоне частот будет наблюдаться несколько областей дисперсии, соответствующих каждому виду поляризации. Результирующий инкремент диэлектрической проницаемости равен в этом случае сумме инкрементов каждой области дисперсии.

Как отмечалось выше, время установления электронной или ионной поляризации мало по сравнению с временем изменения знака напряжения. Поэтому поляризация диэлектриков, для которых характерны лишь упругие механизмы поляризации, успевает полностью установиться за время, чрезвычайно малое по сравнению с полупериодом напряжения, и ε таких диэлектриков практически не зависит от частоты поля.

Иначе обстоит дело в случае дипольной поляризации. При повышении частоты переменного напряжения значение ε полярного диэлектрика сначала также остается неизменным, но, начиная с некоторой критической частоты f_0 , когда поляризация уже не успевает полностью установиться за один полупериод, ε снижается, приближаясь на высоких частотах к значениям, характерным для неполярных диэлектриков. Значение f_0 может быть приближенно получено:

$$f_0 \approx \frac{k \cdot T}{8\pi \cdot \eta \cdot r^3}, \quad (1.38)$$

где η – динамическая вязкость жидкости; r – радиус молекулы. Так, для воды при $r = 2 \cdot 10^{-8}$ см, $\eta = 0,01$ пуаз (при нормальных условиях), значение $f_0 \approx 10^{10}$ Гц, (или 100 ГГц). При повышении температуры, помимо увеличения T в числителе (1.36) уменьшается и η в знаменателе, поэтому f_0 должно возрасти. Это иллюстрирует рис. 1.24.

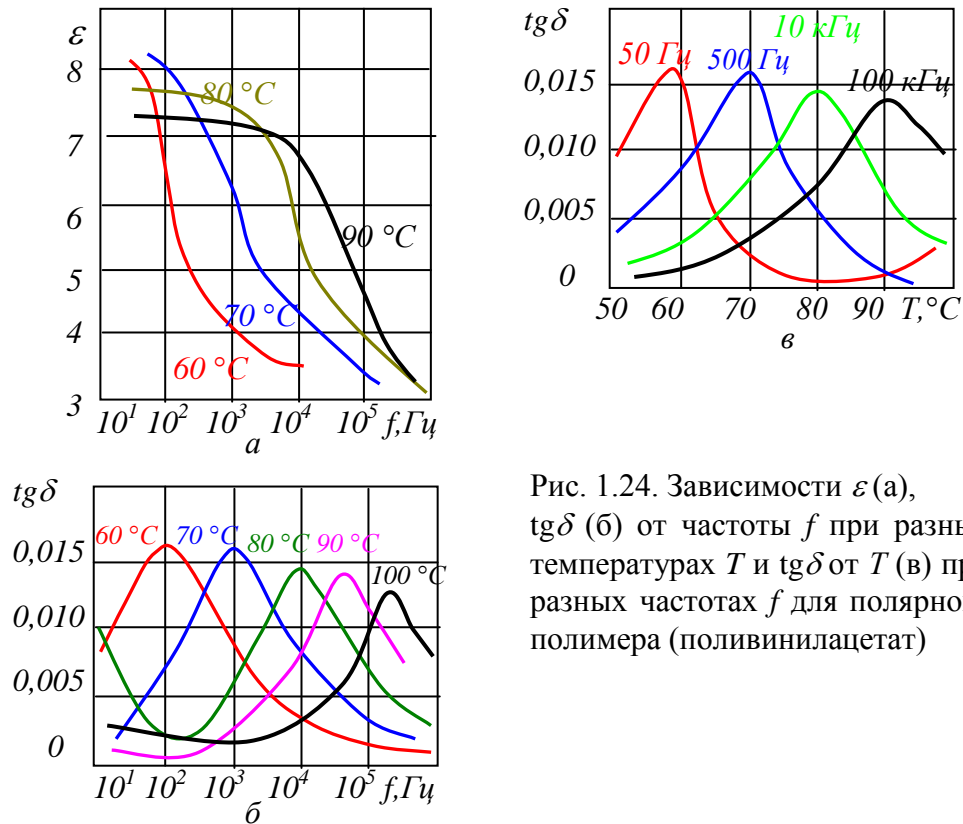


Рис. 1.24. Зависимости ϵ (а), $\text{tg}\delta$ (б) от частоты f при разных температурах T и $\text{tg}\delta$ от T (в) при разных частотах f для полярного полимера (поливинилацетат)

В резко неоднородных диэлектриках, в частности в диэлектриках с включением воды, наблюдается явление миграционной поляризации (другие, нестандартные названия: *высоковольтная, междуслоевая, объемная* поляризация). Она представляет собой накопление электрических зарядов на границах раздела различных диэлектриков (в случае увлажненного диэлектрика – на поверхности включений воды). Процессы

установления миграционной поляризации сравнительно медленны и могут протекать на протяжении минут и даже часов. Поэтому увеличение емкости изоляции вследствие увлажнения тем больше, чем ниже частота приложенного к изоляции переменного напряжения.

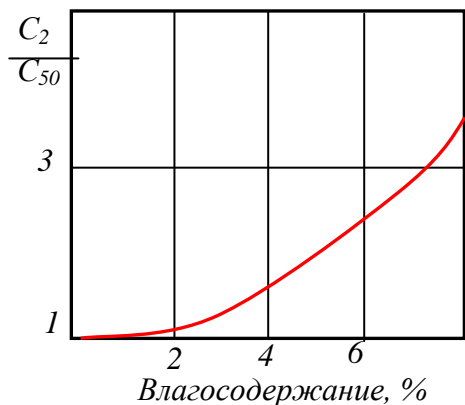


Рис. 1.25. Зависимость отношения значений емкости C образца электроизоляционного картона при значениях частоты 2 и 50 Гц от влагосодержания (по массе). $T = 20$ °С

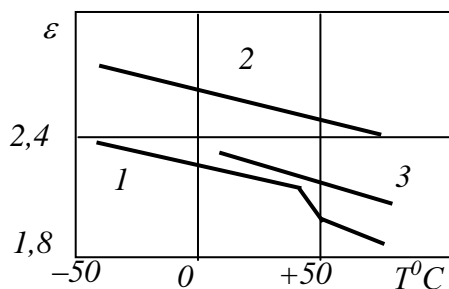


Рис. 1.26. Зависимости ε от температуры для неполярных диэлектриков: 1 – парафин; 2 – полистирол; 3 – бензол

Сказанное дает основание к оценке степени увлажнения некоторых видов изоляции, в частности волокнистой, по способу «емкость–частота»: емкость изоляции измеряется при одной и той же температуре, но при разных частотах – очень низкой (2 Гц) и обычной промышленной (50 Гц). Отношение этих двух значений емкости C_2/C_{50} (рис. 1.25) является критерием увлажненности изоляции. У вполне сухой изоляции это отношение близко к единице, а чем больше отношение, тем больше влажность изоляции. Способ «емкость–частота» не всегда может считаться надежным, но сам факт наличия различных частотных зависимостей ε диэлектрика при различных влажностях представляет значительный интерес.

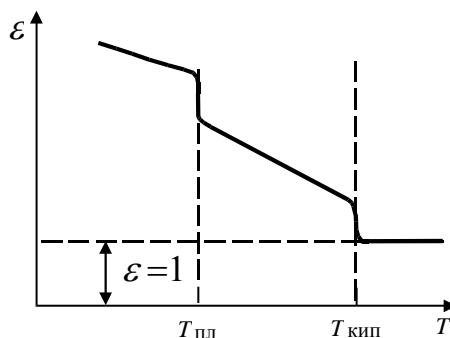


Рис. 1.27. Зависимость ε неполярных диэлектриков от температуры при ее изменении в широких пределах (схематически): $T_{пл}$ – температура плавления; $T_{кип}$ – температура кипения

Зависимость ϵ от температуры. У неполярных диэлектриков на сам процесс электронной поляризации в отдельных атомах, ионах или молекулах вещества изменение температуры влияния не оказывает. Электронная поляризуемость α этих диэлектриков от температуры T не зависит. Однако благодаря термическому расширению вещества, количество молекул в единице объема (и соответственно отношение числа молекул в данном объеме диэлектрика к приведенной длине диэлектрика Δ) уменьшается, поэтому ϵ должна уменьшаться. Сравнительно резкое изменение ϵ , хорошо заметное на графике 1 (рис. 1.26) для кристаллического материала – парафина, объясняется переходом материала из твердого состояния в жидкое, что связано с относительно большим изменением объема. Если при дальнейшем нагреве жидкость испарится, то произойдет следующий скачок и ϵ достигнет значения, характерного для газообразного состояния вещества, близкого к 1. Зависимость ϵ от T в широких пределах (в предположении, что вещество не претерпевает химических изменений) схематически представлена на рис. 1.27.

У твердых ионных линейных диэлектриков характер зависимости ϵ от температуры может быть различным. В большинстве случаев при ионном механизме поляризации, с ростом температуры наблюдается увеличение ϵ . Положительный знак $TK\epsilon$ в этом случае объясняется возрастанием поляризуемости ионов α . Это можно видеть из рис. 1.28 для типичного щелочно-галогенного кристалла – каменной соли, из рис. 1.29 – для неорганических стекол различного состава (для силикатных, а также борных стекол увеличение содержания щелочных оксидов вызывает увеличение ϵ) и из рис. 1.30 – для фарфора – керамического материала с большим содержанием стекловидной фазы. Однако в некоторых случаях у тех веществ, у которых ионное смещение усиливает внутреннее поле и, тем самым,

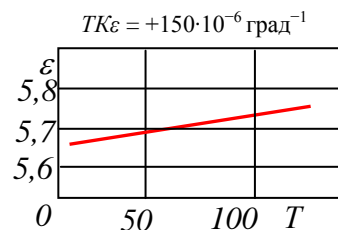


Рис. 1.28. Зависимость ϵ каменной соли NaCl от температуры при $f = 50$ Гц

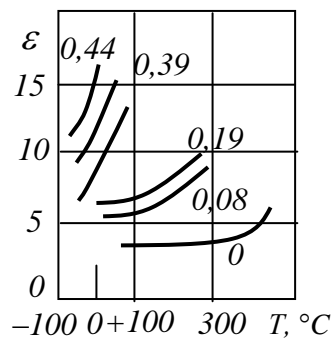


Рис. 1.29. Зависимости ϵ от температуры для борнонатриевых стекол системы $(B_2O_3)_{1-x}(Na_2O)_x$. Значения x указаны на

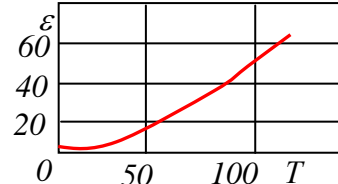


Рис. 1.30. Зависимость ϵ электротехнического фарфора от температуры при $f = 50$ Гц

электронную поляризацию (например, некоторые соединения титана: рутил TiO_2 и перовскит CaTiO_3), значение ε при росте температуры может и уменьшаться (рис. 1.31).

У полярных диэлектриков, как уже отмечалось выше, в низкотемпературной области ориентация молекул в большинстве случаев невозможна. При повышении температуры возможность ориентации диполей облегчается, что приводит к возрастанию диэлектрической проницаемости. Но при дальнейшем повышении температуры сказывается усиление хаотических тепловых колебаний молекул, что уменьшает степень упорядоченности их ориентации. Это приводит к тому, что кривая зависимости $\varepsilon(T)$ проходит через максимум и затем снижается. Типичный пример дан на рис.1.32 для хлорированного дифенила.

В случае химически индивидуального полярного вещества, имеющего резко выраженную температуру плавления, может наблюдаться скачкообразное изменение ε при плавлении. Пример приведён на рис. 11.33 для нитробензола ($\text{C}_6\text{H}_5\text{NO}_2$, $T_{\text{пл}} = +5,7$ °C). Характерные семейства кривых получаются при снятии зависимости диэлектрической проницаемости сильнополярных диэлектриков от двух изменяющихся факторов – частоты и температуры (рис. 1.34 и 1.35).

Видно, что при повышении частоты дипольные максимумы в температурном ходе ε смещаются в сторону более высоких температур. Это смещение объясняется тем, что с возрастанием температуры уменьшается вязкость η . Благодаря уменьшению η уменьшается и время релаксации τ , и критическая частота f_0 .

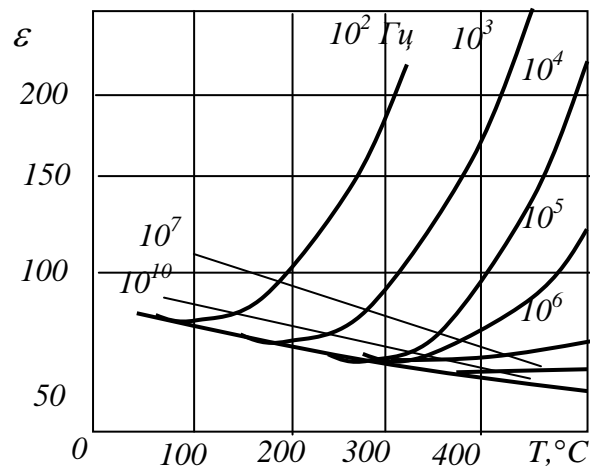


Рис. 1.31. Зависимости ε титаносодержащей конденсаторной керамики от температуры при различных частотах

Температурные коэффициенты емкости и диэлектрической проницаемости.
 Весьма часто для оценки температурной зависимости диэлектрической проницаемости ε диэлектриков, а также емкости C конденсаторов используют температурные коэффициенты диэлектрической проницаемости и ёмкости:

$$Tk_{\varepsilon} \approx \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{d\varepsilon}{dT}, \quad (1.39)$$

$$Tk_C \approx \frac{1}{C} \cdot \frac{dC}{dT} \quad (1.40)$$

Ёмкость конденсатора произвольной формы: $C = \varepsilon \varepsilon_0 \Delta$, где Δ – геометрический фактор. Все величины, входящие в выражение для ёмкости, зависят от температуры. Поэтому, согласно (4.3), если изменения размеров обкладок при изменении температуры совпадают с изменениями размеров диэлектрика:

$$Tk_C \approx Tk_{\varepsilon} + Tk_l \quad (11.41)$$

где Tk_l – температурный коэффициент линейного расширения. Эта формула справедлива, если обкладки конденсатора представляют собой тонкие металлические слои, адгезионно соединенные (напыленные) с твердым (например, керамическим) диэлектриком.

Зависимость ε от давления. У диэлектриков значение ε должно несколько возрастать при повышении гидростатического давления, так как при этом увеличивается плотность вещества D . Следовательно, количество поляризующихся молекул в единице объема N также увеличивается, что влечет за собой увеличение удельной поляризации, а значит и ε . В простейшем случае для неполярных газов:

$$\varepsilon = 1 + a \cdot p, \quad (1.42)$$

где p – давление; a – постоянный коэффициент. То есть ε неполярных газов возрастает с повышением давления (при неизменной температуре) линейно.

Барический коэффициент диэлектрической проницаемости, $BK\varepsilon$ [Па^{-1}], определяется выражением:

$$BK\varepsilon = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{d\varepsilon}{dp} \quad (1.43)$$

Для неполярных газов $BK\varepsilon$ определяется из (1.42):

$$BK\varepsilon = \frac{a}{\varepsilon} = (\varepsilon - 1) \cdot \varepsilon \cdot p, \quad (1.44)$$

или приближенно, с учетом того, что для газов $\varepsilon \approx 1$,

$$BK\varepsilon = (\varepsilon - 1) \cdot p \quad (1.45)$$

Давление оказывает также влияние на диэлектрическую проницаемость жидкостей и твердых тел. Так, ε воды в интервале давлений от атмосферного до 600 МПа монотонно возрастает (рис. 1.36). В ряде случаев у полярных жидкостей в зависимости ε может наблюдаться максимум. Например, при абсолютном давлении $p = 0,1$ МПа ε глицерина равно 49,3 ($T = 278$ К, $f = 1$ МГц). При повышении давления ε растет, проходит через максимум ($\varepsilon = 53,2$) при $p = 407$ МПа и далее снижается, доходя до значения $\varepsilon = 33,6$ при $p = 950$ МПа. Аналогичный пример – рис. 1.37.

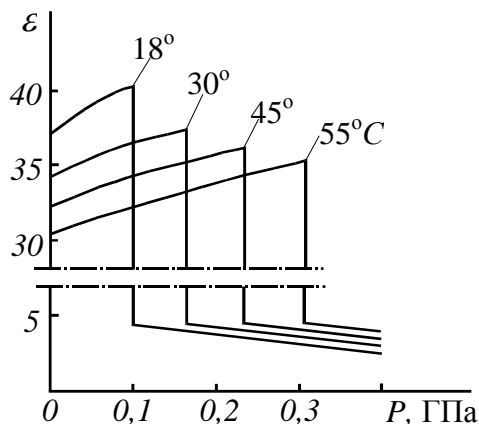


Рис. 1.38. Изменение ε нитробензола при изотермическом повышении давления

На рис. 1.38 даны значения ε нитробензола, снятые при разных температурах (18; 30; 45 и 55 °С) и изотермическом повышении давления. Интервалы повышения давления включали фазовый переход из жидкого состояния в твердое, вызванный только действием давления. При фазовом переходе наблюдается скачкообразное изменение ε .

Аналогичное влияние на ε исследуемых при нормальном атмосферном давлении твердых диэлектриков оказывает и изменение технологии, приводящее к получению продуктов различной плотности D . Так, диэлектрическая проницаемость ε политетрафторэтилена

$(C_2F_4)_n$ в зависимости от плотности, представлена на рис. 1.39. Отметим, что политетрафторэтилен (фторлон-4) при нормальных условиях давления и температуры обладает ε меньшей, чем какой бы то ни было другой твердый сплошной (не имеющий пор) материал. Большой практический интерес представляет диэлектрическая проницаемость разных типов полиэтилена $(-CH_2-CH_2-)_n$. По Ланце (U.L. Lanza) и Герману (D.V. Herrmann), зависимость ε полиэтилена от его плотности D может быть выражена формулой

$$\varepsilon = 2,276 + 0,00201 \cdot (D - 920),$$

где D – численное значение плотности вещества $[кг/м^3]$.

Зависимость ε от влажности

У гигроскопичных диэлектриков (ε которых меньше, чем ε воды) диэлектрическая проницаемость заметно возрастает при увлажнении. Пример приведен на рис. 1.40.

Использовать явление увеличения ε диэлектрика при увлажнении как положительный факт, например для увеличения емкости конденсатора, трудно. При увлажнении существенно ухудшаются важные параметры диэлектрика – уменьшается удельное сопротивление, увеличивается угол диэлектрических потерь, уменьшается электрическая прочность. Следует, однако, отметить, что в последнее время, в связи с разработкой методов совершенной очистки воды ионнообменными смолами, ставится вопрос об использовании высокочистой воды в некоторых конструкциях конденсаторов. Для расчета ε влажного

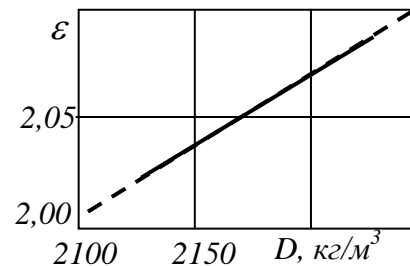


Рис. 1.39. Изменение ε политетрафторэтилена от плотности $T = 25^\circ C$ (289 К). По данным фирмы «Дюпон»

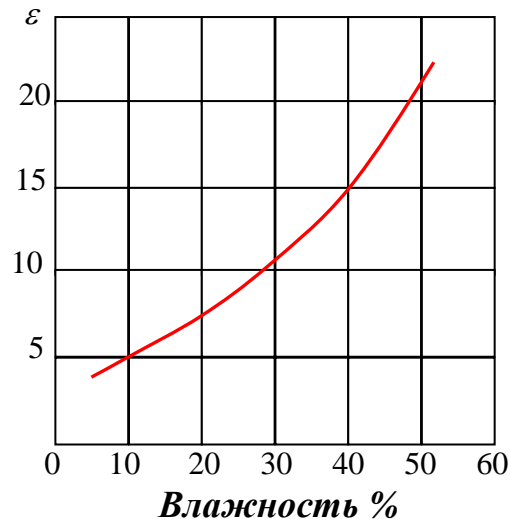


Рис. 1.40. Зависимость ε древесины (береза, вдоль волокон) от влажности (содержания воды по массе, %) По А.В. Нетушилу

воздуха может быть применена номограмма рис. 1.41. Вопрос о влиянии увлажнения на ε диэлектрика при различных частотах рассматривался выше (см. рис. 1.25).

Диэлектрическая проницаемость композиционных диэлектриков

Часто электротехнические материалы, в том числе диэлектрические, являются композиционными материалами, то есть представляют собой смеси двух (или большего числа) различных веществ – компонентов смеси. Например, многие пластические массы (основные их компоненты – связующее и наполнитель), керамические материалы, волокнистые и иные пористые материалы, как пропитанные, так и непропитанные, и др. Рассмотрим основные закономерности, используемые для расчета параметров смеси заданного состава (в первую очередь – диэлектрической проницаемости смеси) и для расчета состава смеси, которая должна обладать заданными свойствами.

