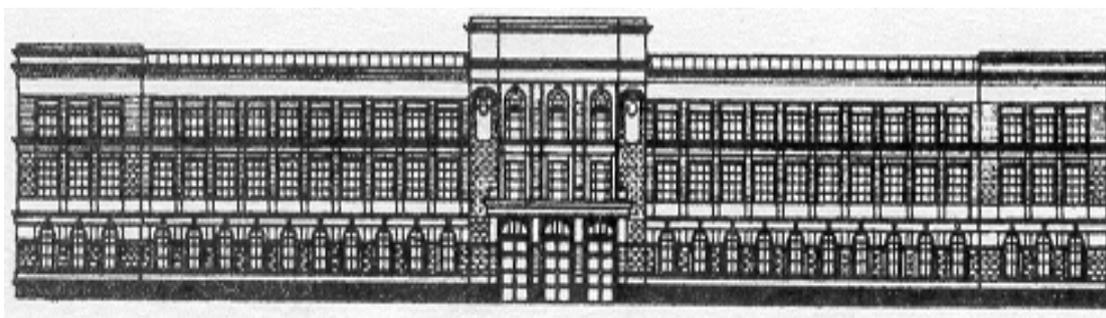




А. Н. Дудкин, В.С. Ким

Электротехническое материаловедение

Учебное пособие



УДК 621.315.61(031)

Д81

Дудкин А.Н., Ким В.С.

Электротехническое материаловедение. Учебное пособие. – Томск: Издательство ТПУ, 2004. – 198 с.

Д81

В учебном пособии излагаются основы физики процессов, происходящих в магнитных, проводниковых, полупроводниковых и диэлектрических материалах. Описывается поведение материалов при воздействии на них магнитных, электрических, тепловых полей, а также механических, лучевых воздействий, действие окружающей среды. Приводится классификация различных электротехнических материалов, область их применения и требования применяемые к ним.

Работа подготовлена на кафедре электроизоляционной и кабельной техники ТПУ и предназначена для студентов направлений 551300 «Электротехника, электромеханика и электротехнологии» и 551700 «Электроэнергетика».

Рекомендовано к печати Редакционно-издательским советом Томского политехнического университета

Рецензенты

кандидат технических наук, зав. кафедрой физической электроники Томского университета систем управления и радиоэлектроники, доцент,
Троян П.Е.

доктор технических наук, старший научный сотрудник, НИИВН ТПУ,
Лебедев С.М.

© Оформление. Издательство ТПУ, 2004

© Томский политехнический университет, 2004

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

А. Н. Дудкин, В.С. Ким

Электротехническое материаловедение

Учебное пособие

Рекомендовано Сибирским региональным отделением учебно-методического объединения по образованию в области энергетики и электротехники для межвузовского использования в качестве учебного пособия для студентов, обучающихся по направлениям подготовки 654500 (140600) «Электротехника, электромеханика и электротехнологии» и 551700 (140200) «Электроэнергетика».

Томский политехнический университет, 2004

Предисловие

Разработка новых материалов, необходимых для использования в различных электротехнических, электромеханических и электроэнергетических устройствах, а также совершенствование уже известных материалов обусловлено общим развитием электротехники, электромеханики и электроэнергетики и расширением требований к качеству применяемых материалов.

В настоящее время новые электротехнические материалы редко могут появляться в результате удачного опыта. Необходимо предварительное глубокое изучение физических, механических и химических характеристик таких веществ, которые могли бы быть использованы в качестве электротехнических материалов.

Только сочетание научно-обоснованных требований с реальными возможностями производства позволяет создать те благоприятные условия, при которых могут быть созданы новые и успешно используемые существующие электротехнические материалы.

Глубокое знание свойств материалов позволяет специалистам в областях электротехники, электромеханики и электроэнергетики создавать новые и грамотно применять те или иные материалы при изготовлении и эксплуатации различных электротехнических и электроэнергетических устройств.

Курс электротехническое материаловедение ставит следующие задачи:

1. Изучение теоретических основ, из которых необходимо исходить при изучении электротехнических материалов.
2. Проведение классификации электротехнических материалов по их назначению, составу и свойствам.
3. Рассмотрение основных характеристик, служащих для оценки пригодности электротехнических материалов при их использовании в электротехнике, электромеханике и электроэнергетике.
4. Показ наиболее характерных, технически и экономически обоснованных случаев применения электротехнических материалов.

Авторы благодарны сотрудникам кафедры «Электроизоляционная и кабельная техника» Томского политехнического университета за помощь при создании данного пособия, а также Леонову А.П. и Марьину С.С. за помощь в оформлении пособия.

Авторы выражают глубокую благодарность рецензентам Трояну П.Е. и Лебедеву С.М. за ценные замечания и советы, сделанные ими при рецензировании учебного пособия.

ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Материалы, используемые в различных областях электротехники, можно подразделить на конструкционные и электротехнические. Конструкционные материалы используются для изготовления вспомогательных деталей и элементов электротехнических изделий, воспринимающих, как правило, механические нагрузки.

Электротехнические материалы характеризуются определенными свойствами по отношению к электромагнитным полям и применяются в технике с учетом этих свойств.

При работе электротехнических изделий на электротехнические материалы могут воздействовать электрические и магнитные поля, как отдельно, так и совокупности.

По поведению в магнитном поле материалы подразделяются на сильномагнитные и слабомагнитные (немагнитные).

По поведению в электрическом поле материалы подразделяются на проводниковые, полупроводниковые и диэлектрические.

Основным свойством вещества по отношению к электрическому полю является его *электропроводность*.

Электропроводность – это способность вещества проводить электрический ток под воздействием постоянного (не изменяющегося во времени) электрического поля.

Если вещество поместить в электрическое поле напряженностью E , то имеющиеся в нем свободные заряженные частицы (носители заряда) под действием силы $F=q \cdot E$ (q – величина заряда свободной частицы) приобретают ускорение. При этом частицы, имеющие положительный заряд q , движутся в направлении вектора E , а имеющие отрицательный заряд q – в противоположном направлении. Возникающее таким образом упорядоченное в пространстве (в отличие от хаотического теплового) движение электрических зарядов и есть электрический ток в веществе. Здесь и далее, векторные величины будем выделять жирным шрифтом.

Если вещество имеет свободные носители зарядов одного типа, то плотность тока \mathbf{j} (суммарный электрический заряд, переносимый в единицу времени через единицу поверхности, перпендикулярной E)

$$\mathbf{j} = q \cdot n \cdot \mathbf{v}_э, \quad (0.1)$$

где n – количество находящихся в единице объема вещества свободных носителей заряда (концентрация свободных носителей заряда) $[m^{-3}]$; $\mathbf{v}_э$ – средняя скорость упорядоченного (дрейфового) движения носителей заряда под действием электрического поля напряженностью E :

$$\mathbf{v}_э = \mu \cdot E, \quad (0.2)$$

где μ – подвижность носителя заряда $[m^2/V \cdot c]$.

С учетом (0.2) выражение (0.1) принимает вид

$$\mathbf{j} = q \cdot n \cdot \mu \cdot \mathbf{E} = \gamma \cdot \mathbf{E} . \quad (0.3)$$

Коэффициент пропорциональности $\gamma = q \cdot n \cdot \mu$ в выражении (0.3) называют *удельной электрической проводимостью* [См/м, 1См=Ом⁻¹]. Если в веществе присутствует N типов свободных носителей заряда q_i с концентрациями n_i и подвижностями μ_i , то удельная электрическая проводимость:

$$\gamma = \sum_{i=1}^N |q_i| n_i \mu_i . \quad (0.4)$$

Выражение (0.3) представляет собой дифференциальную форму закона Ома. Величину обратную удельной электрической проводимости $1/\gamma = \rho$ называют *удельным электрическим сопротивлением вещества* [Ом·м].

Если к однородному изотропному веществу произвольной формы приложено не изменяющееся во времени электрическое поле напряженностью \mathbf{E} , то

$$G = 1/R = \gamma \Delta = \Delta / \rho . \quad (0.5)$$

где G , R – соответственно проводимость и сопротивление однородного изотропного вещества произвольной формы [См, Ом]; Δ - геометрический параметр. Так, для образца вещества с постоянным по всей длине ℓ поперечным сечением S (например, токоведущая жила кабеля, диэлектрик плоского конденсатора) $\Delta = S/\ell$. Для цилиндра с внешним и внутренним диаметрами D и d и осевой длиной ℓ (диэлектрик цилиндрического конденсатора, изоляция коаксиального кабеля) $\Delta = 2\pi\ell/\ln(D/d)$.

Значения ρ и γ различных электротехнических материалов существенно отличаются друг от друга. У веществ в сверхпроводящем состоянии удельное электрическое сопротивление практически равно нулю, а у разряженных газов стремится к бесконечности. Если даже ограничиться рассмотрением лишь твердых веществ, находящихся в нормальных условиях, то значения ρ охватывают 25 порядков – от $\sim 10^{-8}$ Ом·м для лучших металлических проводников до $\sim 10^{17}$ Ом·м для лучших диэлектриков.

Обычно к проводникам относят вещества с удельным электрическим сопротивлением менее 10^{-5} Ом·м, а к диэлектрикам с ρ более 10^7 Ом·м. Удельное электрическое сопротивление полупроводников составляет 10^{-6} – 10^9 Ом·м. Однако при классификации веществ по электрическим свойствам кроме значения ρ необходимо учитывать и физическую природу электропроводности, и характер зависимости ρ от температуры, а также ряда других факторов.

Проводниковыми называют материалы, основным электрическим свойством которых является сильно выраженная по сравнению с другими материалами электропроводность. Их применение в технике обусловлено в

основном этим свойством, определяющим высокую удельную проводимость.

Полупроводниковыми называют материалы, которые являются по своей удельной проводимости промежуточными между проводниковыми и диэлектрическими материалами. Отличительной способностью полупроводников является исключительно сильная зависимость удельной проводимости от концентрации и вида примесей, а также от внешних энергетических воздействий (действий теплового, электрического, радиационного полей и других факторов).

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

По агрегатному состоянию электротехнические материалы подразделяются на *твердые, жидкие и газообразные*.

В электротехнике используют и четвертое состояние вещества – *плазму*, возникающую, в частности, при воздействии на газ сильных электрических полей.

Твердые материалы по своей структуре могут быть *монокристаллическими, аморфными и смешанными*.