Будем предполагать, что рассматриваемая смесь – физическая, то есть ее компоненты не вступают друг с другом в химические реакции. Все рассмотрение ведем как макроскопическое, считая «зерна», слои и т. п. компонентов смеси содержащими громадное число молекул (однако некоторые из приводимых в этом параграфе формул оказываются справедливыми и для молекулярных растворов), и полагая «зерна» компонентов однородными и изотропными, обладающими определенными параметрами, постоянными по всему объему каждого зерна.

Простейшие модели смесей. Нам требуется рассчитать «эффективную» диэлектрическую проницаемость неоднородного диэлектрика, то есть значение диэлектрической проницаемости ε^* такого однородного диэлектрика, который при заполнении им пространства между обкладками конденсатора создаст такую же емкость, как и конденсатор с рассматриваемым неоднородным диэлектриком. Особенно

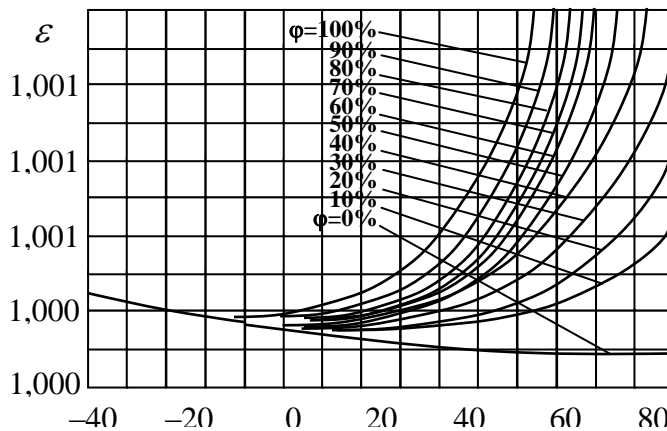


Рис. 1.41. Зависимости ε воздуха от температуры при разной относительной влажности φ . По А.Р. Вольперту

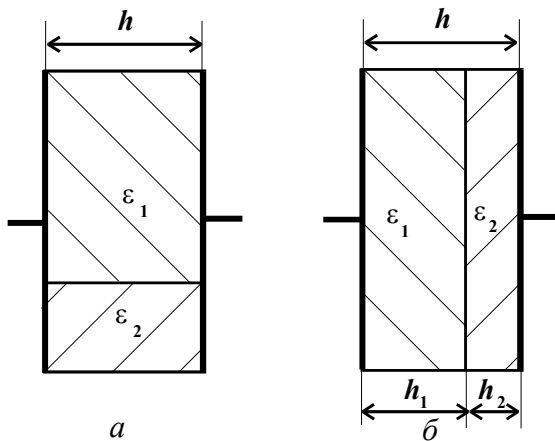


Рис. 1.42. Конденсаторы с двумя
 а – параллельно (*p*-схема) и
 б – последовательно (*s*-схема)
 включенными диэлектриками

легко произвести этот расчет, когда неоднородный диэлектрик состоит из двух разных однородных диэлектриков, соединенных между собой параллельно или последовательно (рис. 1.42). В этом случае плоский конденсатор с неоднородным диэлектриком можно рассматривать как два параллельно или последовательно соединенных плоских конденсатора, в каждый из которых помещён однородный диэлектрик.

В первом случае (параллельное соединение, рис. 1.42, а) результирующая ёмкость C_p конденсатора составляет:

$$C_p = C_1 + C_2. \quad (1.46)$$

Подставляя вместо C_1 и C_2 их выражения, имеем:

$$C_p = \epsilon_0 \epsilon_1 S_1 / h + \epsilon_0 \epsilon_2 S_2 / h, \quad (1.47)$$

где S_1 и S_2 – площадь поверхности диэлектриков с диэлектрическими проницаемостями, соответственно, ϵ_1 и ϵ_2 ; h – расстояние между пластинами конденсатора (см. рис. 1.42, а). Заменяем сложный диэлектрик (с двумя различными значениями ϵ_1 и ϵ_2) на эквивалентный ему однородный диэлектрик с такой «эффективной» диэлектрической проницаемостью ϵ^* , чтобы ёмкость конденсатора с площадью обкладок $S_1 + S_2$ и толщиной диэлектрика h :

$$C_p = \epsilon_0 \epsilon^* (S_1 + S_2) / h \quad (1.48)$$

осталась равной ёмкости прежнего конденсатора со сложным диэлектриком. Приравнявая (1.47) и (1.48), получаем выражение для ϵ^* :

$$\epsilon^* = \frac{S_1}{S_1 + S_2} \cdot \epsilon_1 + \frac{S_2}{S_1 + S_2} \cdot \epsilon_2. \quad (1.49)$$

Отношения $S_1/(S_1 + S_2)$ и $S_2/(S_1 + S_2)$ представляют собой доли объемного содержания (объемные концентрации) y_1 и y_2 , ($y_1 + y_2 = 1$), первого и второго компонентов в сложном диэлектрике:

$$\varepsilon^* = y_1 \varepsilon_1 + y_2 \varepsilon_2. \quad (1.50)$$

В случае последовательного соединения (рис. 1.42, б):

$$1/C_S = 1/C_1 + 1/C_2. \quad (1.51)$$

Рассуждая аналогично, можем записать: $C_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_1 S/h_1$; $C_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 S/h_2$, и

$$C_S = \varepsilon_0 \varepsilon^* S/(h_1 + h_2), \quad (1.52)$$

$$y_1 = h_1/(h_1 + h_2), \quad y_2 = h_2/(h_1 + h_2),$$

где h_1 и h_2 – толщины слоев с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 , соответственно; S – площадь обкладок конденсаторов. Для эффективной диэлектрической проницаемости получаем:

$$1/\varepsilon^* = y_1/\varepsilon_1 + y_2/\varepsilon_2, \quad (1.53)$$

или

$$\varepsilon^* = \varepsilon_1 \varepsilon_2 / (y_1 \varepsilon_2 + y_2 \varepsilon_1).$$

Для общего случая смеси, состоящей из произвольного числа m компонентов, формула (1.50) преобразуется в формулу

$$\varepsilon^* = \sum_{i=1}^{i=m} y_i \varepsilon_i, \quad (1.54)$$

а формула (1.53) – в формулу

$$\frac{1}{\varepsilon^*} = \sum_{i=1}^{i=m} \left(\frac{y_i}{\varepsilon_i} \right). \quad (1.55)$$

Статистические смеси. В большинстве практически важных случаев композиционные диэлектрики представляют собой хаотические (статистические) смеси, в которых зерна компонентов расположены в пространстве неупорядоченно, хаотически. В этом случае схемы замещения рис. 1.42 непригодны и, следовательно, непригодны

формулы, выведенные на основании этих схем. Значение эффективной диэлектрической проницаемости ε^* статистической смеси должно лежать между значениями, определяемыми формулами (1.54) и (1.55). Это положение называется «неравенством Винера» (O. Wiener):

$$[\sum(y_i/\varepsilon_i)]^{-1} \leq \varepsilon^* \leq \sum y_i \varepsilon_i, \quad (1.56)$$

которое наглядно иллюстрируется графиками рис. 1.43.

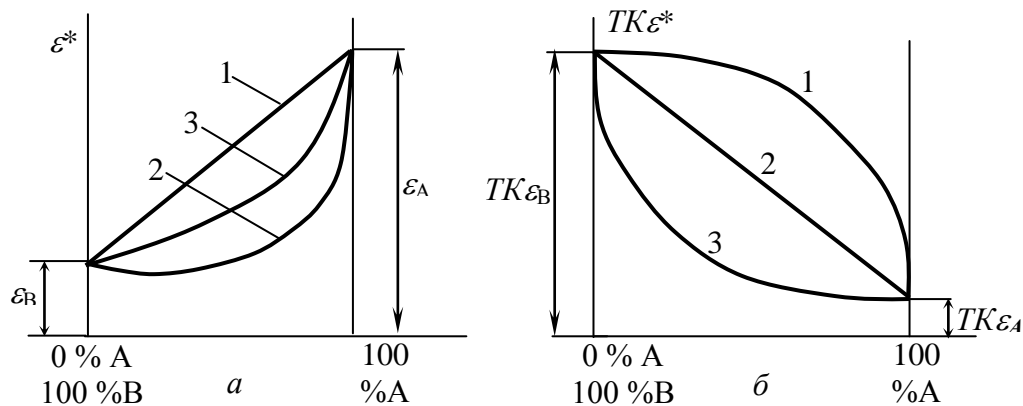


Рис. 1.43. Зависимости эффективной диэлектрической проницаемости ε^* (а) и температурного коэффициента $TK\varepsilon$ (б) смеси компонентов A и B от их объемного содержания в смеси (схематически): 1 – p -схема; 2 – s -схема;

Для расчета диэлектрической проницаемости статистических смесей предложено большое число формул, вывод которых основан на различных теоретических предположениях и экспериментальных данных. Все они имеют как свои достоинства, так и недостатки, и общепринятого выражения не существует. Широкое применение имеет удобная для расчетов формула Лихтенеккера (K. Lichtenecker), или *логарифмический закон смешения*, имеющая для смеси двух компонентов вид (как и ранее, ε^* – эффективная диэлектрическая проницаемость смеси; ε_i – диэлектрические проницаемости компонентов смеси; y_i – объемные концентрации компонентов в смеси и m – число компонентов в смеси):

$$\lg \lg \varepsilon^* = y_1 \lg \varepsilon_1 + y_2 \lg \varepsilon_2, \quad (1.57)$$

или

$$\varepsilon^* = \varepsilon_1^{y_1} \cdot \varepsilon_2^{y_2}.$$

Необходимо отметить, что выражения (1.57) приводят к «арифметическому закону смешения» для температурных коэффициентов диэлектрической проницаемости:

$$TK\varepsilon^* = y_1 TK\varepsilon_1 + y_2 TK\varepsilon_2,$$

а модели (1.50) и (1.53) дают более сложные зависимости (рис. 1.43, б). Формулы (1.57) являются приближёнными, но, как и другие формулы для диэлектрической проницаемости, дают тем более точные результаты, чем ближе друг к другу значения ε_1 и ε_2 . На рис. 1.44 приведено сравнение результатов расчёта ε^* по формуле (1.57) с экспериментальными данными для смеси двух жидких диэлектриков.

В более общем виде для смеси m компонентов:

$$\lg \varepsilon^* = \sum y_i \lg \varepsilon_i, \quad (1.58)$$

или

$$\varepsilon^* = \prod \varepsilon_i^{y_i}. \quad (1.59)$$

Для вывода (1.59) отметим, что (1.54) и (1.55) могут рассматриваться как отдельные предельные случаи обобщенной формулы

$$\varepsilon^{*\beta} = \sum_{i=1}^{i=m} y_i \varepsilon_i^\beta, \quad (1.60)$$

где $\beta = +1$ соответствует случаю параллельного соединения компонентов смеси (1.54), $\beta = -1$ соответствует случаю последовательного соединения (1.55). Примем, что случай статистической смеси может соответствовать промежуточному значению показателя

$\beta = 0$. Так как непосредственная подстановка значения $\beta = 0$ в (1.60) дает лишь самоочевидное тождество:

$$\sum y_i = 1, \quad (1.61)$$

используем следующий прием раскрытия неопределенности: дифференцируем (1.60) по β , что дает:

$$\varepsilon^{*\beta} \ln \varepsilon^* = \sum y_i \varepsilon_i^\beta \ln \varepsilon_i, \quad (11.62)$$

откуда при $\beta = 0$ получаем (1.59).

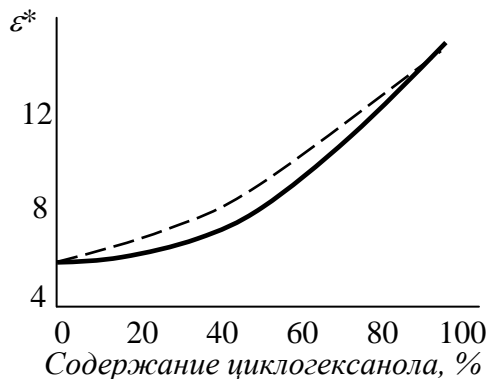
Из других формул для расчета эффективной диэлектрической проницаемости следует отметить формулу Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица:

$$\sqrt[3]{\varepsilon^*} = \sum_{i=1}^m y_i \sqrt[3]{\varepsilon_i}, \quad (1.63)$$

а также формулу Беера (Beer):

$$\sqrt{\varepsilon^*} = \sum_{i=1}^m y_i \sqrt{\varepsilon_i}. \quad (1.64)$$

Рис. 1.44. Зависимость ε^* смеси двух полярных жидкостей – циклогексанола $C_6H_{11}\cdot OH$ и этилацетата $C_2H_5\cdot COO\cdot CH_3$ от объемного содержания в смеси циклогексанола. Сплошная линия – экспериментальные данные; пунктирная линия – расчёт по формуле Лихтенеккера



1.3. Диэлектрические потери

Диэлектрическими потерями называют энергию, которая рассеивается в диэлектрике при воздействии на него электрического поля и вызывает нагрев диэлектрика.

При воздействии постоянного электрического поля потери в диэлектрике P обусловлены выделением тепла Джоуля при прохождении сквозного тока через диэлектрик:

$$P = U^2/R, \quad (1.65)$$

где R – сопротивление диэлектрика, U – приложенная разность потенциалов. В случае переменного напряжения $U = U_0 \cdot \sin \omega t$ (U_0 – амплитуда, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота переменного напряжения) энергия поля постоянно затрачивается не только на выделение тепла Джоуля, но и на медленные виды поляризации.

Векторная диаграмма токов в диэлектрике конденсатора изображена на рис. 1.45. «Идеальный» диэлектрик не пропускает ток. Поэтому активная составляющая тока I_a , соответствующая току проводимости, в идеальном диэлектрике равна нулю, и вектор тока I через конденсатор определяется только реактивной составляющей I_r , описывающей ток смещения в диэлектрике. В этом случае ток I отстаёт по фазе от вектора напряжения E на 90° . В хороших диэлектриках угол сдвига фаз φ близок к 90° .

Углом диэлектрических потерь δ называют угол, дополняющий угол φ до 90° : $\delta = 90^\circ - \varphi$. Он показывает, насколько близок данный диэлектрик к идеальному. Тангенс угла диэлектрических потерь является характеристикой материала или конструкции, определяется как отношение активной и реактивной составляющих полного тока:

$$\operatorname{tg} \delta = I_a/I_r, \quad (1.66)$$

и может быть измерен экспериментально.

Потери энергии (1.65) в участке изоляции с ёмкостью C , с учётом (1.66) и того, что $I_a = U/R_a$, можно выразить через $\operatorname{tg} \delta$:

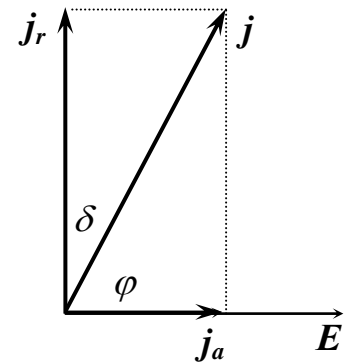


Рис. 1.45. Векторная диаграмма плотностей тока в диэлектрике

$$P = U \cdot I_a = U \cdot I_r \cdot \operatorname{tg} \delta. \quad (1.67)$$

Поскольку реактивная составляющая связана с ёмкостью и частотой выражением $I_r = U \cdot \omega \cdot C$, то окончательно для потерь в диэлектрике получаем:

$$P = U^2 \cdot \omega \cdot C \cdot \operatorname{tg} \delta \text{ [Вт]}. \quad (1.68)$$

Эта формула справедлива для любых размеров и любой формы электродов, в любом поле. В случае неоднородного диэлектрика (или поля) эта формула даёт среднее значение потерь по всему объёму диэлектрика, или *полные диэлектрические потери*.

Из (1.68) следует, что в переменном поле данной частоты ω диэлектрические потери будут тем больше, чем больше угол диэлектрических потерь. Иначе говоря, при прочих равных условиях диэлектрик с большим значением $\operatorname{tg} \delta$ будет нагреваться в переменном поле сильнее. Часто в качестве характеристики конденсатора или контура приводят величину, обратную $\operatorname{tg} \delta$, которая называется *добротностью*:

$$Q = 1/\operatorname{tg} \delta. \quad (1.69)$$

Понятно, что чем выше добротность контура, тем меньше энергии рассеивается в этом контуре в виде тепла.

Если требуется определить распределение диэлектрических потерь по объёму диэлектрика, то вводят понятие *удельных диэлектрических потерь* p . Предположим, что в интересующем нас месте диэлектрика «вырезан» куб с длиной ребра ℓ , равной единице. При этом куб расположен так, что линии поля перпендикулярны двум противоположным его граням. Приведённая длина куба с ребром ℓ и площадью сечения (в нашем случае – с гранью) S равна (см. «Общие положения»): $\Delta = S/\ell$, а ёмкость

$$C = \varepsilon \varepsilon_0 \cdot \Delta.$$

Напряжение, возникающее между противоположными гранями такого куба: $U = E \cdot \ell$. Из (1.68) находим удельные диэлектрические потери:

$$p = E^2 \cdot \omega \cdot \varepsilon \varepsilon_0 \cdot \operatorname{tg} \delta \text{ [Вт/м}^3\text{]}, \quad (1.70)$$

которые представляют собой мощность, рассеиваемую в данном единичном объёме диэлектрика. При прочих равных условиях, диэлектрические потери тем выше, чем

больше ε и $\operatorname{tg}\delta$ диэлектрика. Поэтому для характеристики диэлектрика удобно пользоваться произведением $\varepsilon\operatorname{tg}\delta$, которое называют *коэффициентом диэлектрических потерь материала*.

Чтобы понять причину возникновения потерь в диэлектрике, необходимо выяснить причину возникновения фазового отставания тока I от приложенного переменного напряжения (см. рис. 1.45).

В переменном поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cdot \exp(i\omega t)$ через диэлектрик течёт ток, плотность которого представляет собой сумму плотности сквозного тока $\mathbf{j}_{\text{СКВ}}$ и плотности тока смещения $\mathbf{j}_{\text{СМ}}$:

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_{\text{СКВ}} + \mathbf{j}_{\text{СМ}}. \quad (1.71)$$

При этом плотность сквозного тока прямо пропорциональна напряжённости поля $\mathbf{j}_{\text{СКВ}} = \gamma \cdot \mathbf{E}$, а плотность тока смещения – есть скорость изменения индукции $\mathbf{j}_{\text{СМ}} = d\mathbf{D}/dt = d(\varepsilon\varepsilon_0 \cdot \mathbf{E})/dt$ (см. раздел 1.1).

В переменных электрических полях диэлектрическая проницаемость представляет собой комплексную функцию частоты (1.36):

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega). \quad (1.72)$$

Физический смысл ε^* в том, что вектор смещения $\mathbf{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \cdot \mathbf{E}$ имеет две составляющие: $\varepsilon'\mathbf{E}$, находящуюся в фазе с \mathbf{E} и $\varepsilon''\mathbf{E}$, которая отстаёт по фазе от \mathbf{E} на угол $\pi/2$. Поскольку $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cdot \exp(i\omega t)$, то $d\mathbf{D}/dt = \varepsilon_0\varepsilon^*i\omega\mathbf{E}$ и (1.71) можно переписать в виде

$$\mathbf{j} = \gamma \cdot \mathbf{E} + i\omega\varepsilon_0(\varepsilon' - i\varepsilon'')\mathbf{E}. \quad (1.73)$$

Таким образом, полный ток $\mathbf{j} = \mathbf{j}_a + \mathbf{j}_r$ имеет активную \mathbf{j}_a и реактивную \mathbf{j}_r составляющие вида:

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_a &= \gamma \cdot \mathbf{E} + \omega\varepsilon_0\varepsilon''\mathbf{E}, \\ \mathbf{j}_r &= \omega\varepsilon_0\varepsilon'\mathbf{E}. \end{aligned} \quad (1.74)$$

В диэлектриках сквозная проводимость сравнительно мала. Поэтому, пренебрегая величиной $\gamma \cdot \mathbf{E} / j_r$, величина диэлектрических потерь (11.66) может быть представлена в виде (сравни с (11.37))

$$\operatorname{tg} \delta = j_a / j_r = \varepsilon'' / \varepsilon'. \quad (1.75)$$

Действительная составляющая ε' есть относительная диэлектрическая проницаемость материала ε , а мнимая часть ε'' равна коэффициенту диэлектрических потерь $\varepsilon'' = \varepsilon \cdot \operatorname{tg} \delta$.

Использование ε'' очень удобно при описании диэлектрической дисперсии. Кроме того, через ε'' можно выразить удельную величину диэлектрических потерь (11.70):

$$p = \omega \cdot \varepsilon_0 \varepsilon'' \cdot E^2, \quad (1.76)$$

а (1.72) преобразовать:

$$\varepsilon^* = \varepsilon(1 - i \operatorname{tg} \delta).$$

Таким образом, протекание тока через диэлектрик приводит к потерям энергии (11.65) из-за наличия активного сопротивления. Но кроме этого, в переменном электрическом поле в диэлектрике возникают потери (11.66), вызванные медленными видами поляризации. Эти потери связаны с диссипацией энергии поля при разрыве межмолекулярных связей, ориентации диполей и перемещении ионов. Упругие виды поляризации не сопровождаются потерями энергии электрического поля.

Высокие диэлектрические потери приводят к разогреву и тепловому пробое диэлектриков в сильных электрических полях, снижению добротности и избирательности колебательных контуров. В связи с этим стремятся снизить $\operatorname{tg} \delta$ диэлектрических материалов, что возможно, если известна природа диэлектрических потерь.

Виды диэлектрических потерь

По физической природе диэлектрические потери можно разделить на пять основных видов:

- 1) потери, обусловленные сквозной электропроводностью;
- 2) потери, обусловленные релаксационными (медленными) видами поляризации;
- 3) потери, обусловленные неоднородностью структуры (миграционные);
- 4) ионизационные диэлектрические потери;
- 5) резонансные диэлектрические потери.

Диэлектрические потери, обусловленные сквозной электропроводностью, проявляются во всех без исключения диэлектриках, как в постоянных, так и в переменных электрических полях.

Сквозной электрический ток существует не только на постоянном, но и на переменном напряжении. Независимо от внешнего поля, он характеризуется удельной электрической проводимостью γ (или удельным сопротивлением $\rho = 1/\gamma$). Наличие сквозного тока всегда приводит к рассеянию мощности в единице объема диэлектрика:

$$p_{\text{СКВ}} = \gamma E^2. \quad (1.77)$$

Эту часть диэлектрических потерь, обусловленную сквозным током, называют *диэлектрическими потерями на электропроводность*.

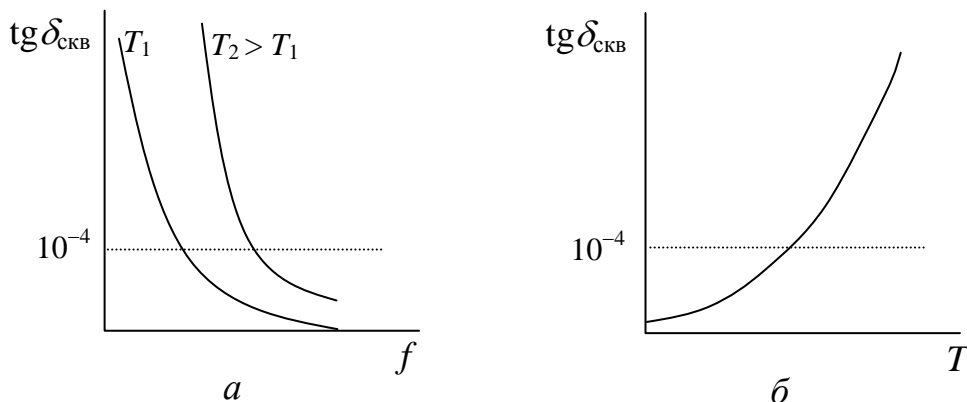


Рис. 1.46. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь на электропроводность от частоты при температурах T_1 и T_2 (а) и от температуры (б)

Мощность потерь на электропроводность, как видно из (1.77), не зависит от частоты. Однако тангенс угла потерь, обусловленных сквозным током,

$$\text{tg } \delta = \gamma / (\omega \epsilon \epsilon_0) = 1,8 \cdot 10^{10} / (f \epsilon \rho), \quad (1.78)$$

обратно пропорционален частоте $\omega = 2\pi f$ (ϵ слабо зависит от частоты). На высоких частотах (при $\rho > 10^{10}$ Ом·м – выше 10 кГц) $\text{tg } \delta_{\text{СКВ}}$ очень мал – менее 10^{-4} (рис. 1.46, а). Следовательно, потери на электропроводность существенны лишь при низких частотах (50...1000 Гц).

Диэлектрические потери, обусловленные сквозной электропроводностью (1.77), возрастают с ростом температуры по экспоненциальному закону (рис. 1.46, б):

$$P_T = A \cdot \exp(-b/T), \quad (1.79)$$

где A и b – постоянные, определяемые свойствами диэлектрика. Или, в приближенном виде:

$$P_T = P_0 \cdot \exp(\alpha T), \quad (1.80)$$

где P_T – диэлектрические потери при температуре (T); P_0 – диэлектрические потери при температуре 0 °С или 20 °С; α – постоянная, определяемая свойствами диэлектрика. Такое поведение связано с экспоненциальным ростом проводимости диэлектрика γ при повышенных температурах (см. 1.11, 1.16 для жидких и твердых диэлектриков).

Потери на электропроводность ничтожно малы у электроизоляционных материалов с высоким удельным сопротивлением (полиэтилен, политетрафторэтилен и т. п.), а на высоких и сверхвысоких частотах – практически у всех материалов. Однако их необходимо учитывать в изоляции, работающей при повышенных температурах (выше 100 °С), а также при увлажнении и прочих условиях, приводящих к снижению удельного сопротивления.

Диэлектрические потери, обусловленные релаксационными (медленными) видами поляризации, могут проявляться в полярных диэлектриках и только в переменных электрических полях.

Активная проводимость диэлектриков при переменном токе γ_a обычно значительно больше, чем при постоянном (γ), а тангенс угла потерь даже на высоких частотах не падает ниже 10^{-4} . Следовательно, существуют другие механизмы потерь, кроме сквозной проводимости. Эти механизмы связаны с поляризацией диэлектрика.

Работа, затрачиваемая электрическим полем на поляризацию единицы объема диэлектрика:

$$\omega = \int P dE. \quad (1.81)$$

Если поле синусоидально, то работа за период определяется интегралом по замкнутому контуру $P(E)$, потому что через период $1/f$ как P , так и E возвращаются к исходному значению:

$$\omega = \oint P dE, \quad (1.82)$$

то есть она равна площади петли $P(E)$ (рис. 11.47).

Если время установления поляризации τ значительно меньше периода изменения электрического поля $1/f$ и P успевает следовать за E , то энергия на поляризацию за период не затрачивается: работа, совершаемая при подаче электрического поля, полностью отдается диэлектриком при снятии поля, и $\oint P dE = 0$. В случае, когда τ сравнимо с $1/f$, поляризация не успевает полностью установиться за период изменения поля, поляризованность P отстает по фазе от напряженности E , и $\oint P dE > 0$. Таким образом, на поляризацию затрачивается энергия электрического поля, переходящая в диэлектрические потери. Наконец, при $\tau \gg 1/f$ поляризация совершенно не успевает установиться за полупериод изменения электрического поля, меняющего знак, и $P = 0$, откуда $\oint P dE = 0$.

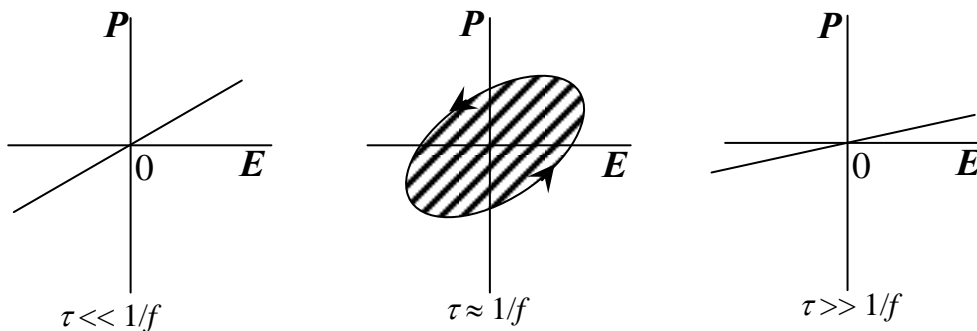


Рис. 11.47. Зависимость поляризованности P от напряженности переменного поля E для трех соотношений времени установления поляризации τ и периода изменения поля $1/f$

Следовательно, диэлектрические потери на поляризацию максимальны, когда период изменения электрического поля сравним с временем установления поляризации τ . Если частота поля $f > 1/\tau$, поляризация не успевает следовать за изменениями поля,

поляризованность и диэлектрическая проницаемость станут ниже низкочастотных. В области частот $f \approx 1/\tau$ наблюдается изменение диэлектрической проницаемости с увеличением частоты, называемое *диэлектрической дисперсией* (см. раздел 1.2).

Диэлектрическая дисперсия может носить релаксационный (ϵ монотонно снижается с ростом ω) или резонансный характер (ϵ с ростом частоты проходит через максимум и минимум). Рассмотрим релаксационную дисперсию, характерную для дипольной поляризации полярных диэлектриков, и связанные с ней потери.

Если диэлектрик вывести из состояния равновесия, то есть поляризовать, то после выключения поля поляризованность $P_\delta(t)$ будет уменьшаться от начального установившегося значения $P_c = P_\delta(t=0)$ по закону (11.33). Время τ , в течение которого поляризованность уменьшится в e раз после выключения поля, называют временем релаксации.

Математически релаксация описывается уравнением

$$dP_\delta/dt = (P_c - P_\delta)/\tau. \quad (1.83)$$

Если поле синусоидально, то индуцированная им поляризованность будет также синусоидальной: $dP_\delta/dt = \tilde{P}_\delta \exp(i\omega t)$, где \tilde{P}_δ – комплексная амплитуда дипольной поляризованности. Подставляя значение dP_δ/dt в (11.83), получим:

$$\tilde{P}_\delta = P_c / (1 + i\omega\tau).$$

Так как статическое значение $P_c = \epsilon_0 \chi_c E$, а $\tilde{P}_\delta = \epsilon_0 \tilde{\chi}_\delta E$, отсюда можно найти комплексную дипольную восприимчивость:

$$\tilde{\chi}_\delta = \frac{\chi_c}{1 + i\omega\tau} = \frac{\chi_c}{1 + \omega^2\tau^2} - i \frac{\omega\tau\chi_c}{1 + \omega^2\tau^2}. \quad (1.84)$$

Действительная составляющая дипольной восприимчивости

$$\chi'_\delta = \chi_c / (1 + \omega^2\tau^2)$$

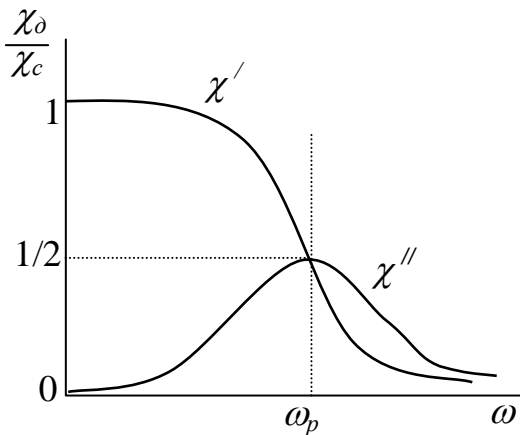


Рис. 11.48. Частотные зависимости действительной и мнимой составляющей комплексной дипольной восприимчивости

уменьшается с ростом частоты от статического значения χ_c при $\omega \rightarrow 0$ до нуля при $\omega \rightarrow \infty$ (рис. 11.48). При частоте

$$\omega_p = 1/\tau, \quad (1.85)$$

называемой угловой частотой релаксации, дипольная восприимчивость снижается вдвое от статического значения.

Мнимая составляющая восприимчивости $\chi'' = \omega\tau\chi_c / (1 + \omega^2\tau^2)$ при этой частоте имеет максимум (рис. 1.48), равный $\chi_c/2$.

Перейдем от дипольной восприимчивости к диэлектрической проницаемости ε , которая, с учетом (1.84), также будет комплексной:

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{1 + i\omega\tau}, \quad (1.86)$$

где $\varepsilon_\infty = 1 + \chi_{эл} + \chi_{ион}$ – значение ε при $\omega \rightarrow \infty$, обусловленное электронной и ионной поляризацией; $\varepsilon_c = 1 + \chi_{эл} + \chi_{ион} + \chi_{дс}$ – статическая проницаемость ε при $\omega \rightarrow 0$; $\varepsilon_\infty - \varepsilon_c = \chi_{дс}$. Уравнение (1.86) – это *формула Дебая*, описывающая частотную зависимость комплексной диэлектрической проницаемости при релаксации. Из данной формулы получают выражения для действительной и мнимой составляющих $\tilde{\varepsilon}$, а также для $\text{tg}\delta = \varepsilon''/\varepsilon'$:

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (1.87)$$

$$\varepsilon'' = \omega\tau \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (1.88)$$

$$\text{tg}\delta = \omega\tau \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)}{\varepsilon_c + \varepsilon_\infty\omega^2\tau^2}. \quad (1.89)$$

Частотные зависимости ε' , ε'' и $\operatorname{tg}\delta$ представлены на рис. 1.49. С ростом частоты ε' монотонно снижается от статического значения $\varepsilon_c (\omega \rightarrow 0)$ до высокочастотного $\varepsilon_\infty (\omega \rightarrow \infty)$, принимая при частоте релаксации ω_p среднеарифметическое значение $(\varepsilon_c + \varepsilon_\infty)/2$. Мнимая составляющая комплексной диэлектрической проницаемости максимальна при частоте релаксации, где $\varepsilon'' = (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)/2$. Максимум $\operatorname{tg}\delta$ лежит при несколько большей частоте:

$$\omega_T = \frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_\infty}} = \omega_p \sqrt{\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_\infty}}, \quad (1.90)$$

где он достигает максимального значения:

$$\operatorname{tg}\delta_{\max} = \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{2\sqrt{\varepsilon_c \varepsilon_\infty}}. \quad (1.91)$$

Ширина максимума $\varepsilon''(\omega)$ на половинном уровне составляет несколько больше одного порядка по частоте. В действительности релаксационные потери часто занимают значительно более широкую область спектра. Это объясняется тем, что существует не одно время релаксации, а ряд таких времен (если в диэлектрике имеются диполи с различными τ). Наложение нескольких смещенных относительно друг друга кривых $\varepsilon''(\omega)$, соответствующих различным τ , дает более широкий максимум диэлектрических потерь (рис. 1.50).

В тех случаях, когда диполи в диэлектрике одинаковы, но имеют разное окружение, приводящее к различию τ , времена релаксации могут иметь непрерывное распределение вокруг среднего значения. Частотная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости вместо (1.86) в этом случае описывается соотношением:

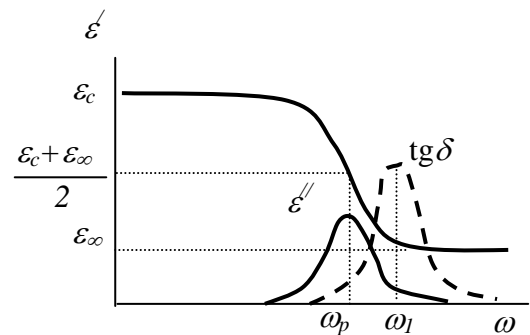


Рис. 1.49. Частотные зависимости комплексной диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь при релаксационной дебаевской дисперсии (масштаб $\operatorname{tg}\delta$ увеличен)

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_{\infty}}{1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha}}, \quad (1.92)$$

где α характеризует интервал распределения τ (при $\alpha = 0$ имеется одно время релаксации).

Оценить ширину интервала распределения времен релаксации на основании экспериментальных данных по частотной зависимости ε' и ε'' можно с помощью диаграммы, которую предложили американские физики братья К. и Р. Коул.

Диаграмма Коул–Коула – это представление диэлектрической дисперсии в виде графика зависимости мнимой составляющей комплексной диэлектрической проницаемости от действительной при различных частотах (рис. 1.51). При одном

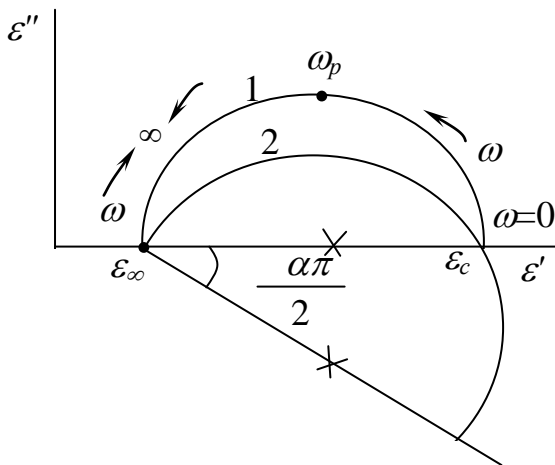


Рис. 1.51. Диаграмма Коул–Коула: 1 – при одном времени релаксации; 2 – при интервале распределения времен релаксации (крестиками отмечены центры

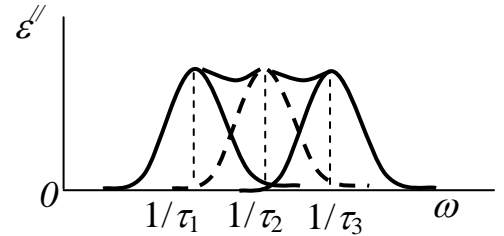


Рис. 1.50. Зависимость коэффициента диэлектрических потерь от частоты при наличии диполей с различными временами релаксации τ_1, τ_2, τ_3

времени релаксации геометрическое место точек $\varepsilon'', \varepsilon'$ для различных частот, описываемое (1.86), представляет собой полуокружность, центр которой лежит на действительной оси в точке с координатой $\varepsilon' = (\varepsilon_c + \varepsilon_{\infty})/2$. При наличии диполей с распределенными временами релаксации зависимость ε'' от ε' для различных частот, описываемая (1.86), изображается дугой окружности с центром, лежащим ниже оси ε' . Угол, образуемый осью ε' и прямой, соединяющей точку $\varepsilon' = \varepsilon_{\infty}$ и центр окружности, равен $\alpha\pi/2$ и характеризует, таким образом, интервал распределения времен релаксации.

При комнатной температуре времена релаксации жидкостей лежат в пределах

$10^{-6} \dots 10^{-11}$ с (например, для воды $\tau = 10^{-11}$ с, для этилового спирта $\tau = 1,3 \cdot 10^{-10}$ с). Поэтому частоты релаксации находятся в радиочастотном диапазоне.

Время релаксации сильно зависит от температуры, подчиняясь обычно экспоненциальному закону:

$$\tau = \tau_0 e^{\Delta W/kT}, \quad (1.93)$$

где τ_0 – постоянный множитель, а ΔW – энергия активации диполя, равная высоте потенциального барьера, разделяющего два его положения равновесия.

Частота релаксации растет с повышением температуры:

$$\omega_p = 1/\tau \cdot e^{-\Delta W/kT}. \quad (1.94)$$

Соответственно частота релаксационного максимума диэлектрических потерь также повышается с ростом температуры (рис. 1.52). Значения ε и $\text{tg}\delta$ полярных диэлектриков сильно зависят от температуры T (рис. 1.53). При высоких температурах снижение ε с ростом T связано с разориентирующим влиянием на дипольную поляризацию хаотического теплового движения, в результате чего $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_\infty$ при $T \rightarrow \infty$. При низких температурах ε падает до значения ε_∞ , потому что частота релаксации становится ниже частоты измерений. Чем выше частота измерения, тем выше температура падения $\varepsilon(T)$. При температурах падения $\varepsilon(T)$ наблюдаются релаксационные максимумы потерь (рис. 1.53). Таким образом, релаксационная дисперсия может наблюдаться при изменении не только частоты, но и температуры.

В полярных диэлектриках наблюдаемые потери ε'' представляют собой сумму из потерь на электропроводность и релаксационных потерь.

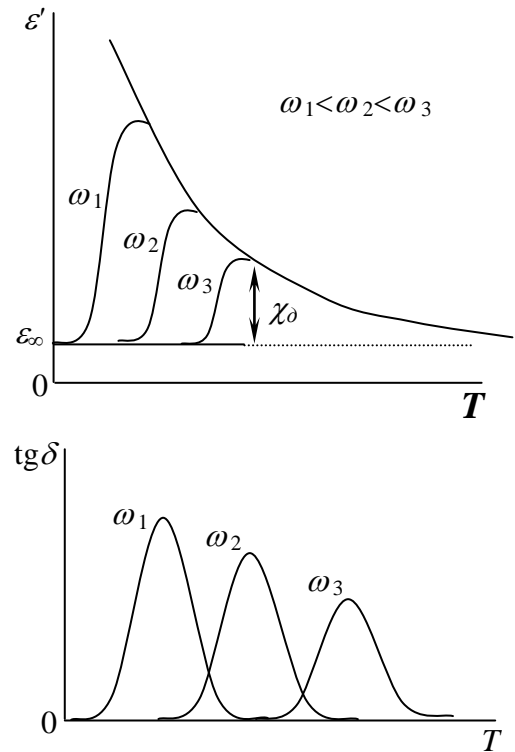


Рис. 1.53. Температурные зависимости ε и $\text{tg}\delta$ полярных диэлектриков на разных частотах

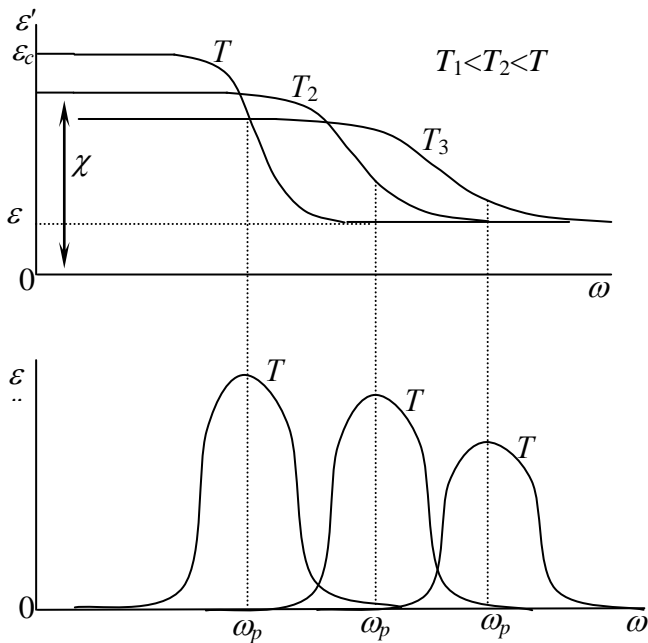


Рис. 1.52. Частотные зависимости ϵ' и ϵ'' полярного диэлектрика при различных

Рассмотрим свойства неоднородного диэлектрика на простейшей модели двухслойного конденсатора, один из слоев которого толщиной h_1 обладает проницаемостью ϵ_1 и удельной проводимостью γ_1 , а другой – h_2 , ϵ_2 , γ_2 соответственно (рис. 1.54). Такой конденсатор был рассмотрен Вагнером в свете представлений Максвелла, в связи с чем его называют *конденсатором Максвелла–Вагнера*.