Монокристаллы – это однородные анизотропные тела, которые характеризуются правильным порядком в расположении атомов во всем объеме. Они состоят из периодически повторяющихся одинаковых кристаллических ячеек.

Поликристаллические материалы состоят из большого числа сросшихся друг с другом мелких кристаллических зерен (кристаллитов), хаотически ориентированных в разных направлениях. Поликристаллические тела обычно изотропны. Однако, если в ориентации кристаллитов создать упорядоченность (например, механической обработкой), то материал становится анизотропным. Такие материалы с искусственно созданной анизотропией называют *текстурированными* материалами.

Аморфные материалы характеризуются отсутствием строго упорядоченного расположения атомов. Аморфные тела – это затвердевшие жидкости, которые образуются за счет понижения температуры при сравнительно быстром повышении вязкости. При этом затрудняется перемещение молекул, необходимое для формирования и роста кристаллов.

Смешанные (аморфно-кристаллические) материалы – это частично закристаллизованные аморфные вещества. Частично кристаллическую структуру имеют многие полимеры. Стекла определенных составов при выдержке при повышенных температурах начинают кристаллизоваться. Вследствие образования мелких кристалликов стекло теряет прозрачность, превращаясь в аморфно-кристаллический материал – *ситалл*.

Основными элементарными частицами, из которых состоят все известные вещества, являются *протоны, нейтроны и электроны*. Из прото-

нов и нейтронов состоят *ядра* атомов. Электроны заполняют оболочки атомов, компенсируя положительный заряд ядра.

Газы, жидкости и твердые тела могут состоять из *атомов, ионов* и *молекул*. Размеры атомов порядка ангстрема. Размеры положительных ионов, образовавшихся из атомов, потерявших часть электронов, меньше чем размеры атомов. Размеры отрицательных ионов, образовавшихся за счет присоединения к атому дополнительных электронов, больше размеров соответствующих атомов. Ионами могут быть и группы атомов, потерявших или присоединивших электроны.

В зависимости от строения внешних электронных оболочек вещества могут образовываться с помощью различных связей.

Ионная связь обусловлена кулоновским притяжением противоположно заряженных ионов. Этот вид связи наиболее характерен для неорганических диэлектриков, имеющих в своем составе ионы противоположных знаков, например, $Na^+ - Cl^-$, $Li^+ - F^-$.

Ковалентная (атомная) связь обусловлена образованием обобществленных (общих пар) валентных электронов по одному от каждого атома. Такая пара электронов устойчива в результате обменного взаимодействия при противоположной ориентации спиновых и соответствующих орбитальных магнитных моментов электронов. В отличие от ионной, атомная связь имеет направленный характер, она образуется в том направлении, в котором расположена наибольшая плотность объединенных электронов.

Металлическая связь обусловлена взаимодействием между положительно заряженными ионами металла, образовавшихся за счет потери (отрыва) электронов и этими коллективизированными электронами («электронным газом»). «Электронный газ» оказывает цементирующее действие на кристаллическую структуру металлов и обуславливает их высокую электропроводность, теплопроводность и пластичность.

Молекулярная связь или силы Ван-Дер-Ваальса обусловлена электростатическим диполь – дипольным взаимодействием между молекулами, которое возникает в результате неоднородного распределения заряда электронов вокруг ядер.

Водородная связь осуществляется через ион водорода (протон), расположенный между двумя ионами (O^- , F^- , Cl^-) соседних молекул. Водородная связь реализуется в воде H_2O , некоторых органических соединениях и в кристаллах типа дигидрофосфата калия KH_2PO_4 .

Энергия химических связей, к которым можно отнести ковалентную, ионную и металлическую связи, составляет $\sim 10^2$ кДж/моль. Энергия межмолекулярных взаимодействий существенно меньше. Энергия водородной связи $\sim 10-50$ кДж/моль, а энергия Ван-дер-Ваальсового межмолекулярного взаимодействия всего $\sim 0,1-1$ кДж/моль. Кроме того, в отличие от ионного или металлического типа связей, ковалентные связи имеют ярко выраженную направленность в сторону наибольшей плотности объединен-

ных электронов. Поэтому материалы, полученные из веществ с различным типом связей, сильно отличаются по своим электрическим и другим свойствам.

Физические явления, происходящие в веществах, наиболее наглядно можно объяснить с помощью энергетических диаграмм зонной теории твердых тел.

Известно, что спектры излучения различных веществ в газообразном состоянии, когда отдельные атомы удалены друг от друга на весьма большие расстояния – *линейчатые*. Это дает основание заключить, что в отдельных, не взаимодействующих друг с другом атомах имеются вполне определенные энергетические состояния (энергетические уровни) электронов. Чем дальше находится электрон от атомного ядра, тем выше его энергетический уровень.

В нормальном невозбужденном состоянии атома часть уровней заполнена электронами, находящимися в устойчивом состоянии. При возбуждении атома внешними энергетическими воздействиями часть электронов переходит на более высокие (*возбуждённые*) энергетические уровни. Эти уровни не являются устойчивыми. Возвращаясь в устойчивые состояния, электрон отдает свою энергию в виде кванта излучения, равного

$$\Delta W = W_1 - W_2 = h\nu, \quad (0.6)$$

где W_1 – энергия возбужденного состояния электрона, W_2 – энергия невозбужденного состояния электрона, h – постоянная Планка $6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, ν – частота излучения.