Используя эквивалентную схему конденсатора Максвелла–Вагнера (рис. 11.54), найдем его полное сопротивление:

Диэлектрические потери, обусловленные неоднородностью структуры. Они характерны для композиционных диэлектриков, а также для диэлектриков с различными (в том числе и проводящими) примесями.

Миграционная поляризация обусловлена миграцией зарядов в проводящих включениях и их накоплением на границах неоднородностей (см. раздел 1.2). Процесс миграционной поляризации устанавливается очень медленно и не успевает следовать за изменением величины и направления электрического поля высокой частоты. Поэтому миграционная поляризация уменьшается с ростом частоты на низких частотах, и в области частот ее дисперсии наблюдаются миграционные потери.

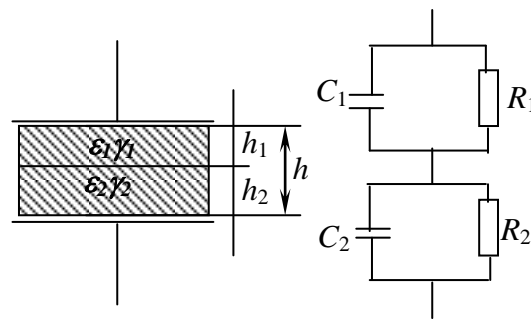


Рис. 1.54. Двухслойный конденсатор и его эквивалентная схема:

$$C_1 = \epsilon_0 \epsilon_1 S / h_1; R_1 = h_1 / (\gamma_1 S)$$

$$C_2 = \epsilon_0 \epsilon_2 S / h_2; R_2 = h_2 / (\gamma_2 S);$$

$$\tilde{Z} = \frac{1}{i\omega \cdot C_1 + \frac{1}{R_1}} + \frac{1}{i\omega \cdot C_2 + \frac{1}{R_2}}, \quad (1.95)$$

которое можно выразить через комплексную емкость \tilde{C} и $\tilde{\varepsilon}$:

$$\tilde{Z} = \frac{1}{i\omega \cdot \tilde{C}} = \frac{h}{i\omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon} \cdot S}. \quad (1.96)$$

Подставляя $C_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_1 S / h_1$; $C_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 S / h_2$; $R_1 = h_1 / (\gamma_1 S)$; $R_2 = h_2 / (\gamma_2 S)$, найдем комплексную диэлектрическую проницаемость двухслойного диэлектрика: $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon' - i\varepsilon''$, где

$$\varepsilon' = \varepsilon_- + \frac{\varepsilon_- - \varepsilon_c}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (1.97)$$

$$\varepsilon'' = \frac{\gamma}{\varepsilon_0 \omega} + \frac{\omega \tau (\varepsilon_- - \varepsilon_c)}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (1.98)$$

Здесь введены следующие обозначения. Диэлектрическая проницаемость при постоянном токе:

$$\varepsilon_- = \frac{\varepsilon_1 h_1 \gamma_2^2 + \varepsilon_2 h_2 \gamma_1^2}{(h_1 \gamma_2 + h_2 \gamma_1)^2} h. \quad (1.99)$$

Проницаемость на достаточно высоких частотах, где миграционная поляризация не влияет на ε , равна средней проницаемости последовательно включенных слоев

$$\varepsilon_c = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 h}{h_1 \varepsilon_2 + h_2 \varepsilon_1}. \quad (1.100)$$

Время релаксации миграционной поляризации:

$$\tau = \varepsilon_0 \frac{\varepsilon_1 h_2 + \varepsilon_2 h_1}{\gamma_1 h_2 + \gamma_2 h_1}. \quad (1.101)$$

Эффективная удельная электрическая проводимость двух последовательно соединенных слоев

$$\gamma = \frac{\gamma_1 \gamma_2 h}{\gamma_1 h_2 + \gamma_2 h_1} . \quad (1.102)$$

Из (1.97), (1.98) видно, что частотные зависимости ε' и ε'' двухслойного диэлектрика описываются формулами Дебая, аналогичными формулам дипольной поляризации (1.87), (1.88). Функция $\varepsilon''(\omega)$, в отличие от дебаевской, содержит еще составляющую $\gamma/(\omega\varepsilon_0)$, обусловленную сквозной проводимостью.

Угловая частота релаксации миграционной поляризации, согласно (1.101) и с учетом (1.100) и (1.102),

$$\omega_{p.миг} = \frac{1}{\tau} = \frac{\gamma_1 \gamma_2 \varepsilon_c}{\varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon_2 \gamma} . \quad (1.103)$$

Полученные результаты для упрощенной модели неоднородного диэлектрика качественно не изменятся, если будет любое число слоев различных материалов, границы раздела которых перпендикулярны силовым линиям электрического поля. Картина качественно не меняется и для произвольной формы проводящих включений. Частота релаксации и максимума миграционных потерь в любом случае может быть приближенно оценена по формуле (1.103).

Для композиционных материалов, состоящих из двух хороших диэлектриков, частота релаксации получается низкой (менее 1 Гц) и лежит за пределами рабочих частот электро- и радиотехники. Например, предположим, что $\gamma_1 = 10^{-10}$ См/м, $\gamma_2 = 0$, $h_1 = h_2$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 3$, в этом случае частота релаксации $f_p = 0,3$ Гц, и миграционные потери малы даже на промышленной частоте (50 Гц). Но если в диэлектрике содержатся сильно проводящие включения, то f_p оказывается в области рабочих частот. Так, при $\gamma_1 = 10^{-5}$ См/м, $f_p = 30$ кГц. В этом случае миграционные потери следует учитывать при использовании материала.

Миграционные потери, как следует из (1.98), кроме $\omega\tau$ определяются *глубиной дисперсии*, то есть статической миграционной восприимчивостью

$$\Delta\varepsilon_{миг} = \varepsilon_- - \varepsilon_c = \frac{\theta_1 \theta_2 (\varepsilon_2 \gamma_1 - \varepsilon_1 \gamma_2)^2}{(\theta_2 \gamma_1 + \theta_1 \gamma_2)^2 (\theta_2 \varepsilon_1 + \theta_1 \varepsilon_2)} , \quad (1.104)$$

где $\theta_1 = h_1/h$, $\theta_2 = h_2/h$ – объемные доли компонентов двухкомпонентного диэлектрика. Глубина дисперсии зависит от разницы свойств основной среды и проводящих включений (ε , γ), а также от их объемного содержания. При $\gamma_1 \gg \gamma_2$ и $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$

$$\Delta\varepsilon = \frac{\theta_1 \cdot \varepsilon}{\theta_2} = \frac{\varepsilon \cdot h_1}{h_2} \quad (1.105)$$

и потери

$$\varepsilon'' = \frac{\theta_1 \varepsilon \omega \tau / \theta_2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (1.106)$$

В случае миграционной поляризации, как и дипольной, может быть не одно время τ , а интервал распределения времен релаксации. Этот интервал τ возникает, например, вследствие неодинаковых свойств основной среды и проводящих включений диэлектрика за счет неодинаковой формы и ориентации включений. Наличие интервала распределения времен релаксации ведет к увеличению частотного интервала миграционных потерь.

С повышением температуры удельная электрическая проводимость растет по экспоненциальному закону. Поэтому время релаксации миграционной поляризации зависит от температуры так же, как и в случае дипольной поляризации [ср. (1.101) с (1.93)]. Частота релаксации и максимума потерь повышается с ростом температуры. Однако глубина дисперсии миграционной поляризации (1.104), в отличие от дипольной (см. рис. 1.52), практически не зависит от температуры.

Миграционные потери существуют в таких неоднородных диэлектриках, как гетинакс, текстолит, слюдопласты, наполненные и керамические материалы. В гигроскопичных диэлектриках (бумага, пенопласт, пористая керамика и т.п.) миграционные потери возникают при увлажнении, так как проводимость воды велика. Поэтому $\operatorname{tg} \delta$ заметно возрастает при увеличении влажности.

Ионизационные потери или потери на частичные разряды наблюдаются в пористых диэлектриках при повышении напряжения сверх определенного предела $U_{\text{ион}}$, называемого *порогом ионизации* (рис. 1.55). При напряжениях выше $U_{\text{ион}}$ в воздушных включениях или других дефектах внутри диэлектрика появляются частичные разряды, приводящие к рассеянию энергии электрического поля. Диэлектрические потери,

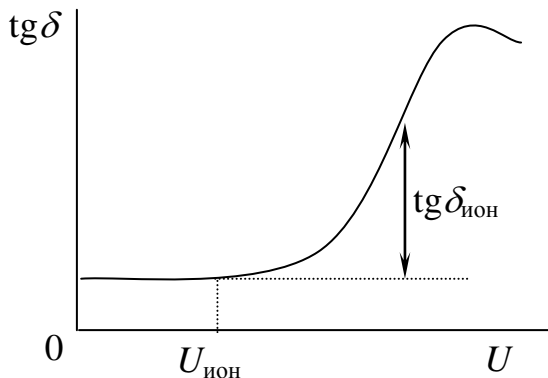


Рис. 1.55. Ионизационные потери пористых диэлектриков при напряжениях выше напряжения ионизации $U_{\text{ион}}$

обусловленные ионизацией диэлектрика в электрическом поле, называют *ионизационными диэлектрическими потерями*.

При действии частичных разрядов диэлектрик может постепенно разрушаться. Поэтому рабочее напряжение следует выбирать ниже напряжения ионизации $U_{\text{ион}}$, соответствующего началу роста $\text{tg } \delta$.

График зависимости $\text{tg } \delta$ от напряжения (рис. 1.55) называют *кривой ионизации* диэлектрика. По кривой ионизации оценивают качество электрической изоляции высокого напряжения: чем меньше приращение $\text{tg } \delta$ вследствие ионизационных

потерь ($\text{tg } \delta_{\text{ион}}$) и чем при более высоких напряжениях $U_{\text{ион}}$ начинается рост $\text{tg } \delta$, тем изоляция лучше. Для повышения качества электрической изоляции высокого напряжения ее пропитывают, заполняя поры маслами, лаками, компаундами, газами под высоким давлением.

Величина ионизационных диэлектрических потерь $P_{\text{ион}}$ может быть найдена из выражения:

$$P_{\text{ион}} = Af(U - U_{\text{ион}})^3, \quad (1.107)$$

где A – постоянная, характеризующая газ; f – частота приложенного электрического поля; U – приложенное напряжение.

Резонансные диэлектрические потери происходят при дисперсии резонансного характера, когда частота электрического поля приближается к частотам собственных колебаний электронов или ионов.

Уравнение упругих колебаний заряженных частиц в поле E имеет вид:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + kx = qE, \quad (1.108)$$

где m – масса; r – коэффициент затухания; k – коэффициент упругости связи.

При синусоидальном поле комплексная амплитуда смещения частицы

$$\tilde{x} = \frac{q\tilde{E}}{-m\omega^2 + i r \omega + k} = \frac{q\tilde{E}/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\omega_0\Gamma}, \quad (1.109)$$

где $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ – угловая частота собственных колебаний частиц; $\Gamma = r/\sqrt{km}$ – затухание (безразмерный параметр).

Индукцированный полем электрический дипольный момент при смещении частицы $p = qx$, и если в единице объема содержится N таких диполей, то поляризованность за счет данного механизма

$$\tilde{P}_1 = Nq\tilde{x} = \frac{Nq^2/k}{1 - (\omega^2/\omega_0^2) + (i\omega\Gamma/\omega_0)} \tilde{E}. \quad (1.110)$$

Отсюда комплексная восприимчивость, обусловленная данным механизмом поляризации (электронным или ионным):

$$\tilde{\chi}_1 = \frac{Nq^2/(\varepsilon_0 k)}{1 - (\omega^2/\omega_0^2) + (i\omega\Gamma/\omega_0)}, \quad (1.111)$$

а комплексная диэлектрическая проницаемость

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_{н.ч} - \varepsilon_\infty}{1 - (\omega^2/\omega_0^2) + (i\omega\Gamma/\omega_0)}, \quad (1.112)$$

где ε_∞ – проницаемость на частотах $\omega \gg \omega_0$, обусловленная более высокочастотными механизмами поляризации, чем рассматриваемый; $\varepsilon_{н.ч}$ – проницаемость на низких частотах ($\omega \ll \omega_0$), равная $\varepsilon_\infty + Nq^2/(\varepsilon_0 k)$.

Действительная и мнимая составляющие $\tilde{\varepsilon}$:

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_{н.ч} - \varepsilon_\infty)(1 - \omega^2/\omega_0^2)}{(1 - \omega^2/\omega_0^2)^2 + \Gamma^2\omega^2/\omega_0^2}, \quad (1.113)$$

$$\varepsilon'' = \frac{(\varepsilon_{н.ч} - \varepsilon_{\infty})\Gamma\omega / \omega_0}{(1 - \omega^2 / \omega_0^2)^2 + \Gamma^2 \omega^2 / \omega_0^2}. \quad (1.114)$$

С повышением частоты ε' растёт от своего низкочастотного значения $\varepsilon_{н.ч}$, достигает максимума, затем падает и снова растёт, приближаясь к значению ε_{∞} (рис.1.56). При частоте $\omega = \omega_0$ диэлектрическая проницаемость $\varepsilon' = \varepsilon_{\infty}$. Минимум ε' может быть меньше 1 и даже меньше нуля (в отличие от статической проницаемости, которая всегда больше 1). Отрицательный знак ε' означает, что колебания вектора смещения \mathbf{D} происходят в противофазе с вектором \mathbf{E} .

Разность значений диэлектрической проницаемости на частотах, соответствующих началу ($\varepsilon_{н.ч}$) и окончанию (ε_{∞}) диэлектрической дисперсии:

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_{н.ч} - \varepsilon_{\infty} = Nq^2/(\varepsilon_0k) \quad (1.115)$$

называют *глубиной дисперсии*. Глубина дисперсии равна вкладу данного механизма поляризации в ε (при $\omega \gg \omega_0$ частицы не успевают совершить колебания вместе с полем и на ε влияния не оказывают).

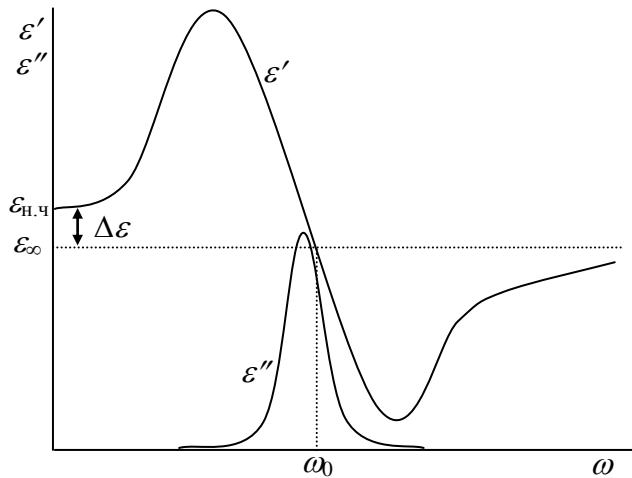


Рис. 1.56. Частотные зависимости ε' и ε'' при резонансной дисперсии

Резонансные диэлектрические потери ε'' имеют максимум при частоте, близкой к ω_0 (рис. 1.56). Чем больше глубина дисперсии, тем больше резонансные потери. Чем больше затухание Γ , тем шире максимум кривой $\varepsilon''(\omega)$, но тем меньше максимальное значение ε'' .

В отличие от частоты релаксации резонансная частота очень стабильна и слабо зависит от температуры и других факторов. Поэтому спектральные линии служат эталонами единиц измерения. С понижением температуры обычно лишь уменьшается затухание Γ и максимум $\varepsilon''(\omega)$ становится более острым.

Резонансные потери электронной поляризации имеют максимумы в оптическом диапазоне: инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях спектра (на частотах $10^{14} \dots 10^{17}$ Гц). С ними связано поглощение света веществом. Потери сопровождаются частотной зависимостью показателя преломления и максимальны в области так называемой «аномальной» дисперсии, где ε снижается с ростом ω (под «нормальной» дисперсией в оптике имеют в виду увеличение показателя преломления с ростом частоты).

Максимумы резонансных потерь ионной поляризации наблюдаются в инфракрасном диапазоне на частотах $10^{13} \dots 10^{14}$ Гц. Однако в веществах с высокой диэлектрической проницаемостью, а также в стеклах и ситаллах, где есть слабо связанные ионы, частоты ионного резонанса могут быть и ниже ($\sim 10^{12}$ Гц). В этом случае начало резонансного максимума потерь захватывает диапазон СВЧ ($10^9 \dots 10^{10}$ Гц).

Полный диэлектрический спектр

Удельная мощность общих потерь складывается из мощности потерь на электропроводность ($p_{\text{скв}}$), мощностей дипольных релаксационных потерь ($p_{\text{д}}$), резонансных ($p_{\text{рез}}$), миграционных ($p_{\text{миг}}$) и ионизационных ($p_{\text{ион}}$) потерь:

$$p = p_{\text{скв}} + p_{\text{д}} + p_{\text{ион}} + p_{\text{рез}} + p_{\text{миг}} . \quad (1.116)$$

Поскольку (см. выражение 11.76) каждый из вкладов $p = \varepsilon_0 \varepsilon'' \omega E^2$, то мнимая составляющая комплексной диэлектрической проницаемости складывается из компонент, обусловленных всеми перечисленными механизмами потерь:

$$\varepsilon'' = \varepsilon''_{\text{скв}} + \varepsilon''_{\text{д}} + \varepsilon''_{\text{рез}} + \varepsilon''_{\text{миг}} + \varepsilon''_{\text{ион}} \quad (11.117)$$

(отметим, что $\text{tg} \delta$ не имеет аддитивных свойств).

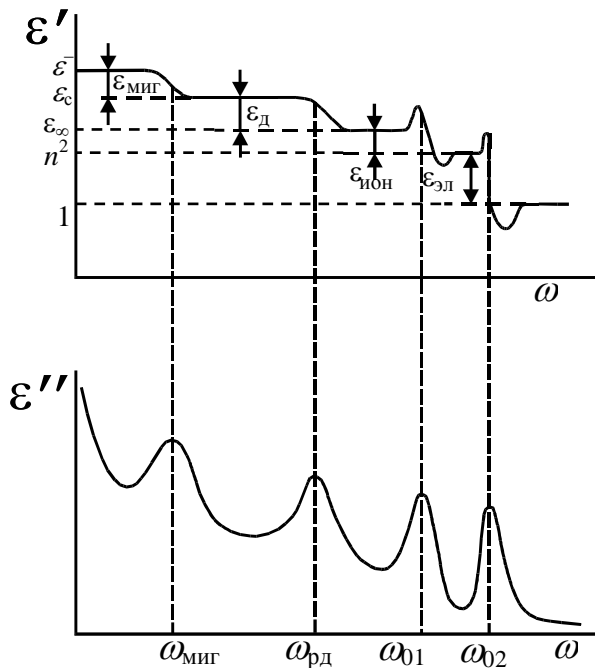


Рис. 1.57. Полный диэлектрический спектр

Для материала, который обладает всеми механизмами потерь, частотная зависимость ε'' (спектр поглощения) в слабом поле ($\varepsilon''_{\text{ион}} = 0$) выглядит, как показано на рис. 1.57. Там же приведена частотная зависимость ε' .

В гамма- и рентгеновском диапазоне частот (выше 10^{17} Гц), когда длина волны сравнима или меньше размеров атома, макроскопическая поляризация вещества не происходит, диэлектрическая восприимчивость равна нулю, $\varepsilon = 1$ и диэлектрических потерь нет.

Начиная с ультрафиолетовой и видимой области, появляется электронная поляризация, дающая вклад в ε на всех более низких частотах: в твердых и жидких веществах $\Delta\varepsilon = \chi_{\text{эл}} \approx 1$. В области дисперсии электронной поляризации ($10^{14} \dots 10^{16}$ Гц), когда частота внешнего поля совпадает с одной

из частот собственных колебаний электронных оболочек (ω_{02}), наблюдаются узкие максимумы резонансных потерь, известные как оптические спектры поглощения.

В инфракрасном диапазоне ($10^{12} \dots 10^{14}$ Гц) вслед за изменением поля начинают смещаться более тяжелые частицы – ионы. При этом появляется ионная поляризация, увеличивающая ε на более низких частотах на величину $\Delta\varepsilon_{\text{ион}} = \chi_{\text{ион}}$. На частотах резонанса ионов (ω_{01}) наблюдаются максимумы резонансного поглощения.

В радиочастотном диапазоне ($10^3 \dots 10^{12}$ Гц) у полярных диэлектриков появляется дипольная поляризация, приводящая к дальнейшему повышению ε на $\Delta\varepsilon_{\text{д}} = \chi_{\text{д}}$. В области релаксационной дисперсии, когда диполи не успевают переориентироваться за полупериод изменения электрического поля, наблюдаются релаксационные потери.

При наличии нескольких типов диполей или интервала распределения времен релаксации эти потери занимают очень широкую область частот (3–6 порядков),

благодаря чему $\operatorname{tg} \delta$ в некоторых диэлектриках слабо зависит от частоты в радиодиапазоне.

В неоднородных диэлектриках на низких частотах возникает миграционная поляризация, изменяющая ε на $\Delta\varepsilon_{\text{миг}}$, и связанные с ней потери, имеющие максимум на частоте релаксации миграционной поляризации $\omega_{\text{р.миг}}$. Во всех материалах возникают потери сквозной проводимости, возрастающие с понижением частоты по гиперболическому закону ($\varepsilon''_{\text{скв}} \sim 1/\omega$).

Требуемое на практике снижение диэлектрических потерь достигают, выбирая однородные ($\Delta\varepsilon_{\text{миг}} = 0$), неполярные ($\Delta\varepsilon_{\text{д}} = 0$) диэлектрики с высоким удельным сопротивлением. В таких материалах (например, полиэтилен, политетрафторэтилен, кварц, сера, парафин, трансформаторное масло) $\operatorname{tg} \delta$ во всем диапазоне частот электро- и радиотехники ($50 \dots 10^{11}$ Гц) лежит на уровне 10^{-4} . В полярных же диэлектриках (целлюлоза, полиметилметакрилат и т. д.), в области частот релаксации, $\operatorname{tg} \delta$ достигает значений $0,01 \dots 0,3$, что может привести к недопустимому нагреву и выходу из строя электрической изоляции.

Диэлектрические потери в газах

Диэлектрические потери в газах при напряженностях электрического поля, лежащих ниже значения, необходимого для развития ударной ионизации, очень малы.

В этом случае газ можно рассматривать как идеальный диэлектрик. Источником диэлектрических потерь в этом случае является, в основном, сквозная электропроводность. Так как газы обладают весьма малой электропроводностью, то и угол диэлектрических потерь в связи с этим будет ничтожно мал особенно при высоких частотах. Величина $\operatorname{tg} \delta$ может быть определена по (1.75).

При высоких напряженностях электрического поля, а также в неоднородных электрических полях, когда напряженность некоторых областей превысит некоторое критическое значение, молекулы газа ионизируются, вследствие чего в газе возникнут потери на ионизацию.

Диэлектрические потери в жидких диэлектриках

В неполярных жидких диэлектриках диэлектрические потери обусловлены только сквозной электропроводностью. Если жидкость не содержит полярных примесей, то величина $\operatorname{tg} \delta$ с ростом температуры будет возрастать из-за роста проводимости (рис. 1.58, а), а с ростом частоты приложенного электрического поля, согласно (1.75) и (1.78), $\operatorname{tg} \delta$ будет уменьшаться (рис. 1.58, б).

В полярных жидкостях, помимо потерь, обусловленных электропроводностью, в зависимости от условий эксплуатации (температуры, частоты и т. п.), могут проявляться потери, связанные с дипольно-релаксационной поляризацией. Для таких жидкостей зависимости $\operatorname{tg} \delta$ от температуры (рис. 1.59, а) и частоты (рис. 1.59, б) приложенного электрического поля носят более сложный характер.

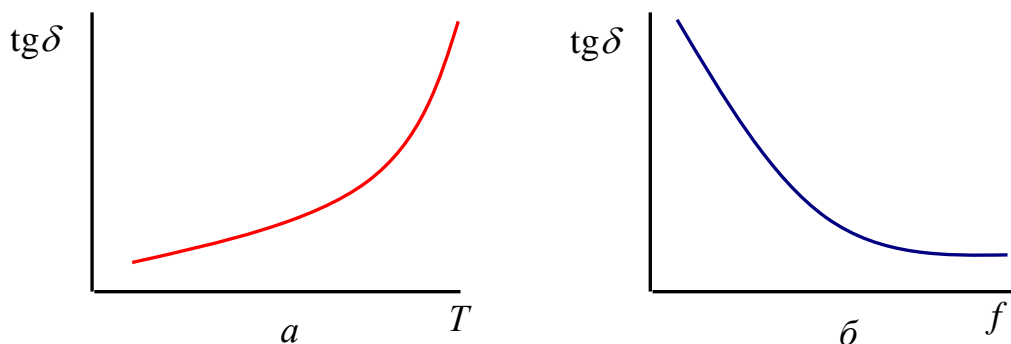


Рис. 1.58. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ неполярной жидкости от температуры (а) и частоты (б)

Объяснение природы диэлектрических потерь в полярных вязких жидкостях можно дать, основываясь на представлениях о дипольно-релаксационной поляризации (см. раздел 1.2).

При низких температурах (участок I, рис. 1.59, а) вязкость жидкостей достаточно велика, дипольные молекулы находятся как бы в «замороженном» состоянии (велики силы межмолекулярного взаимодействия). Дипольно-релаксационная поляризация не проявляется, и диэлектрические потери обусловлены сквозной электропроводностью (практически совпадение кривых 1 и 2). При повышении температуры (участок II,

рис.1.59.а) вязкость жидкости снижается (ослабевают силы межмолекулярного взаимодействия) дипольные молекулы, следуя за изменением электрического поля, поворачиваются в вязкой среде и вызывают потери энергии на «внутреннее трение» с выделением тепла.

Положение релаксационного максимума определяется из условия

$$\omega = 1/\tau, \quad (1.118)$$

где ω – круговая частота приложенного электрического поля, τ – время релаксации.

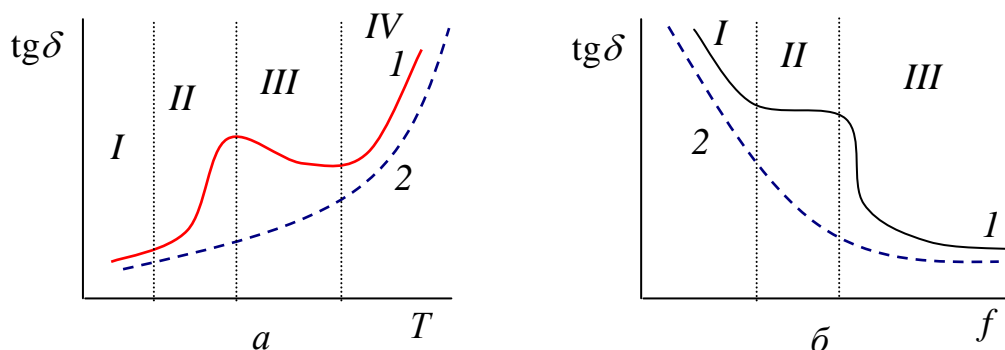


Рис. 1.59. Зависимость $\text{tg } \delta$ от температуры (а) и частоты (б) для полярных жидкостей (кривая 1) (пунктиром 2 показана зависимость для неполярных жидкостей)

С дальнейшим повышением температуры (участок III, рис.1.59, а) вязкость жидкости уменьшается, так как тепловое движение молекул жидкости ослабляет силы межмолекулярного взаимодействия, и ориентация дипольных молекул по направлению приложенного поля E происходит «без трения». При этом может наблюдаться даже некоторое снижение $\text{tg } \delta$, ввиду того, что ориентация полярных молекул происходит в результате их теплового движения, а электрическое поле E лишь указывает направление ориентации без затрат энергии.

При высоких температурах (участок IV, рис. 1.59, а), кинетическая энергия теплового движения молекул становится настолько большой, что хаотическое тепловое движение мешает процессу ориентации диполей в направлении поля E . В диэлектрике

начинают преобладать потери, обусловленные сквозной электропроводностью, как в неполярном диэлектрике, и кривая 1 асимптотически приближается к кривой 2.

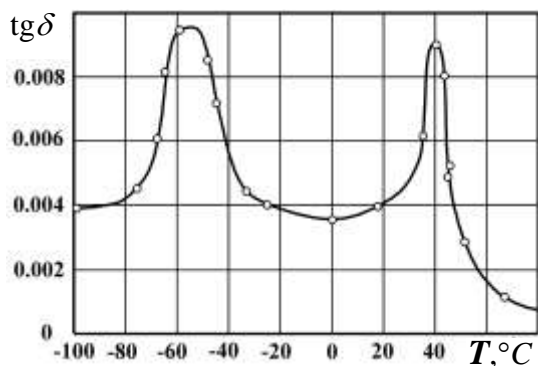


Рис. 1.60. Зависимость $\text{tg}\delta$ от температуры для конденсаторной бумаги, пропитанной компаундом (80 % канифоли + 20 % трансформаторного

ориентироваться по направлению приложенного электрического поля, происходит дополнительное рассеяние энергии и $\text{tg}\delta$ возрастает. Положение релаксационного максимума находится из условия (1.118).

При высоких частотах (участок III, рис. 1.59, б), дипольные молекулы, из-за своей инерционности, перестают реагировать на изменение электрического поля. Вклад потерь на медленные виды поляризации в общие потери уменьшается и кривая 1 асимптотически приближается к кривой 2.

Диэлектрические потери в твердых диэлектриках

В зависимости от химического строения, полярности, компонентного состава, однородности, сплошности, в твердых диэлектриках возможно существование всех видов диэлектрических потерь.

В *неполярных твердых диэлектриках*, не имеющих примесей, диэлектрические потери определяются сквозной электропроводностью. Поэтому величина $\text{tg}\delta$ с ростом

При низких частотах (участок I, рис. 1.59, б), дипольные молекулы за полупериод изменения напряжения успевают полностью переориентироваться по направлению электрического поля. Величина $\text{tg}\delta$ уменьшается, согласно (1.75) и (1.78), как у неполярного диэлектрика, то есть потери на медленные виды поляризации не проявляются.

На средних частотах (участок II, рис. 1.59, б), возрастает активная составляющая тока медленных видов поляризации. За полупериод изменения приложенного электрического поля дипольные молекулы не успевают полностью

температуры возрастает, как показано на рис. 1.58, *а*, а с ростом частоты приложенного электрического поля – уменьшается, согласно (1.75) и (1.78) (см. рис. 1.58, *б*).

В *полярных твердых диэлектриках*, обладающих дипольно-релаксационной, ионно-релаксационной и другими медленными видами поляризации, в зависимости от условий эксплуатации (температуры, частоты и т. п.), могут наблюдаться заметные потери, связанные с медленными видами поляризации. Зависимость $\text{tg}\delta$ от температуры и частоты приложенного электрического поля однородных полярных диэлектриков очень похожа на зависимость $\text{tg}\delta$ полярной жидкости (рис. 1.59, *а* и *б*).

Диэлектрические потери в твердых диэлектриках неоднородной структуры

К таким диэлектрикам относятся материалы, в состав которых входит не менее двух компонентов не вступивших в химическую реакцию, то есть механически смешанные друг с другом. К неоднородным диэлектрикам следует отнести: керамику, слоистые пластики, пропитанную бумагу, картон, ткани и др. Диэлектрические потери таких материалов определяются свойствами и количественным соотношением компонентов, поэтому зависимости $\text{tg}\delta$ от температуры и частоты приложенного электрического поля носят очень сложный характер.

На рис. 1.60 представлена зависимость $\text{tg}\delta$ от температуры для бумаги, пропитанной масляно-канифольным компаундом. Кривая имеет два максимума: первый (при низких температурах) характеризует диэлектрические потери самой бумаги (целлюлозы); второй (при более высокой температуре) обусловлен дипольно-релаксационными потерями пропитывающего компаунда.

1.4. Пробой диэлектриков

Основные понятия о пробое

Ранее рассматривались физические явления, происходящие в диэлектрике под действием электрического поля не слишком высокой напряженности. Диэлектрик остается практически непроводящей средой. Однако силы электрического поля, при соответствующем увеличении напряженности, могут привести к нарушению такого состояния. В результате диэлектрик из непроводящего состояния перейдет в состояние высокой проводимости, но не весь образец, на который подано напряжение, а только узкий канал, направленный от электрода к электроду.

Явление образования в диэлектрике проводящего канала под действием электрического поля называют *пробоем*. Пробой может быть *полным*, если проводящий канал проходит от одного электрода к другому и замыкает их, *неполным*, если проводящий канал не достигает хотя бы одного из электродов, и *частичным*, если пробивается лишь газовое или жидкое включение твердого диэлектрика. У твердых диэлектриков кроме пробоя по объему возможен пробой по поверхности (в газе или в жидкости), называемый *поверхностным пробоем*.

Минимальное приложенное к образцу диэлектрика напряжение, приводящее к его пробую, называют *пробивным напряжением* $U_{пр}$.

Вольтамперная характеристика образца диэлектрика (рис. 1.61), линейная при обычных напряжениях U отклоняется от линейной с приближением U к $U_{пр}$. В момент пробоя ток через диэлектрик резко возрастает, так что $dI/dU \rightarrow \infty$. В месте пробоя возникает искра или электрическая дуга. Вследствие образования плазменного сильно проводящего канала между электродами образец оказывается короткозамкнутым, и напряжение на нем падает, несмотря на рост тока.

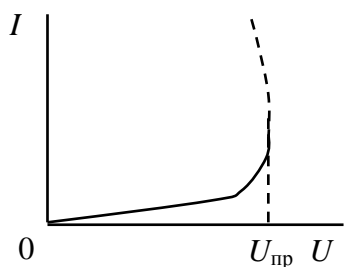


Рис. 1.61. Вольтамперная характеристика электрической изоляции

Если пробой произошел в газообразном или жидком диэлектрике, то в силу подвижности молекул пробитый участок после снятия напряжения восстанавливает свои первоначальные свойства и величину $U_{пр}$ (но при условии, что мощность и длительность электрической дуги не были столь значительными, чтобы вызвать существенные изменения

диэлектрика во всем его объеме). После пробоя твердого диэлектрика в нем остается след в виде пробитого (откуда и название «пробой»), прожженного или проплавленного отверстия чаще всего неправильной формы. Если вновь подать напряжение, то пробой, как правило, происходит по пробитому ранее месту при значительно пониженном напряжении. В ряде случаев после пробоя диэлектрика в канале пробоя остаются проводящие продукты разложения и диэлектрик теряет свои электроизоляционные свойства. Связанное с образованием проводящих следов («треков») повреждение поверхности твердого диэлектрика поверхностным пробоем называют *трекингом*.

Номинальное напряжение электрической изоляции должно быть меньше пробивного напряжения. Величину, равную отношению пробивного напряжения к номинальному напряжению, называют *коэффициентом запаса электрической прочности*.

Значение $U_{пр}$ диэлектрика непосредственно связано со временем приложения напряжения. Так, при кратковременных импульсах пробой происходит при больших напряжениях, чем в случае постоянного или длительно приложенного переменного напряжения. При медленном увеличении напряжения $U_{пр}$ называют *статическим пробивным напряжением*, а при воздействии импульсов – *импульсным пробивным напряжением*. Отношение импульсного пробивного напряжения диэлектрика к его статическому пробивному напряжению называют *коэффициентом импульса*, который больше единицы.

Продолжительное воздействие электрического поля высокой напряженности приводит к необратимым процессам в диэлектрике, в результате которых его пробивное напряжение снижается, то есть происходит *электрическое старение* изоляции. Вследствие такого старения срок службы изоляции ограничен. Кривую зависимости $U_{пр}$ от времени приложения напряжения называют *кривой жизни электрической изоляции*.

Пробивное напряжение $U_{пр}$ растет с увеличением толщины диэлектрика h . Для характеристики способности материала противостоять разрушению в электрическом поле вводят понятие напряженности электрического поля, при которой происходит пробой:

$$E_{пр} = U_{пр}/h. \quad (1.119)$$

Напряженность однородного электрического поля, приводящую к пробое, называют *электрической прочностью*. Электрическая прочность $E_{\text{пр}}$ является одним из важнейших параметров электроизоляционного материала.

Механизмы пробоя газообразных, жидких и твердых диэлектриков имеют существенные различия.

Пробой газов

Число заряженных частиц, образующихся в течение 1 с в 1 см^3 воздуха под действием радиоактивности Земли или космических лучей, составляет от 10 до 20. Они являются начальными зарядами, приводящими к пробое газа в достаточно сильном поле.

Во внешнем электрическом поле E , заряженные частицы между двумя соударениями приобретают энергию $W = q\lambda E$ (q – заряд частицы; λ – длина свободного пробега). Если эта энергия достигает величины $W_{\text{и}}$, необходимой для ионизации нейтральной молекулы газа ($W \geq W_{\text{и}}$), то возможен пробой. Энергию ионизации $W_{\text{и}}$ обычно характеризуют ионизационный потенциалом:

$$U_{\text{и}} = W_{\text{и}}/q. \quad (1.120)$$

Ионизационный потенциал различных газов лежит в пределах от 4 до 25 В, что соответствует энергии ионизации от 4 до 25 эВ.

При заданных значениях давления газа и температуры *ударная ионизация* начинается при определенной величине напряженности поля, поскольку q и $\lambda_{\text{ср}}$ постоянны для каждого газа. Эта напряженность поля E называется *начальной напряженностью*.

В некоторых газах, например в кислороде, углекислом газе, парах воды, отделившийся электрон при одной из ближайших встреч с другой нейтральной молекулой соединяется с ней, превращая ее в электроотрицательный ион. Присоединение («прилипание») электрона к нейтральной молекуле приводит к перестройке ее электронных оболочек. В результате энергия молекулы, захватившей

лишний электрон, оказывается меньше энергии нейтральной молекулы на некоторую величину, которую называют *энергией сродства к электрону*. Она колеблется у разных газов от 0,75 до 4,5 эВ. В инертных газах – Ar, Ne, He, Kr, Xe и в азоте – отрицательные ионы не возникают. При разряде в воздухе образуются положительные ионы O^+ , O_2^+ , N^+ , NO^+ .

Скорость электрона, прошедшего без столкновений разность потенциалов U вольт:

$$v \approx 600 \cdot U^{1/2} \text{ [км/с].} \quad (1.121)$$

Подставив величины ионизационных потенциалов, находим, что электрон может ионизовать молекулы газа, если скорость его движения > 1000 км/с.

Основную ионизацию ведут электроны, поскольку ионы слишком тяжелы, чтобы набрать необходимую скорость. В результате при столкновении с атомами и молекулами электроны порождают новые электроны. Освобожденные при этом «вторичные» электроны под действием поля, в свою очередь, вызывают ионизацию молекул газа. В результате этого процесса число электронов в газовой промежутке очень быстро («лавинообразно») увеличивается.

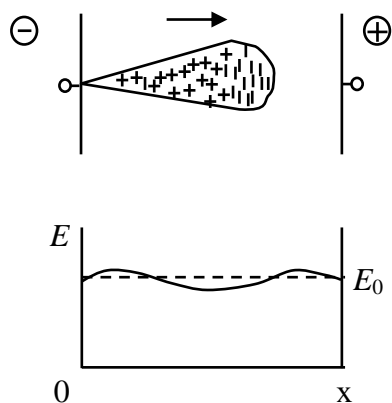


Рис. 1.62. Схематическая картина искажения электрического поля в промежутке между электродами, создаваемого лавиной: E_0 — напряженность неискаженного поля

Интенсивность данного процесса *определяется коэффициентом ударной ионизации α* , который равен числу ионизаций, производимых движущимся электроном на единицу длины пути в направлении поля. При этом количество электронов у анода, образовавшихся в результате ударной ионизации, в соответствии с экспоненциальным законом размножения достигнет величины $e^{\alpha h}$ (h — расстояние между электродами, или *разрядный промежуток*). Эти электроны распределяются в межэлектродном пространстве в виде компактного облачка, называемого *электронной лавиной*.

Ударная ионизация электронами составляет основу пробоя газа. Однако электронная лавина сама по себе еще не достаточна для образования пробоя, так как не создает проводящего пути между электродами. Следовательно, кроме

ударной ионизации электронами, должны иметь место и другие явления, значительно влияющие на процесс формирования разряда. Характер явлений, сопровождающих ударную ионизацию электронами, определяет механизм пробоя газов.

Известно два механизма пробоя газов: лавинный и лавинно-стримерный.

При *лавинном механизме* ударная ионизация электронами сопровождается вторичными процессами на катоде, в результате которых заряды в газовом промежутке восполняются. В этом случае для пробоя газа требуется образование серии лавин. Каждая вновь образующаяся лавина, по сравнению с предыдущей, должна содержать большее число электронов – происходит «раскачивание» электронных лавин (рис. 1.62). Лавинный пробой, как правило, развивается в течение относительно длительного времени (более 1 мкс) и не характерен для импульсных напряжений.

При *лавинно-стримерном механизме* на развитие пробоя существенно влияет совместное действие поля пространственного заряда лавины и фотоионизация в объеме газа. Благодаря этим вторичным процессам электронная лавина создает повышенную концентрацию носителей заряда, которая достаточна для непосредственного преобразования ее в стример. *Стример* представляет собой скопление ионизованных частиц, сильно превосходящее лавину по степени ионизации. После распространения стримеров (отрицательного и положительного) на весь межэлектродный промежуток происходит пробой газа. Лавинно-стримерный пробой заключается в следующем.