Если же вещество находится в конденсированном (т.е. в жидком или твердом) агрегатном состоянии, имеет место взаимодействие атомов. В результате взаимодействия, линейные уровни валентных электронов сливаются в непрерывный спектр энергий: *валентную зону*. А незанятые разре-



шённые уровни возбуждённых состояний объединяются в *зону проводимости*. У неметаллических материалов эти зоны разделены *запрещённой зоной*, то есть интервалом энергий, запрещённых для электронов. В металлах запрещённая зона отсутствует (рис.0.1).

Внешние (валентные) электроны атомов неметаллического вещества, находящиеся на уровнях заполненной (валентной) зоны 2, участвуют в образовании химической связи и не могут переносить заряд и создавать электрический ток в веществе. Они могут стать свободными и принять участие в электропроводности, перейдя через запрещенную зону 4 и попав в зону проводимости 5 только получив извне порцию энергии ΔW , равную ширине запрещенной зоны. Поэтому в обычных условиях проводимость веществ, имеющих большое значение ΔW , мала. Такие вещества получили названия диэлектриков у них $\Delta W > 3$ эВ. У полупроводников $\Delta W < 3$ эВ, поэтому даже небольшие внешние энергетические воздействия (нагрев, облучение, электрическое поле и т.д.) способны перебрасывать часть электронов из заполненной валентной зоны в зону проводимости.

Металлическая связь проводников приводит к тому, что в металлах и сплавах валентная зона перекрывается с зоной проводимости. Это означает, что валентные электроны проводника не локализованы вблизи ионов решетки, а могут свободно перемещаться по всему объему. Поэтому проводимость металлов и сплавов велика.

Зонная структура материала зависит от строения образующих его атомов и от типа связи между ними. Кристаллическая структура также оказывает влияние. Например, углерод в структуре алмаза – очень хороший диэлектрик ($\Delta W = 5,2$ эВ), а в структуре графита обладает металлическими свойствами.

Таким образом, между проводниками и диэлектриками существует качественное различие, которое выражается в наличии или отсутствии запрещенной зоны. Тогда как между диэлектриками и полупроводниками существует лишь количественное, довольно условное, различие в ширине запрещенной зоны.

Часть 1. Магнитные материалы

Глава 1. Классификация веществ по магнитным свойствам

1.1. Общие понятия

Магнитными называются материалы, которые применяются в технике с учетом их магнитных свойств и характеризуются способностью накапливать, хранить и трансформировать магнитную энергию.

Открытие в начале прошлого века магнитного поля электрического тока позволило Амперу выдвинуть предположение, что причина магнетизма веществ – наличие в них электрических молекулярных токов. Эта идея была теоретически и экспериментально развита во второй четверти XX в., когда были созданы квантовая механика и современная теория атома.

Магнитные свойства вещества определяются его атомной структурой и зависят, прежде всего, от того, обладают ли атомы вещества постоянным магнитным моментом. Полюсы магнита не существуют отдельно, в отличие от отдельно существующих отрицательных и положительных электрических зарядов. Элементарные носители магнетизма – это элементарные магнитики, характеризующиеся некоторым магнитным моментом.

Экспериментальные и теоретические исследования показали, что магнетизм атома порождается тремя причинами:

1. Наличием у электрона спинового магнитного момента, который связан с соответствующим механическим моментом электрона.

2. Орбитальным движением электронов в атоме, создающим орбитальный магнитный момент, или в соответствии с современным представлением о строении атома – наличием магнитного момента пространственного движения электронного облака вокруг ядра.

3. Магнитным моментом атомного ядра, который создается спиновыми моментами протонов и нейтронов.

Спиновый магнитный момент ядра менее 10^{-3} спинового магнитного момента электрона. Масса ядра значительно больше массы электрона, поэтому можно считать, что элементарными, носителями магнитных моментов в веществах являются электроны.

В атоме, содержащем несколько электронов, результирующий спиновый магнитный момент определяется исходя из спиновых магнитных моментов отдельных электронов. Согласно принципу Паули в каждом квантовом состоянии могут находиться два электрона с противоположными спинами. Результирующий спиновый момент таких спаренных электронов равен нулю. Если атом или ион содержит нечетное число электронов, то один из них окажется неспаренным и атом в целом будет обладать постоянным магнитным моментом.

Полностью заполненные оболочки не дают результирующего спинового момента, так как в этом случае каждому спину одного направления в атомной оболочке соответствует спин, направленный антипараллельно, и суммарный магнитный момент, создаваемый такой парой электронов, равен нулю.

Так в металлах магнитные моменты заполненных оболочек равны нулю, а внешние валентные электроны обобществлены. Поэтому магнитные моменты спинов электронов существенны лишь в атомах, имеющих не полностью заполненные (недостроенные) внутренние электронные оболочки, т.е. в атомах переходных элементов.

Согласно классической физике, орбитальный магнитный момент возникает за счет протекания элементарного кругового тока, обусловленного вращением электронов по орбитам.

Из квантовой теории следует, что результирующий орбитальный магнитный момент, отличный от нуля, может наблюдаться лишь на некруговых орбитах.