В ряде случаев электрон, разогнанный полем, может не ионизировать молекулу, а привести ее в «возбужденное состояние» – вызвать изменение в движении электронов, связанных с молекулой. В следующий момент эта «возбужденная» молекула отдает свою избыточную энергию в форме излучения – испускает фотон. Фотон поглощается какой-либо другой молекулой, которая при этом может ионизироваться. Такая внутренняя фотонная ионизация газа, благодаря большой скорости распространения излучения, приводит к особо быстрому развитию в разрядном промежутке каналов повышенной электропроводности газа.

На рис. 11.63 представлена схема, по Мику и Лёбу, поясняющая, почему рост электропроводящего канала – *стримера* – происходит *быстрее*, чем продвижение электронной лавины. На этом рисунке лавины условно показаны в виде заштрихованных конусов, а волнистыми линиями изображены пути фотонов. Внутри каждого конуса, изображающего лавину, газ ионизируется ударами электронов. Вновь отщепленные электроны, разгоняемые полем, ионизируют встречаемые ими частицы газа. Таким образом лавинообразно нарастает как число электронов, движущихся к аноду, так и число положительных ионов, направляющихся к катоду. Начала волнистых линий исходят из атомов, которые были «возбуждены» ударом электрона, и вслед за тем испустили фотон. Двигаясь со скоростью $3 \cdot 10^8$ м/с, фотоны обгоняют лавину и в каком-то месте, которое изображено концом волнистой линии, ионизируют частицу газа. Отщепленный здесь электрон, устремляясь к аноду, порождает новую лавину далеко впереди первой лавины. Таким образом, пока первая лавина вырастает, на величину малой стрелки *AB*, показанной на рис. 1.63, намечающийся канал повышенной электропроводности газа, то есть стример, распространяется на величину большой стрелки *CD*, показанной на том же рисунке.

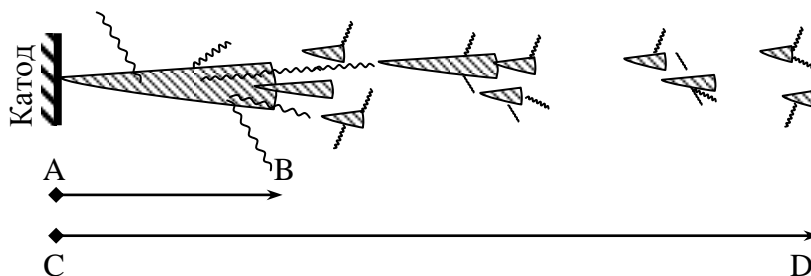


Рис. 1.63. Схема развития отрицательного стримера

В следующей стадии отдельные лавины в отрицательном стримере, нагоняя друг друга, сливаются в сплошной канал ионизованного газа.

Одновременно с ростом стримера, направленного от катода к аноду, начинается образование встречного лавинного потока положительно заряженных частиц, направленного к катоду. Положительный стример представляет собой канал газоразрядной плазмы, возникновение и развитие которого схематически показано на рис. 1.64. Электронные лавины оставляют на своем пути большое число новообразованных положительных ионов. Концентрация их особенно велика там, где лавины получили свое наибольшее развитие, то есть около анода. Если концентрация

положительных ионов здесь достигает определенной величины (близкой к 10^{12} ионам в 1 см^3), то, во-первых, возникает интенсивная фотоионизация, во-вторых, электроны, освобождаемые частицами газа, поглотившими фотоны, притягиваются положительным пространственным зарядом в головную часть положительного стримера, и, в-третьих, вследствие фотоионизации концентрация положительных ионов на пути стримера увеличивается.

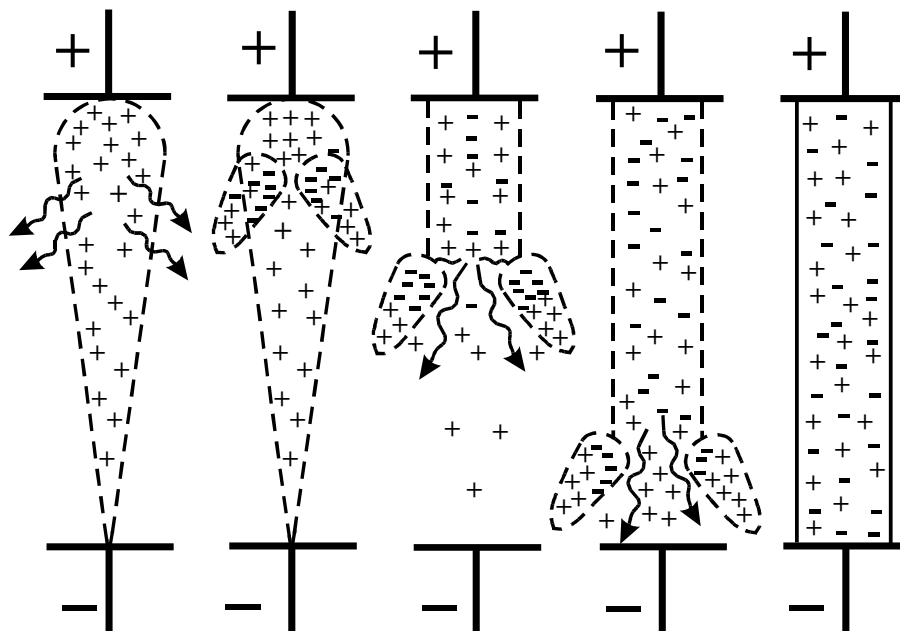


Рис. 1.64. Схема возникновения и развития положительного стримера

Из рис. 11.64 видно, что многие электроны вовлекаются в область наибольшей концентрации положительных ионов – в головную часть положительного стримера. Насыщение электронами пространства, заполненного положительными зарядами, превращает эту область в проводящую газоразрядную плазму. Под влиянием ударов положительных частиц на катоде возникает катодное пятно, излучающее электроны. В результате указанных процессов и возникает пробой газа. Обычно пробой газа совершается практически мгновенно; длительность подготовки пробоя газа при длине промежутка 1 см составляет $10^{-7} \dots 10^{-8} \text{ с}$.

Чем больше величина напряжения, приложенного к газовому промежутку, тем быстрее может развиваться пробой. Если длительность воздействия напряжения очень

мала, то пробивное напряжение повышается. Это повышение обычно характеризуют коэффициентом импульса:

$$\beta = U_{\text{пр.имп}}/U_{\text{пр}}, \quad (1.122)$$

где $U_{\text{пр.имп}}$ – пробивное напряжение при данном импульсе; $U_{\text{пр}}$ – пробивное напряжение при постоянном или переменном (частотой 50 Гц) напряжениях. Коэффициент импульса в резко неоднородных электрических полях может достигать до 1,5.

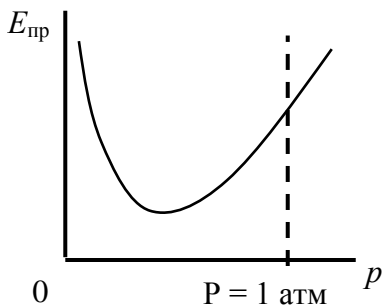


Рис. 1.65. Зависимость электрической прочности газа от давления

Пробой газа зависит от степени однородности электрического поля, в котором он осуществляется. Рассмотрим явление пробоя газа в *однородном* поле.

Однородное поле можно получить между плоскими электродами с закругленными краями, или между сферами большого диаметра при малом расстоянии между ними. В таком поле пробой наступает практически мгновенно при достижении напряжения строго определенной величины, зависящей от температуры и давления газа. Между электродами возникает искра, которая переходит в дугу, если источник напряжения имеет достаточную мощность. Появление искры при известном расстоянии между электродами используют для определения величины приложенного напряжения (измерение высоких напряжений при помощи шаровых разрядников).

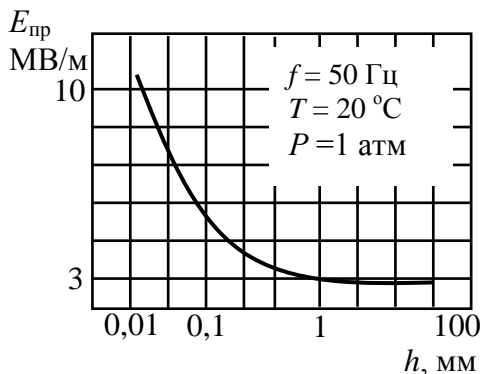


Рис. 1.66. Зависимость электрической прочности воздуха в однородном электрическом поле от расстояния между электродами (логарифмическая шкала)

Электрическая прочность $E_{\text{пр}}$ газов зависит от давления (рис. 1.65). При высоких давлениях p увеличение $E_{\text{пр}}$ связано с уменьшением длины свободного пробега электронов, а при малых p – с уменьшением вероятности столкновений электронов с молекулами газа. На зависимости $E_{\text{пр}} = f(p)$ основано применение газов в качестве электрической изоляции в вакуумных конденсаторах, кабелях, заполненных газом под высоким давлением, и других устройствах высокого напряжения.

Электрическая прочность $E_{пр}$ также зависит от расстояния между электродами h : при уменьшении h растет $E_{пр}$ (рис. 1.66). Этот рост $E_{пр}$ связан с уменьшением вероятности столкновений электронов с молекулами газа в межэлектродном промежутке.

Результаты исследования пробоя газов в однородном электрическом поле можно представить в виде кривых зависимости пробивного напряжения от произведения длины разрядного промежутка на давление газа. Такая экспериментально установленная закономерность, известная как закон Пашена, заключается в следующем: *если длина разрядного промежутка h и давление газа p изменяются так, что их произведение остается постоянным, то величина пробивного напряжения не меняется, то есть $U_{пр}$ является функцией произведения ph* . Физически это означает, что в рассматриваемом случае одинаковые частицы в газовых промежутках получают на соответствующих длинах пути свободного пробега одинаковую энергию от поля. Это и определяет пробой газа.

Качественно ход кривой Пашена (рис. 1.67) объясняется следующим образом. Эффективность процессов ударной ионизации определяется, во-первых, средним числом столкновений электронов, приходящимся на единицу длины пути i , во-вторых, вероятностью того, что столкновение электрона с молекулой или атомом закончится ионизацией. Действие этих двух факторов при разных p и h обуславливает величину $U_{пр}$ газового промежутка: при малых ph в основном влияет первый фактор, а при больших – второй. Положение минимума пробивного напряжения газов (327 В для воздуха, 280 В для водорода, 420 В для CO_2) соответствует перегибу кривой зависимости α от E , то есть непосредственно связано с ударной ионизацией электронами.

Зависимость $U_{пр}$ от природы газа определяется характером столкновений электронов с молекулами данного газа: если в одном газе электроны при столкновениях теряют большую долю энергии, чем в другом, то при прочих равных условиях для пробоя в первом газе нужна большая напряженность поля. Другим важным фактором является ионизационный потенциал газа. Известно, что чем больше ионизационный потенциал газа $U_{и}$, тем выше $U_{пр}$. Но зависимость эта неоднозначна и большему $U_{и}$ может соответствовать меньшее $U_{пр}$.

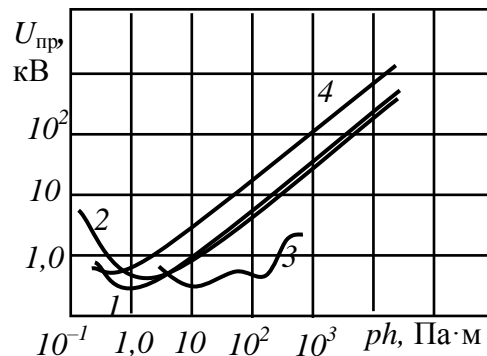


Рис. 1.67. Кривые Пашена для газов: 1 – воздух; 2 – азот; 3 – неон; 4 – элегаз

В электрическом поле, необходимом для пробоя газа, положительные ионы движутся примерно в 100 раз медленнее, чем электроны, и поэтому накапливаются в промежутке, образуя объёмный заряд. Наличие объёмного заряда искажает поле и оказывает существенное влияние на пробой газа даже при плоскопараллельных электродах.

Особенностью пробоя газа в неоднородном поле является возникновение частичного разряда в виде короны в местах, где напряженность поля достигает критических значений, с дальнейшим переходом короны в искровой разряд и дугу при возрастании напряжения.

В случае несимметричных электродов игла-плоскость и положительной полярности на игле пробой происходит при меньшем напряжении, чем при обратной полярности (рис. 1.68). Это объясняется образованием у иглы положительного объёмного заряда, содействующего развитию пробоя при положительной полярности иглы.

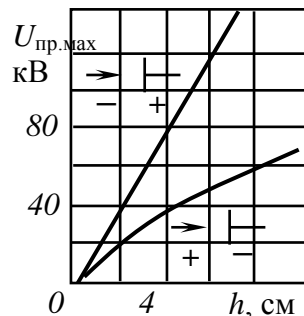


Рис. 1.68. Зависимость $U_{пр}$ воздуха от расстояния между электродами в неоднородном поле

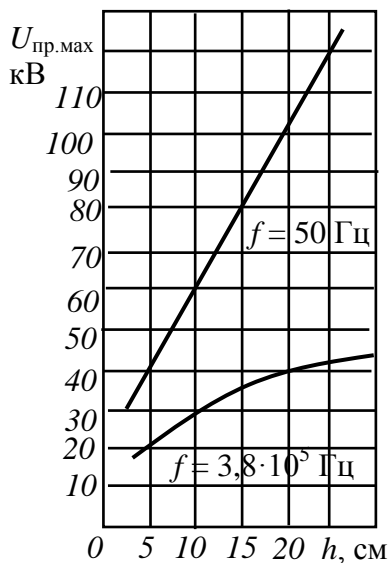


Рис. 1.69. Зависимость $U_{пр}$ воздуха от расстояния между электродами в неоднородном поле при разных частотах

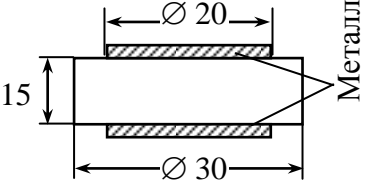
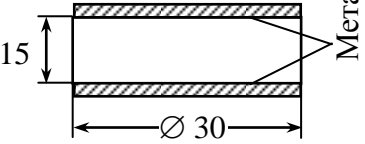
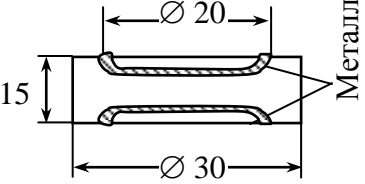
Пробой газа при высоких частотах в неоднородном поле (в отличие от пробоя в однородном поле) происходит при значительно более низких значениях напряжения, чем при постоянном напряжении или напряжении технической частоты. При высоких частотах напряжения, соответствующие появлению короны, почти совпадают с пробивными напряжениями. В этом случае $U_{пр}$ мало возрастает с увеличением расстояния между электродами. Сравнение пробивного напряжения воздуха в резко неоднородном поле при низкой и высокой частотах дано на рис. 1.69.

Пробой воздуха у поверхности твердого диэлектрика, называемый в технике *поверхностным перекрытием*, возникает обычно при более низких напряжениях, чем в том случае, когда между электродами имеется только воздух. На величину разрядного напряжения оказывает влияние форма электрического поля, обусловленная конфигурацией электродов и диэлектрика, частота напряжения, состояние поверхности диэлектрика, давление воздуха.

Влияние конфигурации поля на величину разрядного напряжения показано в табл. 1.1. Относительная влажность воздуха сильно влияет на величину разрядных напряжений изоляторов при промышленной частоте и постоянном напряжении и мало сказывается при радиочастотах. При промышленной частоте повышение относительной влажности воздуха с 60 до 80...90 % снижает разрядные напряжения почти вдвое в случае керамического образца №3, указанного в табл. 1.1.

Следует отметить, что ввиду кратковременности процесса пробоя газов, значение электрической прочности (или пробивного напряжения газового промежутка) при переменном напряжении определяется амплитудным (а не действующим, как, например, при тепловом пробое твердых диэлектриков) значением. При постоянном напряжении и расстоянии между электродами порядка 1 см электрическая прочность воздуха в случае нормальных температуры и давления $E_{пр} = 3\text{МВ/м}$ (амплитудное значение для переменного напряжения, или же постоянное значение для постоянного напряжения).

Напряжение поверхностного разряда при технической и высокой частотах
и разных конфигурациях поля

№ п/п	Конфигурация поля	$f = 50$ Гц		$f = 10^6$ Гц	
		Напряжение короны, кВ	Разрядное напряжение, кВ	Напряжение короны, кВ	Разрядное напряжение, кВ
1		3...4	20	2...3	3...4
2		5...6	8...9	–	6...7
3		–	20...25	–	15...20

Пробой жидких диэлектриков

Жидкие диэлектрики отличаются более высокими пробивными напряжениями, чем газы в нормальных условиях. Механизм пробоя и электрическая прочность жидких диэлектриков, прежде всего, зависят от их чистоты.

Электрический пробой тщательно очищенных жидкостей при кратковременном воздействии электрического поля происходит за счет сочетания двух процессов: ударной ионизации электронами и холодной эмиссии с катода. Соответственно, электрическая прочность тщательно очищенных жидкостей на два порядка выше, чем газов, и составляет ~ 100 МВ/м. Это объясняется тем, что требуется большая напряженность поля для того, чтобы электрон, двигаясь в более плотной среде, то есть на меньшей длине свободного пробега λ , накопил энергию, достаточную для ионизации.

Природу пробоя загрязненных и технически чистых жидкостей определяют процессы, связанные с движением и перераспределением частиц примесей. Под действием высокого напряжения эти процессы приводят к возникновению таких вторичных явлений, как образование мостиков из твердых частиц или пузырьков газа, то есть проводящих каналов. В частности, при работе жидкости в сильных полях, особенно высокой частоты, происходит нагрев и образование пузырьков пара. Поэтому характер пробоя жидких диэлектриков зависит от множества факторов, определяемых в значительной мере видом, размером, количеством и распределением примесей. Наличие мостиков и цепочек из твердых частиц сильно искажает поле между электродами. В результате, пробой жидкости происходит в неоднородном поле, а это приводит к снижению ее электрической прочности.

Резкое снижение $E_{пр}$ имеет место и при загрязнении жидкости влажными органическими волокнами (бумагой, текстилем), поскольку такие волокна способны образовывать мостики, обладающие повышенной проводимостью. Если мостик соприкасается с одним из электродов, то он служит игловидным продолжением этого электрода, в результате чего уменьшается межэлектродное расстояние и возрастает неоднородность поля. В случае «сухих» волокон мостики имеют высокое сопротивление и в меньшей мере влияют на $E_{пр}$ жидкости.

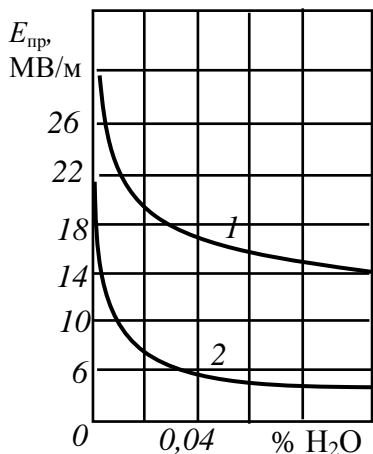


Рис. 1.70. Зависимость $E_{пр}$ трансформаторного масла от содержания воды: 1 – при 65 °С; 2 – при 25 °С

Наиболее часто встречающейся примесью в жидких диэлектриках является влага, которая может находиться в растворенном или эмульсионном состояниях.

На рис. 1.70 представлена зависимость $E_{пр}$ трансформаторного масла от содержания воды. Как показывает опыт, водная эмульсия резко снижает электрическую прочность масла. При 65 °С, когда заведомо большая часть воды находится в растворенном состоянии, $E_{пр}$ масла почти в три раза превышает $E_{пр}$ масла при температуре 25 °С (при общей концентрации воды в пределах 0,02...0,1 %).

Процессы, связанные с движением и перераспределением примесей, являются сравнительно медленными. Поэтому закономерности пробоя жидкостей

изменяются со временем воздействия напряжения. В частности, $E_{пр}$ жидкого диэлектрика, протекающего между электродами, обычно выше $E_{пр}$ неподвижной жидкости (эффект В.С. Дмитревского).

Механизм пробоя жидкого диэлектрика с эмульгированной влагой был предложен Гемантом. В отсутствие внешнего электрического поля частицы влаги в жидком диэлектрике принимают форму с минимальной поверхностью, то есть форму шара, и в зависимости от соотношений плотностей воды и жидкого диэлектрика определённым образом распределены по объёму последнего. При приложении к диэлектрику электрического поля частицы влаги, поляризуясь, втягиваются в межэлектродное пространство, приобретая при этом форму эллипсоидов вращения с большой полуосью, направленной по полю. В качестве критерия Гемантом принято условие: когда капли, выстроившись по полю, перекроют на 60...70 % межэлектродное пространство, произойдёт пробой. При пробое, за счёт повышенных температур в канале пробоя, происходит испарение влаги. Вследствие этого, при повторных пробоях сильно увлажнённых жидкостей может наблюдаться увеличение электрической прочности за счёт подсушки.

Механизм пробоя жидкого диэлектрика с твёрдыми (в том числе и проводящими) примесями был предложен А.Ф. Вальтером. При приложении электрического поля в местах скопления твёрдых частиц за счёт диэлектрических потерь происходит разогрев, в результате которого жидкость вскипает с выделением газообразных продуктов. Но так как электрическая прочность газа гораздо ниже электрической прочности жидкого диэлектрика, пробой будет происходить по этим газовым включениям.

Пробой твердых диэлектриков

Физическая картина пробоя твердых диэлектриков зависит как от свойств диэлектрика, так и от внешних факторов, и может быть различна. Наряду с ионизационными процессами к пробую могут приводить вторичные процессы, обусловленные сильным электрическим полем: нагрев, химические реакции, частичные разряды, механические напряжения в результате электрострикции, образование объемных зарядов на границах неоднородностей и т. д. Различают несколько механизмов пробоя твердых диэлектриков: *электрический, электротепловой, электрохимический, ионизационный.*

Электрический пробой – это пробой, обусловленный ударной ионизацией или разрывом связей между частицами диэлектрика непосредственно под действием электрического поля.

Электрическая прочность $E_{пр}$ твердых диэлектриков при электрическом пробое лежит в сравнительно узких пределах: 100...1000 МВ/м, что близко к $E_{пр}$ сильно сжатых газов и очень чистых жидкостей. Величина $E_{пр}$ обусловлена, главным образом, внутренним строением диэлектрика (плотностью упаковки атомов, прочностью их связей) и слабо зависит от таких внешних факторов, как температура, частота приложенного напряжения, форма и размеры образца (за исключением очень малых толщин).

Этот вид пробоя характерен для макроскопически однородных диэлектриков с малыми диэлектрическими потерями. Он протекает за время не более $10^{-7}...10^{-8}$ с, не обусловлен тепловой энергией, хотя величина электрической прочности при электрическом пробое в некоторой степени зависит от температуры и сопровождается в своей начальной стадии разрушением диэлектрика в очень узком канале.

Электрический пробой по своей природе является чисто электронным процессом, когда из немногих начальных электронов в твердом теле создается электронная лавина.

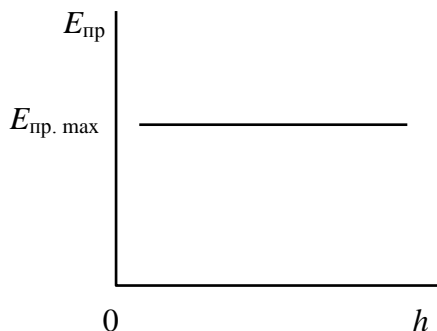


Рис. 1.71. Зависимость $E_{пр}$ твердого диэлектрика от его толщины h (электрический пробой)

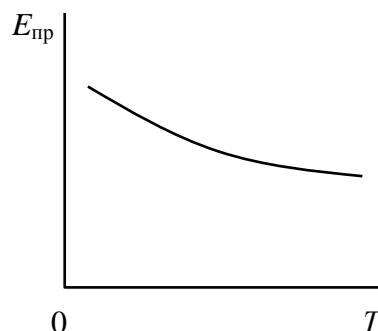


Рис. 1.72. Зависимость $E_{пр}$ твердого диэлектрика от температуры (электрический пробой)

Согласно современным представлениям эти электроны рассеивают энергию своего движения, накопленную в электрическом поле, за счет возбуждения упругих колебаний кристаллической решетки. Электроны, достигшие определенной критической скорости, производят отщепление новых электронов, и стационарное состояние нарушается, то есть возникает ударная ионизация электронами в твердом теле.

Чисто электрический пробой имеет место, когда исключено влияние проводимости и диэлектрических потерь, обуславливающих нагрев материала, а также отсутствует ионизация газовых включений. В случае однородного поля и полной однородности структуры материала пробивные напряжения при электрическом пробое могут служить мерой электрической прочности вещества как такового. Такие условия удается наблюдать для монокристаллов щелочно-галогидных соединений и некоторых органических полимеров. В этом случае $E_{пр}$ достигает более 10^5 МВ/см. При этом виде пробоя величина электрической прочности в однородном электрическом поле от толщины не зависит (рис. 1.71) и незначительно снижается при повышении температуры (рис. 1.72).

Электротепловой (тепловой) пробой – это пробой, обусловленный тепловыми процессами, протекающими в диэлектрике при воздействии на него электрического поля и приводящими к разрушению диэлектрика. Тепловой пробой возникает, когда количество тепла, выделяющегося в диэлектрике за счет диэлектрических потерь,

превышает количество тепла, которое может рассеиваться в данных условиях. При этом нарушается тепловое равновесие, и процесс приобретает лавинообразный характер.

Явление теплового пробоя сводится к разогреву материала в электрическом поле до температур, соответствующих расплавлению, растрескиванию, обугливанию и пр. Величина пробивной напряженности при тепловом пробое является характеристикой не только материала, но и изделия, в противоположность электрическому и ионизационному пробое, где пробивная напряженность может служить характеристикой материала с точки зрения электрической прочности. Пробивное напряжение, обусловленное нагревом диэлектрика, связано с частотой напряжения, условиями охлаждения, температурой окружающей среды и др. Кроме того, электротепловое пробивное напряжение зависит от теплостойкости материала. Органические диэлектрики (например, полиэтилен, полистирол), при прочих равных условиях, имеют более низкую электрическую прочность при электротепловом пробое, чем неорганические (кварц, керамика) вследствие малой теплостойкости.

Мощность, выделяющаяся в образце диэлектрика емкостью C , при подаче напряжения U (действующее значение) с угловой частотой ω :

$$P_n = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta. \quad (1.123)$$

Тепловая мощность, отводимая от образца, пропорциональна площади теплоотвода S и разности температур образца T и окружающей среды T_0 :

$$P_p = k S (T - T_0), \quad (1.124)$$

где k – коэффициент теплоотдачи.

Условие теплового равновесия определяется равенством мощностей, поглощаемой и рассеиваемой: $P_n = P_p$. При повышении температуры $\operatorname{tg} \delta$ обычно растет, и, начиная с некоторой критической температуры $T_{\text{кр}}$, значение $P_n > P_p$ (другая точка равенства P_n и P_p соответствует устойчивому равновесию, рис. 1.73). В результате превышения тепловыделения над теплоотдачей диэлектрик лавинообразно разогревается, что

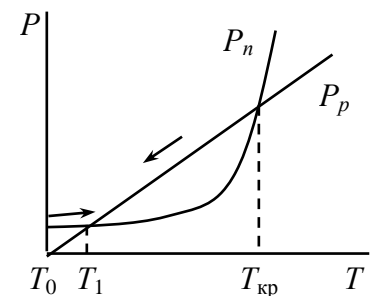


Рис. 1.73. Зависимость мощности, поглощаемой P_n и рассеиваемой P_p диэлектриком, от его температуры

приводит к его разрушению (плавлению, сгоранию). Согласно условию теплового равновесия

$$U_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{k \cdot S \cdot (T_{\text{кр}} - T_0)}{2\pi \cdot f \cdot C \cdot \text{tg}\delta}} \quad (1.125)$$

где $\text{tg}\delta$ соответствует критической температуре $T_{\text{кр}}$.

Более строгое рассмотрение требует учета градиента температуры по объему образца диэлектрика и соответствующего градиента $\text{tg}\delta$ по мере удаления от электродов. По расчетам В.А. Фока и Н.Н. Семёнова, пробивное напряжение (действующее значение) плоского слоя однородного диэлектрика

$$U_{\text{пр}} = 382 \sqrt{\frac{\lambda}{f \varepsilon_{\text{н}} \text{tg}\delta_{\text{н}} T K \varepsilon''}} \varphi(k, \lambda, \lambda_3, h) \quad [\text{kВ}], \quad (1.126)$$

где λ – коэффициент теплопроводности диэлектрика; $\varepsilon_{\text{н}}$ и $\delta_{\text{н}}$ – диэлектрическая проницаемость и угол потерь при начальной (до приложения напряжения) температуре диэлектрика: $\varepsilon''_{\text{н}} = \varepsilon_{\text{н}} \text{tg}\delta$; $\varphi(k, \lambda, \lambda_3, h)$ – коэффициент, зависящий от толщины слоя h , коэффициента теплоотдачи k , коэффициентов теплопроводности диэлектрика λ и электродов λ_3 . Обычно значение φ порядка нескольких десятых, а при $h \rightarrow \infty$ равно 0,662, что соответствует максимальному $U_{\text{пр}}$.

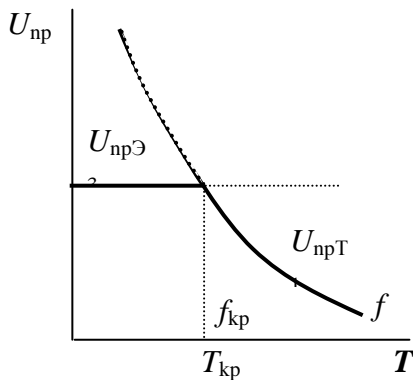


Рис. 1.74. Типичная зависимость пробивного напряжения от частоты и температуры

Из (1.126) видно, что $U_{\text{пр}}$ при тепловом пробое для образца бесконечной толщины не бесконечно велико, как при электрическом пробое, а достигает конечного значения:

$$U_{\text{пр}} = 253 \sqrt{\frac{\lambda}{f \varepsilon_{\text{н}} \text{tg}\delta_{\text{н}} T K \varepsilon''}} \quad (1.127)$$

Следовательно, из данного материала при заданной рабочей частоте изоляция может быть изготовлена в расчете на пробивное напряжение не выше указанного конечного значения. Это напряжение зависит от коэффициента теплопроводности материала,

коэффициента диэлектрических потерь и его температурного коэффициента $TK\varepsilon''$.

В отличие от электрического пробоя напряжение теплового пробоя, как видно из (1.125) и (1.126), зависит от частоты:

$$U_{\text{пр}} = \frac{A}{\sqrt{f}}, \quad (1.128)$$

где A – постоянная (частотной зависимостью диэлектрических параметров пренебрегаем).

Следовательно, $U_{\text{пр}}$ снижается на высоких частотах. Аналогично $U_{\text{пр}}$ при тепловом пробое зависит от температуры, снижаясь с ее повышением за счет роста $\text{tg}\delta$. По указанным причинам с повышением частоты f или температуры T может изменяться механизм пробоя диэлектрика: при низких f или T , когда напряжение теплового пробоя $U_{\text{пр.т}}$ велико, происходит электрический пробой, а при высоких f или T , когда $U_{\text{пр.т}}$ снижается до значений, меньших напряжения электрического пробоя $U_{\text{пр.э}}$, пробой становится тепловым (рис. 1.74).

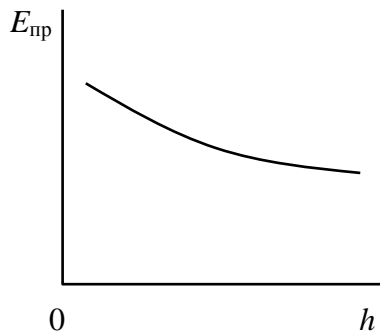


Рис. 1.75. Зависимость электрической прочности твёрдого диэлектрика от его толщины (электротепловой пробой)

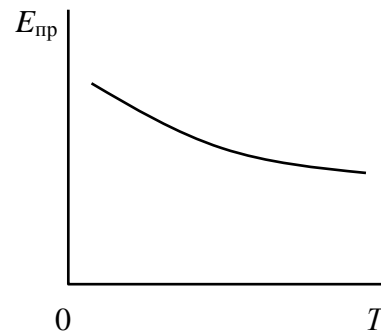


Рис. 1.76. Зависимость электрической прочности твёрдого диэлектрика от температуры (электротепловой пробой)

Критическая частота $f_{\text{кр}}$ (или температура $T_{\text{кр}}$), при которой происходит переход от электрического пробоя к тепловому, зависит от свойств диэлектрика, условий теплоотвода изоляции, времени приложения напряжения, скважности импульсов.

При электротепловом пробое электрическая прочность диэлектрика с увеличением толщины снижается (рис. 1.75). Это обусловлено ухудшением теплоотвода из «глубинных» слоёв диэлектрика за счёт низкой теплопроводности.

С увеличением температуры окружающей среды, величина электрической прочности твёрдых диэлектриков при электротепловом пробое будет снижаться за счёт ухудшения условий теплоотдачи в окружающую среду (рис. 1.76).

Электрохимический пробой обусловлен химическими процессами, приводящими к изменениям в диэлектрике под действием электрического поля. Химические изменения (старение) при высоком напряжении возникают вследствие электролиза, наличия озона в воздухе и т. п. Электрическое старение особенно существенно при воздействии постоянного напряжения и сказывается в меньшей мере при переменном напряжении. Его характеристикой является *время жизни* электрической изоляции (промежуток времени от момента подачи напряжения до пробоя) или *кривая жизни*.

Ионизационный пробой – это пробой, обусловленный ионизационными процессами вследствие частичных разрядов в диэлектрике. Он наиболее характерен для диэлектриков с воздушными включениями (например, бумажная изоляция). При больших напряженностях поля в воздушных порах возникает ионизация воздуха, образование озона, ускоренных ионов, выделение тепла. Все эти факторы приводят к постепенному разрушению изоляции и снижению $E_{пр}$.

Как указывалось, в твердых диэлектриках, наряду с объемным, возможен и *поверхностный пробой*, то есть пробой в жидком или газообразном диэлектрике, прилегающем к поверхности твердой изоляции. Так как $E_{пр}$ жидкостей и особенно газов ниже $E_{пр}$ твердых диэлектриков, а нормальная составляющая напряженности электрического поля непрерывна на границе раздела, то при одинаковом расстоянии между электродами в объеме и на поверхности пробой в первую очередь будет происходить по поверхности твердого диэлектрика. Чтобы не допустить поверхностный пробой, необходимо удлинить возможный путь разряда по поверхности. Поэтому поверхность изоляторов делают гофрированной, а в конденсаторах оставляют не металлизированные закраины диэлектрика. Поверхностное $U_{пр}$ также повышают путем герметизации поверхности электрической изоляции лаками, компаундами, жидкими диэлектриками с высокой электрической прочностью.

Пробой макроскопически неоднородных диэлектриков

Большинству диэлектриков, применяющихся на практике, присущи различные виды неоднородности. Так, например, керамические диэлектрики состоят из нескольких фаз (кристаллической и стекловидной), обладающих разными электрическими свойствами, имеют большее или меньшее количество пор (воздушных включений). Прессованные и намоточные изделия имеют слоистое строение, их чередующиеся слои также обладают неодинаковыми диэлектрическими свойствами.

В качестве простейшего слоистого диэлектрика рассмотрим диэлектрик, состоящий из двух плоскопараллельных слоев с различными электрическими параметрами. Пусть ε_1 , γ_1 , h_1 означают диэлектрическую проницаемость, удельную проводимость и толщину первого слоя. Соответствующие величины с индексом 2 будут относиться ко второму слою. Если приложить к такому диэлектрику напряжение U , то напряженность электрического поля в каждом отдельном слое будет отличаться от среднего по толщине диэлектрика значения: $E_{\text{ср}} = U(h_1 + h_2)$.

При постоянном напряжении в стационарном режиме напряженность поля в первом E_1 и во втором E_2 слоях можно определить по формулам:

$$E_1 = \frac{\gamma_2(h_1 + h_2)}{\gamma_1 h_2 + \gamma_2 h_1} E_{\text{ср}} \tag{1.129}$$

$$E_2 = \frac{\gamma_1(h_1 + h_2)}{\gamma_1 h_2 + \gamma_2 h_1} E_{\text{ср}} .$$

Если γ_1 и γ_2 отличаются друг от друга, то в зависимости от соотношения электрической проводимости и толщины слоев напряженность поля в одном из слоев может превышать $E_{\text{ср}}$. Например, E_1 может достичь значения $E_{\text{пр}}$ первого слоя, в этом случае произойдет пробой этого слоя, несмотря на то, что $E_{\text{ср}} < E_{1\text{пр}}$. В свою очередь это вызовет уменьшение общей толщины изоляции и приведет к повышению E_2 . Поэтому пробой одного слоя, как правило, вызывает пробой всего образца в целом, и, таким

образом, неоднородность материала может вызвать снижение пробивного напряжения. Распределение напряженности поля при переменном напряжении описывается теми же формулами (1.127) при замене $\gamma_{1,2}$ на $\varepsilon_{1,2}$.

Для максимального пробивного напряжения двухслойного диэлектрика должны иметь место следующие условия:

$$\text{при постоянном напряжении} \quad E_{1\text{пр}}\gamma_1 = E_{2\text{пр}}\gamma_2, \quad (1.130)$$

$$\text{при переменном напряжении} \quad E_{1\text{пр}}\varepsilon_1 = E_{2\text{пр}}\varepsilon_2. \quad (1.131)$$

При выполнении этих условий электрически более прочный слой работает при больших напряженностях поля, чем электрически менее прочный.

Ввиду малых $E_{\text{пр}}$, ε и γ в газовых включениях пористого диэлектрика, находящегося в сильном электрическом поле, возникают частичные разряды. Именно эти разряды часто и являются основным процессом, приводящим к пробое пористого диэлектрика (ионизационный пробой).

Напряженность поля, при которой возникают разряды в поре, составляет при нормальном давлении и не слишком малом размере поры около 3 МВ/м. В очень тонких слоях воздуха пробой происходит при повышенных напряженностях поля (для случая однородного электрического поля см. рис. 1.66). Следовательно, чем менее размер пор в диэлектрике, тем более высокое напряжение нужно приложить к образцу, чтобы вызвать разряды в порах.

Для повышения электрической прочности пористых диэлектриков их пропитывают, заполняя поры жидким или твердеющим электроизоляционным материалом с высокой электрической прочностью. Так, для непропитанной кабельной бумаги $E_{\text{пр}} = 3 \dots 5$ МВ/м, а для пропитанной компаундом $E_{\text{пр}} = 40 \dots 80$ МВ/м.

Часть 2. Классификация диэлектрических материалов

Диэлектрические материалы имеют чрезвычайно важное значение для электротехники. К ним принадлежат *электроизоляционные материалы – пассивные диэлектрики*. Они используются для создания электрической изоляции, которая окружает токоведущие части электрических устройств и отделяет друг от друга части, находящиеся под различными электрическими потенциалами. Назначение электрической изоляции – не допускать прохождения электрического тока по каким-либо нежелательным путям, помимо тех, которые, предусмотрены электрической схемой устройства. Никакое, даже самое простое, электрическое устройство не может быть выполнено без использования электроизоляционных материалов. Кроме того, электроизоляционные материалы используются в качестве диэлектриков в электрических конденсаторах для создания определенного значения электрической емкости, а в некоторых случаях – для обеспечения определенного вида зависимости этой емкости от температуры или иных факторов. Наконец, к диэлектрическим материалам принадлежат и *активные диэлектрики*, то есть диэлектрики с управляемыми свойствами (сегнетоэлектрики, пьезоэлектрики, электреты и др.).

К электроизоляционным материалам предъявляются самые разнообразные требования. Помимо электроизоляционных свойств, которые были рассмотрены в четвертой части настоящей книги, большую роль играют механические, тепловые и другие физико-химические свойства. Способность материалов подвергаться тем или иным видам обработки при изготовлении из них изделий, а также стоимость и дефицитность материалов. Поэтому для различных случаев применения выбирают разные материалы.

Электроизоляционные материалы – пассивные диэлектрики – подразделяются по агрегатному состоянию на *газообразные, жидкие и твердые*. В особую группу могут быть выделены *твердеющие материалы*. В исходном состоянии, во время введения их в изготавливаемую изоляцию, они являются жидкостями, но затем отверждаются и в готовой, находящейся в эксплуатации изоляции, представляют собой твердые тела (например, лаки и компаунды).

Большое практическое значение имеет также разделение электроизоляционных материалов в соответствии с их химической природой на *органические* и *неорганические*. Под органическими веществами подразумеваются соединения углерода; обычно они содержат также водород, кислород, азот, галогены или иные элементы. Прочие вещества считаются неорганическими. Многие из них содержат кремний, алюминий и другие металлы, кислород и т. п.

Многие органические электроизоляционные материалы обладают ценными механическими свойствами, гибкостью, эластичностью, из них могут быть изготовлены волокна, пленки и изделия других разнообразных форм, поэтому они нашли весьма широкое применение. Однако органические электроизоляционные материалы за немногими исключениями (фторлоны, полиимиды и пр.) имеют относительно низкую нагревостойкость.

Неорганические электроизоляционные материалы в большинстве случаев не обладают гибкостью и эластичностью. Часто они хрупки, технология их обработки сравнительно сложна. Однако, как правило, неорганические электроизоляционные материалы обладают значительно более высокой нагревостойкостью чем органические, а потому они с успехом применяются в тех случаях, когда требуется обеспечить высокую рабочую температуру изоляции.

Существуют и материалы со свойствами, промежуточными между свойствами органических и неорганических материалов – элементорганические материалы, в молекулы которых, помимо атомов углерода, входят атомы других элементов, обычно не входящих в состав органических веществ и более характерных для неорганических материалов: Si, Al, P и др.