Орбитальные и спиновые магнитные моменты отдельных электронов складываются в результирующие орбитальные спиновые моменты атомов. Единица измерения атомных магнитных моментов – магнетон Бора μ_B :

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 9.27 \cdot 10^{-24} \text{ Дж/Тл}, \quad \hbar = h / 2\pi, \quad (1.1)$$

где $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с - постоянная Планка; $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл - заряд электрона; $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг - масса электрона.

Определение полного магнитного момента атома существенно облегчается в связи с тем, что у заполненных оболочек как орбитальные, так и спиновые магнитные моменты скомпенсированы, поэтому можно учитывать только не полностью заполненные электронные оболочки.

1.2. Ферро- и ферримагнетизм

В ферромагнетиках группы железа основную роль в создании магнитного момента атома играет спиновый магнитный момент. В первом приближении магнитный момент атома определяется алгебраической суммой спиновых магнитных моментов электронов незаполненной оболочки. Так, в незаполненном $3d$ -слое железа вместо десяти имеется только шесть электронов, спины пяти из них направлены параллельно друг другу, а одного – антипараллельно. Следовательно, результирующий магнитный момент атома железа должен быть равен $4\mu_B$. В действительности магнитный момент атома железа равен $2.218\mu_B$. Расхождение в значениях момента обусловлено нарушением ориентации спинов при переходе в твердое состояние, связанным с межатомными взаимодействиями и перекрытием элек-

тронных уровней атомов. Если поместить вещество во внешнее магнитное поле, то, взаимодействуя с полем, вещество будет намагничиваться.

Основные магнитные величины.

Намагниченность M [А/м]: $M = \chi H$, где χ – магнитная восприимчивость; H – напряженность магнитного поля [А/м].

Если магнитное поле создается соленоидом длиной ℓ [м], с числом витков N , через который течет ток I [А], то $H = NI/\ell$ [А/м]. Магнитная индукция B [Тл], характеризующая суммарное поле внутри материала:

$$B = \mu_0 (H + M) = \mu_0 (1 + \chi) H = \mu_0 \mu H = \mu_a H, \quad (1.2)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, численно равная $4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, характеризующая магнитную проницаемость вакуума; μ – относительная магнитная проницаемость вещества, которая показывает во сколько раз магнитная проницаемость данной среды больше магнитной проницаемости вакуума (величина безразмерная); $\mu_a = \mu_0 \cdot \mu$ – абсолютная магнитная проницаемость [Гн/м].

Все вещества по магнитным свойствам делятся на диамагнетики, парамагнетики, ферромагнетики, антиферромагнетики и ферримагнетики и различаются по величине и знаку магнитной восприимчивости χ , а также по характеру ее зависимости от температуры и напряженности внешнего магнитного поля.

Диамагнетиками называют вещества, в которых имеет место полная взаимная компенсация как орбитальных, так и спиновых магнитных моментов. Магнитная восприимчивость диамагнетиков отрицательна и имеет значение $\chi \approx -10^{-5}$, а магнитная проницаемость $\mu \approx 0,99999$ и не зависит от напряженности внешнего магнитного поля.

Физическая природа диамагнетизма заключается в возникновении во всем объеме тела индуцированных внешним полем незатухающих электрических микроскопических вихревых токов.

Из классической теории известно, что если на электрон, вращающийся по своей орбите, действует внешнее магнитное поле H , то оно стремится развернуть орбиту электрона перпендикулярно H . Это вызывает прецессию орбиты вокруг направления поля (подобно прецессии волчка, которая имеет место, если ось быстро вращающегося волчка не совпадает с вертикалью, и волчок, помимо вращения вокруг своей оси, совершает также вращение вместе с осью вокруг вертикали, называемой прецессией). Прецессия электронной орбиты эквивалентна дополнительному движению электрона, приводящему к возникновению тока, и индуцированного момента, направленного противоположно направлению внешнего поля. Появление этого индуцированного момента и обуславливает диамагнетизм, который является результатом прецессии всех электронов, то есть общим свойством атомов и молекул, поэтому присущ всем веществам, но прояв-

ляется только в том случае, если он не перекрывается более сильным пара- и ферромагнетизмом.

Диамagnetики отличаются тем, что они выталкиваются из неоднородного магнитного поля.

К диамagnetным веществам относятся водород, инертные газы, азот, хлор, вода, большинство органических соединений, ряд металлов: *Cu, Ag, Au, Be, Zn, Cd, Hg, Pb, B, Ga, Sb*, а также графит, стекло и др.

Вещества, атомы которых имеют постоянные магнитные моменты, могут быть парамагнитными, ферро-, антиферро- или ферримагнитными в зависимости от характера взаимодействия между магнитными моментами атомов.