Диэлектрические материалы чрезвычайно разнообразны как по своему строению, так и по областям применения. Перечислить все вещества, использующиеся в качестве изоляторов, в учебном пособии не представляется возможным. Мы ограничимся лишь кратким перечислением наиболее важных представителей различных классов изоляционных материалов.

Газообразные диэлектрики. Прежде всего, необходимо упомянуть *воздух*. Вследствие своей распространённости воздух, иногда даже помимо нашей воли, играет роль изоляционного материала в электротехнических устройствах вместе с другими

(жидкими или твёрдыми) диэлектриками. Иногда, чтобы избежать окисляющего воздействия воздуха, его заменяют *азотом*. Кроме того, некоторые газы (например, соединения галогенов F, Cl и т. д.) обладают, по сравнению с воздухом, большей плотностью, большей энергией ионизации и значительно более высокой электрической прочностью. Так, шестифтористая сера SF₆ (*элегаз*) в пять раз тяжелее воздуха и имеет электрическую прочность в 2,5 раза выше. Элегаз не обладает токсическим действием, химически устойчив (не разлагается до 800 °С), $T_{\text{кип}} = -64$ °С и при комнатной температуре может быть сжат без сжижения до 20 атм. Особенно велики преимущества элегаза при повышенных давлениях. *Фреон* (дихлордифторметан CCl₂F₂) имеет электрическую прочность $E_{\text{пр}}$, близкую к элегазу, но его $T_{\text{кип}} = -28$ °С и при нормальной температуре он может быть сжат только до 6 атм. *Пары фторорганических жидкостей* (C₇F₁₄, C₇F₈, C₈F₁₆, C₁₄F₁₄, и т. п.) имеют $E_{\text{пр}}$ больше, чем у воздуха в 6...10 раз. Даже небольшая примесь этих паров (как и элегаза или фреона) заметно повышает электрическую прочность воздуха. Необходимо также упомянуть *водород*. Применение водорода улучшает теплоотвод, снижает окислительное старение органической изоляции обмоток, устраняет опасность возгорания обмотки в случае короткого замыкания внутри электрической машины. Поэтому крупные турбогенераторы и синхронные компенсаторы изготовляют с водородным охлаждением. *Инертные газы* используют для заполнения электровакуумных приборов. Они химически неактивны, но обладают низкой электрической прочностью. Самой низкой $E_{\text{пр}}$ среди всех газов обладает гелий – в 17 раз меньше воздуха.

Жидкие диэлектрики. Среди жидких электроизоляционных материалов наибольшее применение имеет *трансформаторное нефтяное* (минеральное) *масло*. Оно используется для заливки силовых трансформаторов, масляных выключателей высокого напряжения, а также для заливки маслonaполненных вводов и других электрических аппаратов. Нефтяные масла, близкие по составу к трансформаторному, используют для пропитки бумажных конденсаторов, в особенности силовых (*конденсаторные масла*). Особые типы нефтяных масел широко применяются в производстве силовых кабелей (существуют различные типы, отличающиеся вязкостью). Нефтяные масла по химическому составу представляют собой смесь различных углеводородов. Их получают из нефти путём фракционной перегонки с последующей очисткой и сушкой. Состав нефти зависит от месторождения. Поэтому нефтяные масла, изготовленные из нефти с

разных месторождений, отличаются по своим характеристикам и имеют разную зависимость характеристик от температуры.

Для трансформаторного масла существуют ГОСТы на температуру вспышки (не ниже $+135\text{ }^{\circ}\text{C}$), температуру застывания (не выше $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$), на вязкость (не выше 30 сСт при $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ и не выше 9,6 сСт при $50\text{ }^{\circ}\text{C}$), на $\text{tg}\delta$ (при $f = 50\text{ Гц}$, $\leq 0,003$ при $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ и $\leq 0,025$ при $T = 75\text{ }^{\circ}\text{C}$). Но электрическую прочность ГОСТ не нормирует. Это связано с тем, что $E_{\text{пр}}$ масла сильно зависит от увлажнения.

Синтетические жидкие диэлектрики часто превосходят по отдельным характеристикам нефтяные масла. *Совол* по химическому составу близок к пентахлоридфенилу $\text{C}_{12}\text{H}_5\text{Cl}_5$. В отличие от нефтяных масел, совол – сильно полярная жидкость ($\epsilon \sim 5$ при низких частотах), более тяжёлая и вязкая, чем трансформаторное масло. Он применяется в производстве силовых бумажных конденсаторов и непригоден для заливки трансформаторов (для этого используют *совтол* – совол, разбавленный трихлорбензолом $\text{C}_6\text{H}_3\text{Cl}_3$). Совол и совтол, в отличие от нефтяных масел, негорючие жидкости, но сильно токсичны. *Кремнийорганические* и *фторорганические жидкости* имеют высокую нагревостойкость, малый $\text{tg}\delta$ и низкую гигроскопичность. Главный недостаток – их высокая цена. Например кремнийорганическая жидкость К2 в 200 раз дороже трансформаторного масла.

Высокомолекулярные соединения (ВМС). Наибольшее количество органических электроизоляционных материалов принадлежит к классу синтетическим ВМС. Эти материалы высокотехнологичны и используются для изготовления *смол, лаков, компаундов, пластических масс, волокон, плёнок* и т. д. К тому же, синтетические ВМС производятся из доступного и недорогого сырья: газ, нефть, уголь. Наиболее практически важными ВМС являются *полимеры* – вещества, молекулы которых состоят из большого числа (тысячи и десятки тысяч) повторяющихся звеньев. Свойства полимеров сильно зависят от способа получения, от строения их макромолекул и от способа переработки.

Эластомеры – это синтетические полимеры, макромолекулы которых обладают высокой гибкостью и способны образовывать химические связи между отдельными звеньями («сшивание»). По своим свойствам синтетические эластомеры близки к натуральному каучуку и являются важнейшим компонентом при производстве резин.

Синтетическими смолами называют полимеры, полученные путём химических реакций полимеризации или поликонденсации. В качестве изоляционных материалов используют полимеризационные смолы: полиэтилен, поливинилхлорид, полипропилен, полистирол, политетрафторэтилен (фторопласт-4) и т. п. *Натуральными смолами* называют как продукты жизнедеятельности некоторых насекомых и растений-смолоносов, так и ископаемые смолы. Смолы используют в качестве важных составляющих лаков, компаундов, пластических масс, плёнок, искусственных волокнистых материалов и т. п.

Битумы – это группа аморфных материалов, представляющих собой сложные смеси углеводов. Обычно они также содержат небольшое количество кислорода и серы. Различают битумы *искусственные* (нефтяные) и *природные* (ископаемые или *асфальты*). В электроизоляционной технике используют нефтяные битумы марок БН-III, БН-IV и БН-V, а также тугоплавкие «специальные» битумы марок В и Г. Битумы слабополярны, $\varepsilon = 2,5 \dots 3$, $\text{tg} \delta \sim 0,01$, $E_{\text{пр}} = 10 \dots 25$ кВ/мм, $\rho = 10^{15} \dots 10^{16}$ Ом·см и слабо зависит от влажности.

Воски – это легкоплавкие вещества, обладающие кристаллическим строением, низкой механической прочностью и малой гигроскопичностью. Собственно воски (пчелиный и др.) в качестве изоляционных материалов не применяют. Для пропитки и заливки применяют различные *воскообразные вещества*, которые также называют восками. Наиболее известным и широко распространённым воскообразным веществом является *парафин* ($\varepsilon = 1,9 \dots 2,2$, $\text{tg} \delta = 0,0003 \dots 0,0007$, $\rho > 10^{16}$ Ом·см, $E_{\text{пр}} \sim 20 \dots 25$ кВ/мм). Кроме парафина также широко применяется *церезин*. Из неполярных воскообразных веществ с повышенной ε следует назвать *гальвакс*. При пропитке гальваксом бумажных конденсаторов можно получить увеличение ёмкости на 25...30 % по сравнению с пропиткой неполярными восками.

Лаки – это коллоидные растворы в летучих растворителях смол, битумов, высыхающих масел и подобных веществ, составляющих *основу лака* (плёнокообразователь). При сушке растворитель улетучивается, а основа переходит в твёрдое состояние, образуя лаковую плёнку. *Компаунды* отличаются от лаков отсутствием в их составе растворителя. Они состоят из битумов, восков, смол, масел и т. п. По своему применению электроизоляционные лаки делятся на *пропиточные*,

покрывные и клеящие. В зависимости от назначения состав и свойства лаков могут сильно отличаться.

Большое число неорганических диэлектриков также используется в качестве электроизоляционных материалов: *стёкла, керамика, слюда* и материалы на её основе. Подробная классификация диэлектрических материалов приведена на (рис. 13.1 и рис. 13.1, а).



Рис. 13.1. Классификация диэлектрических материалов (ПОСЖ – полиоргсилосановые жидкости;

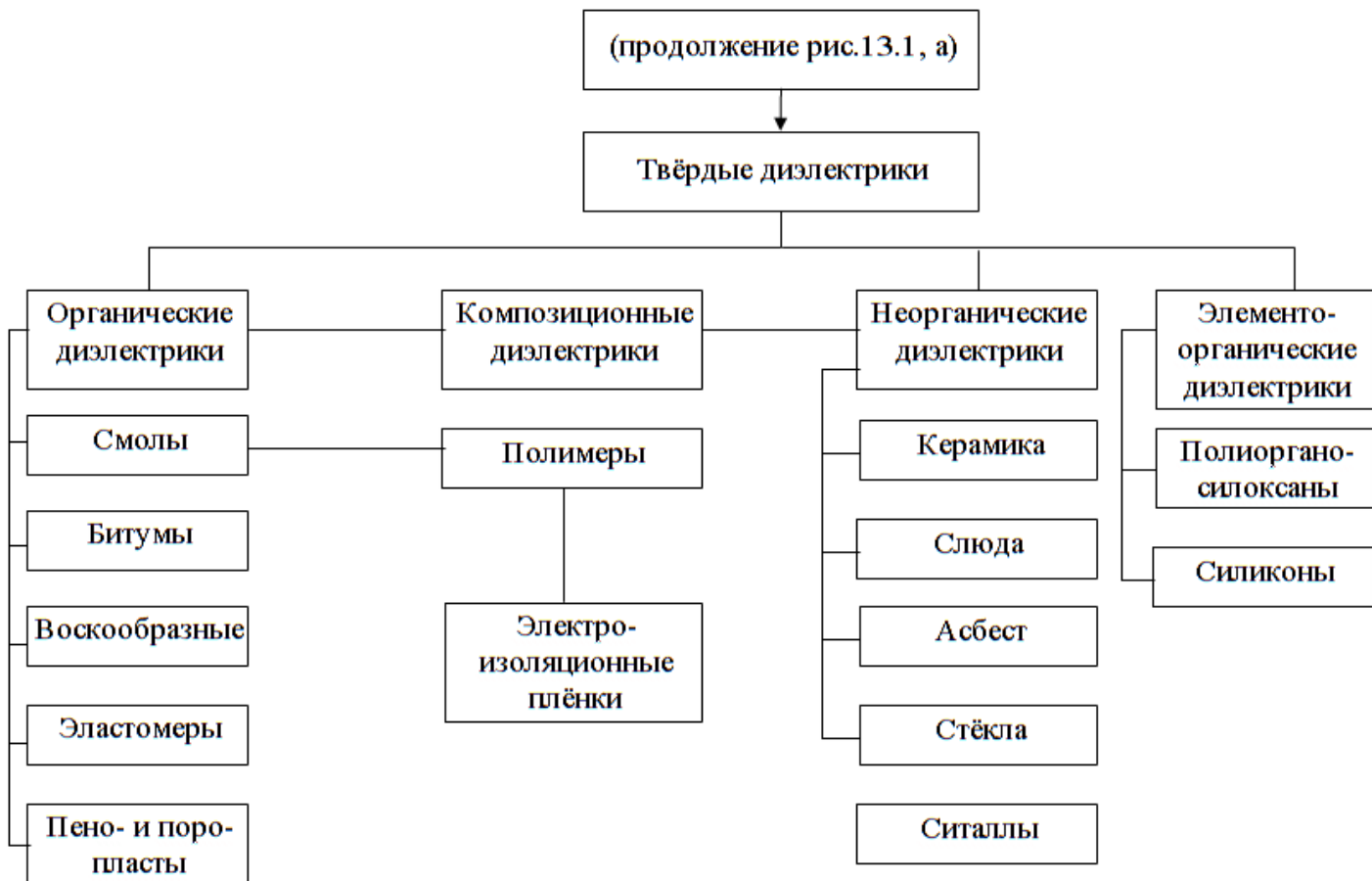


Рис.13.1. а. Классификация твёрдых диэлектрических материалов

Глоссарий

Битумы – это группа аморфных материалов, представляющих собой сложные смеси углеводородов. Обычно они также содержат небольшое количество кислорода и серы.

Вектор поляризации (поляризованность, интенсивность поляризации) – вектор, равный отношению индуцированного электрического момента объема диэлектрика к этому объему, когда последний стремится к нулю. Мера поляризации диэлектрика.

Влагопроницаемость диэлектриков – способность диэлектрического материала пропускать через себя пары воды.

Воски – это легкоплавкие вещества, обладающие кристаллическим строением, низкой механической прочностью и малой гигроскопичностью.

Время релаксации – это время, в течение которого поляризованность диэлектрика после снятия поля уменьшается, из-за теплового движения молекул, в «e» ($e = 2.72$) раз от начального значения.

Гигроскопичность (в узком смысле слова) или влагопоглощаемость – равновесная влажность материала при нормальной температуре в воздухе, относительная влажность которого близка к 100 %.

Глубина дисперсии – разность значений диэлектрической проницаемости на частотах, соответствующих началу и окончанию диэлектрической дисперсии.

Диаграмма Коул–Коула – это представление диэлектрической дисперсии в виде графика зависимости мнимой составляющей комплексной диэлектрической проницаемости от действительной при различных частотах.

Дипольно-радикальная поляризация – поворот (ориентация) полярных радикалов в направлении внешнего электрического поля.

Дипольно-релаксационная поляризация – поворот (ориентация) дипольных молекул в направлении внешнего электрического поля. Дипольные молекулы, находящиеся в хаотическом тепловом движении, ориентируются внешним электрическим полем, создавая эффект поляризации диэлектрика. Данный вид поляризации возможен, если межмолекулярные взаимодействия не мешают диполям ориентироваться вдоль поля.

Диэлектрическая дисперсия – изменение относительной диэлектрической проницаемости с изменением частоты внешнего электрического поля.

Диэлектрические потери – мощность, выделяющаяся в диэлектрике под действие внешнего электрического поля, которая приводит к разогреву диэлектрика.

Диэлектрическими материалами – материалы, основным электрическим свойством которых является способность к электрической поляризации, и в которых возможно существование электрического поля.

Диэлектрическими потерями на электропроводность – диэлектрических потерь, обусловленную сквозным током.

Закон Пашена – если длина разрядного промежутка h и давление газа p изменяются так, что их произведение остается постоянным, то величина пробивного напряжения не меняется, то есть $U_{пр}$ является функцией произведения ph .

Ионизационный пробой – это пробой, обусловленный ионизационными процессами вследствие частичных разрядов в диэлектрике. Он наиболее характерен для диэлектриков с воздушными включениями (например, бумажная изоляция). При больших напряженностях поля в воздушных порах возникает ионизация воздуха, образование озона, ускоренных ионов, выделение тепла.

Ионная поляризация – упругое смещение связанных ионов из положений равновесия на расстояния, не превышающие постоянную кристаллической решетки, под действием электрического поля.

Ионно-релаксационная поляризация – смещение слабосвязанных ионов под действием внешнего электрического поля на расстояния, превышающие амплитуду ангармонических тепловых колебаний.

Кислотное число – количество граммов едкого кали КОН, которое требуется для нейтрализации всех свободных кислот, содержащихся в 1 кг испытуемого материала (пример обозначения: 0,4 г КОН/кг, или 0,4 мг КОН/г).

Коэффициент запаса электрической прочности – величина, равная отношению пробивного напряжения к номинальному напряжению.

Коэффициент теплопроводности – количество тепла, прошедшего через единицу площади за единицу времени при градиенте температуры в 1 К/м.

Коэффициент ударной ионизации – коэффициент, равный числу ионизаций, производимых движущимся электроном на единицу длины пути в направлении поля.

Кривая жизни электрической изоляции – кривая зависимости пробивного напряжения диэлектрика от времени приложения напряжения.

Кривая ионизации диэлектрика – График зависимости тангенса угла диэлектрических потерь от напряжения.

Лаки – это коллоидные растворы в летучих растворителях смол, битумов, высыхающих масел и подобных веществ, составляющих основу лака (плёнкообразователь).

Миграционная (структурная) поляризация – наблюдается в технических диэлектриках с проводящими и полупроводящими включениями, слоями с различной проводимостью, а также в композиционных диэлектриках. При внесении неоднородных материалов в электрическое поле

свободные электроны и ионы проводящих и полупроводящих включений перемещаются в пределах каждого включения, образуя поляризованные области на границе раздела сред.

Нагревостойкость – способность электрической изоляции выдерживать повышенную температуру без существенного уменьшения эксплуатационной надежности. Определяет наивысшую допустимую рабочую температуру прибора или устройства.

Относительная диэлектрическая проницаемость – величина, показывающая во сколько раз емкость конденсатора с диэлектриком больше емкости конденсатора такой же геометрической конфигурации, у которого между обкладками находится вакуум.

Поляризуемость – величина, характеризующая способность атомов или молекул диэлектрика к поляризации.

Пробивное напряжение – минимальное приложенное к образцу диэлектрика напряжение, приводящее к его пробое.

Пробой диэлектрика – явление образования в диэлектрике проводящего канала под действием электрического поля.

Радиационная стойкость – способность работать, не теряя основных свойств, в условиях интенсивного облучения или после радиационного воздействия.

Резонансная поляризация – связана с аномальной дисперсией света, при которой показатель преломления вещества для определенной частоты возрастает вследствие того, что за счет резонанса с собственными колебаниями частиц уменьшается фазовая скорость распространения колебаний и материал для данной волны становится «вязким». При резонансе сильно возрастает поглощение энергии волны. С увеличением частоты величина ε резко падает ввиду «выключения» данного механизма поляризации.

Светостойкость – способность материалов сохранять свои эксплуатационные характеристики под действием светового облучения.

Сегнетоэлектрическая точка Кюри – температура, при которой возникает (при охлаждении) или исчезает (при нагреве) спонтанная поляризация.

Спонтанная (самопроизвольная) поляризация – вид поляризации, возникающий под влиянием внутренних процессов в диэлектрике, без внешних воздействий. Диэлектрики, в которых наблюдается спонтанная поляризация, относятся к *активным* диэлектрикам.

Твердость диэлектрика – это способность поверхностного слоя материала противостоять деформации от сжимающего усилия, передаваемого посредством предмета малых размеров. Эта характеристика имеет для диэлектриков менее существенное значение. Она определяется различными методами: для неорганических материалов – по минералогической шкале, для органических диэлектриков – по способу Бринелля, Шора, или маятником Кузнецова.

Ток утечки (сквозной) – ток, протекающий в диэлектрике под воздействием не изменяющегося во времени напряжения.

Током абсорбции – спадающий в начальный момент ток, протекающий в диэлектрике под действием не меняющегося во времени напряжения, обусловленный перераспределением объемных зарядов, а также установлением медленных видов поляризации.

Угол диэлектрических потерь – угол, дополняющий угол сдвига фаз между током и напряжением в ёмкостной цепи. Определяется отношением активной составляющей полного тока к ёмкостной.

Удельные диэлектрические потери – мощность, рассеиваемая в единичном объёме диэлектрика.

Холодостойкость – способность электрической изоляции не снижать эксплуатационной надёжности при низких температурах, например ($-60 \dots -70$ °С) и более низких (криогенных) температурах.

Электрическая поляризация – процесс смещения упруго связанных электрических зарядов или ориентации диполей в направлении приложенного электрического поля, т.е. электрическая поляризация приводит к тому, что суммарный электрический момент объема вещества становится отличным от нуля.

Электрическая прочность – напряженность однородного электрического поля, приводящая к пробое диэлектрика.

Электрический пробой – это пробой, обусловленный ударной ионизацией или разрывом связей между частицами диэлектрика непосредственно под действием электрического поля.

Электронная поляризация – смещение центра заряда электронного облака относительно положительно заряженного ядра под действием внешнего электрического поля. Смещению противодействует кулоновское притяжение электронов к ядру.

Электронно-релаксационная поляризация – поляризация, обусловленная ориентацией возбужденных тепловой энергией избыточных «дефектных» электронов или «дырок».

Электротепловой (тепловой) пробой – это пробой, обусловленный тепловыми процессами, протекающими в диэлектрике при воздействии на него электрического поля и приводящими к разрушению диэлектрика. Тепловой пробой возникает, когда количество тепла, выделяющегося в диэлектрике за счет диэлектрических потерь, превышает количество тепла, которое может рассеиваться в данных условиях.

Электрохимический пробой – это пробой, обусловленный химическими процессами, приводящими к изменениям в диэлектрике под действием электрического поля. Химические изменения (старение) при высоком напряжении возникают вследствие электролиза, наличия озона в воздухе и т. п.