Парамагнетиками называются вещества, в которых взаимодействие между постоянными магнитными моментами атомов – элементарными магнитными диполями – мало, в результате чего при обычных температурах под действием теплового движения молекул магнитные моменты атомов располагаются статистически равновероятно относительно любого на-

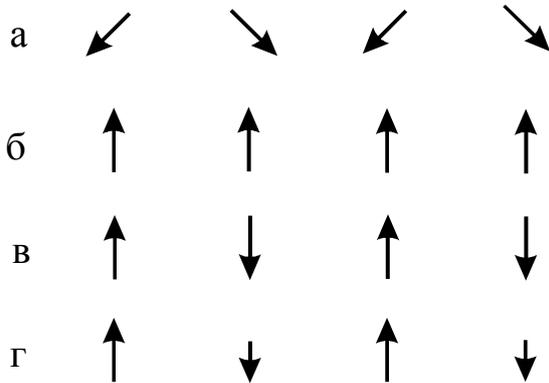


Рис.1.1. Схематическое изображение расположения спинов в (а) парамагнитных, (б) ферромагнитных, (в) антиферромагнитных и (г) ферримагнитных веществах

правления (рис. 1.1, а) и суммарный магнитный момент равен нулю. Под действием внешнего магнитного поля создается преимущественное направление расположения элементарных магнитных моментов, т.е. тело оказывается намагниченным. Однако при обычных полях и температурах намагниченность парамагнетиков очень мала. Магнитная восприимчивость их положительна и имеет значение $\sim 10^{-5} - 10^{-2}$. У парамагнетиков $\mu \approx 1,001$ и практически не зависит от напряженности внешнего магнитного поля. С повышением температуры при неизменной на-

пряженности поля возрастает дезориентирующая роль теплового движения молекул и поэтому намагниченность убывает.

Для парамагнитных газов и редкоземельных элементов температурная зависимость магнитной восприимчивости характеризуется законом Кюри, установленным экспериментально в 1895 г.:

$$\chi = C/T \tag{1.3}$$

где C – постоянная Кюри, T – температура, К.

Для переходных парамагнитных металлов, у которых взаимодействием между элементарными носителями магнетизма (молекулярным полем) пренебречь нельзя, справедлив более общий закон Кюри-Вейсса.

$$\chi = C / (T - \Delta) \quad (1.4)$$

где Δ – постоянная Вейсса, различная для разных веществ (может быть и больше, и меньше нуля).

На рис. 1.2,а показана зависимость намагниченности $M(H)$ для диа- и парамагнетиков при не слишком сильных полях и при обычных и высоких температурах. В обоих случаях, значение M пропорционально H , что свидетельствует о независимости χ от H . Для намагничивания парамагнетиков до насыщения (рис. 1.2, б), то есть до состояния, когда все элементарные магнитные моменты будут параллельны внешнему полю, требуется (при комнатной температуре) поле напряженностью примерно 10^{11} А/м, а при $T=1\text{К}$ – $3 \cdot 10^5$ А/м. Однако в последние годы выяснилось, что в парамагне-

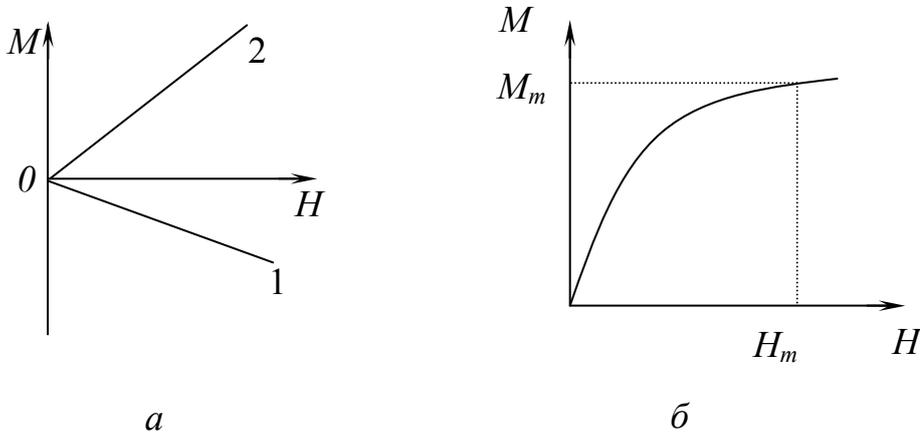


Рис.1.2. Зависимость намагниченности M от напряженности поля H : а—для диамагнетиков (1) и для парамагнетиков (2); б—для парамагнетиков при низких температурах или очень сильных полях

тиках можно создать высокую намагниченность, не прибегая к сильным магнитным полям, а используя поток квантов света (оптическую накачку).

Парамагнетики отличаются тем, что они втягиваются в неоднородное магнитное поле.

К парамагнетикам относятся кислород, окись азота, соли железа, кобальта и никеля, щелочные металлы, а также $Mg, Ca, Al, Cr, Mo, Mn, Pt, Pd$ и др.

Ферромагнетиками называют вещества, в которых магнитные моменты атомов взаимодействуют так, что они выстраиваются параллельно друг другу (рис. 1.1, б). Ферромагнетики в большинстве случаев имеют кристаллическую структуру и характеризуются большими положительными значениями χ (до сотен тысяч и миллионов) и сложной нелинейной зависимостью χ от температуры и внешнего магнитного поля. Характерная

особенность ферромагнетиков – способность сильно намагничиваться даже при обычных температурах в слабых полях. При температурах выше точки Кюри T_K , определенной для каждого материала, ферромагнитное

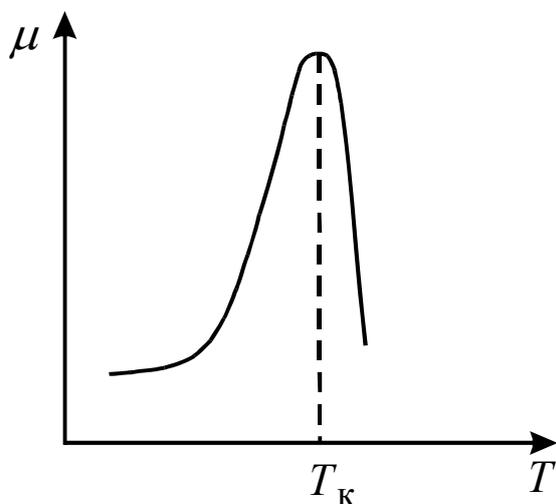


Рис.1.3. Типичная зависимость магнитной проницаемости ферромагнитных материалов от температуры

состояние переходит в парамагнитное (рис. 1.3). Точки Кюри чистого железа составляет 1043 К, – никеля 631 К, кобальта – 1404 К.

Для ферромагнетиков характерно также наличие гистерезиса, сущность которого состоит в том, что значение индукции B не однозначно определяется величиной магнитного поля H , а зависит также от предшествующей истории образца, то есть от величины и направления магнитного поля, действовавшего на него раньше. Например, индукция в данном поле будет больше в том случае, если материал предварительно намагничивался до насы-

щения полем того же направления; в случае же, когда ранее действовавшее поле насыщения имело противоположное направление, индукция будет меньше. Гистерезис обусловлен необратимостью процессов намагничивания, что приводит к рассеянию энергии и снижению качества тех намагничивающих устройств, где ферромагнитные материалы используются как сердечники (магнитопроводы). Однако такая необратимость и полезна, так как именно благодаря ей материал остается намагниченным после снятия намагничивающего поля, т.е. ферромагнитный материал становится постоянным магнитом. Параллельное расположение спинов соседних атомов называют атомным ферромагнитным порядком, который характеризуется тем, что в отсутствие внешнего поля ферромагнетик находится в состоянии спонтанного (самопроизвольного) намагничивания, которому соответствует намагниченность технического насыщения. Эта намагниченность зависит от температуры, возрастая по мере ее уменьшения и достигая наибольшей (истинной) намагниченности насыщения при $T=0K$.

Для объяснения ферромагнитных свойств твердых тел русский физик Розинг и французский физик Вейсс высказали предположение, что спонтанная намагниченность обусловлена внутренним молекулярным полем, а внешне такая намагниченность не проявляется потому, что тело разбивается на отдельные макроскопические области – *домены*, в каждом из которых магнитные моменты атомов располагаются параллельно друг другу, то есть каждый домен находится в состоянии технического насыщения. Направления магнитных моментов всех доменов равновероятны (домены

расположены друг относительно друга хаотично) внутри образца образуются замкнутые магнитные цепочки, и результирующий магнитный момент ферромагнетика в целом оказывается равным нулю.

В 1931 г. советский ученый Н. С. Акулов (и независимо от него Биттер) разработал метод, позволяющий наблюдать границы доменов. Метод состоит в том, что отполированную электролитическим способом (для снятия с поверхности наклепа, искажающего картину доменной структуры) поверхность размагниченного образца покрывают коллоидным раствором тонкого ферромагнитного порошка. Под микроскопом наблюдают образующиеся при этом фигуры (фигура Акулова-Биттера), являющиеся границами доменов.

Экспериментальные исследования показали, что линейные размеры доменов составляют микрометры, иногда десятки микрометров, магнитный момент домена около 10^{15} магнитных моментов отдельного атома. Как уже было сказано, необходимое условие для возникновения ферромагнетизма – наличие внутренних незаполненных оболочек в атоме. Но этого условия недостаточно. Например, незаполненные оболочки имеют атомы всех переходных элементов, тогда как ферромагнитными свойствами обладают лишь три из восьми элементов группы железа (*Fe, Co, Ni*) и шесть из 14 лантаноидов (*Gd, Tb, Dy, Ho, Er* и *Tm*). Чтобы объяснить, почему не все элементы, имеющие внутренние незаполненные оболочки, обладают ферромагнетизмом, следовало выяснить, под действием каких сил магнитные моменты электронов внутри домена выстраиваются параллельно друг другу, намагничивая домен до насыщения, и установить условия, при которых энергия упорядочения, необходимая для возникновения атомного ферромагнитного порядка, противодействует тепловой энергии разупорядочения.

На основе квантомеханических представлений Я. И. Френкель и независимо от него В. Гейзенберг установили, что атомный ферромагнитный порядок возникает благодаря электростатической энергии взаимодействия между микрочастицами (протонами, электронами), не имеющей аналога в классической физике.

Энергия электростатического взаимодействия между электронами зависит от взаимной ориентации спинов. Разница в энергиях двух электронов в системах с параллельными и антипараллельными спинами называется обменной энергией. Эта энергия является квантовой добавкой к обычному кулоновскому взаимодействию, ее существование вытекает из принципа тождественности микрочастиц в квантовой механике. Обменная энергия была выявлена в процессе решения задачи об энергетическом состоянии ферромагнетика путем использования математической операции обмена электронами между соседними атомами. Она может отличаться от нуля в том случае, когда электроны достаточно часто находятся в непосредственной близости друг от друга, т.е. когда орбиты «перекрываются». Поэтому

этот эффект существен только для электронов, принадлежащих к одному и тому же атому или же к соседним атомам при определенных расстояниях между ними. Энергия обменного взаимодействия пропорциональна интегралу обменной энергии A , знак и величина которого зависят от отношения расстояния между атомами a (параметра решетки) к диаметру незаполненных электронных оболочек d , участвующих в образовании обменной связи. Из рис. 1.4 видно, что ферромагнетики Fe , Co , Ni , у которых $a/d > 1.5$, имеют положительное значение интеграла обменной энергии, необходимое для возникновения самопроизвольной намагниченности.

При $A < 0$ энергетически выгодным становится антипараллельное расположение спинов у соседних атомов решетки. Поэтому Mn и Cr , у которых $A < 0$, не обладают ферромагнитными свойствами.

Зависимость $A = f(a/d)$ позволяет объяснить возникновение ферромагнитных свойств некоторых сплавов из неферромагнитных компонентов, например марганца с висмутом, сурьмой и др. Так, в сплавах с марганцем эти свойства обусловлены тем, что введение в решетку марганца атомов некоторых элементов вызывает увеличение межатомных расстояний до значений, необходимых для возникновения самопроизвольной намагниченности. Таким образом, критериями ферромагнетизма являются:

1. Наличие внутренних незаполненных оболочек (d или f) в атомах.
2. Положительное значение интеграла обменной энергии, которое имеет место, когда размер незаполненных оболочек мал в сравнение с расстоянием между атомами в решетке ($a/d > 1,5$).

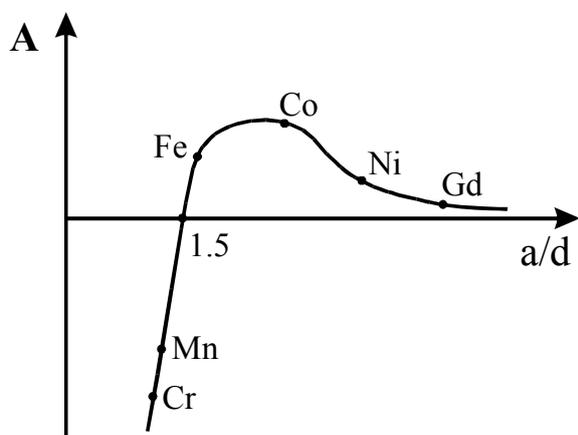


Рис.1.4. Зависимость интеграла обменной энергии A от отношения параметра решетки a к диаметру внутренней недостроенной оболочки d

Антиферромагнетиками называют вещества, в которых магнитные моменты атомов взаимодействуют так, что они стремятся выстроиться антипараллельно друг другу (см. рис. 1.1,в). Интеграл обменной энергии антиферромагнетиков $A < 0$, и они обладают атомным магнитным порядком, при котором в отсутствие внешнего магнитного поля энергетически выгодно антипараллельное расположение соседних спинов и имеет место взаимная компенсация магнитных моментов атомов.

Теоретическое обоснование явления антиферромагнетизма впервые было дано советским физиком Л. Д. Ландау в 1933 г. Французский физик Л. Неель провел значительные исследования в этой области, поэтому

теорию антиферромагнетизма и ферримагнетизма называют теорией Нееля.

Одно из основных положений Нееля сводится к тому, что кристаллическая решетка некоторых соединений рассматривается как сложная структура, состоящая из двух (и более) подрешеток, намагниченных противоположно друг другу. Теоретические представления о характере антиферромагнитных и ферримагнитных структур получили подтверждение благодаря опытам с применением методов нейтронной дифракции. Ввиду того, что нейтроны не имеют заряда, они легко проникают в вещество и благодаря наличию у них спина взаимодействуют с электронной оболочкой, обладающей нескомпенсированным спиновым магнитным моментом, и с ядром атома. При этом интенсивность рассеяния зависит от направленных магнитных моментов атомов или ионов, что позволяет путем анализа дифракции нейтронных лучей определить расположение спинов.

Антиферромагнетикам свойственна специфическая температурная зависимость магнитной восприимчивости. При $T=0$ К магнитные моменты подрешеток компенсируют друг друга и результирующий магнитный момент антиферромагнетика во внешнем поле равен нулю. По мере повышения температуры, начиная от $T=0$ К, антипараллельное расположение спинов постепенно нарушается и магнитная восприимчивость возрастает, достигая максимум в точке Нееля T_N (рис. 1.5), в которой упорядоченное расположение спинов полностью нарушается и антиферромагнетик становится парамагнетиком, после чего зависимость $\chi(T)$ подчиняется закону Кюри-Вейсса (1.4).

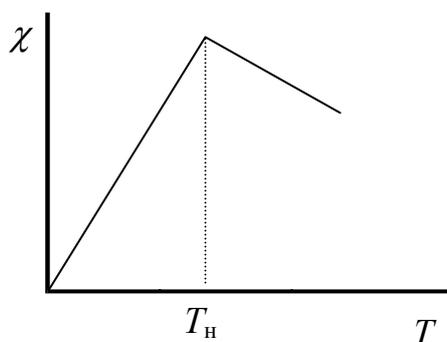


Рис.1.5. Зависимость магнитной восприимчивости антиферромагнетика от температуры

Магнитная восприимчивость антиферромагнетиков мала и составляет $\chi \approx 10^{-5} - 10^{-3}$. В слабых полях к антиферромагнетиков практически не зависит от напряженности внешнего магнитного поля, в сильных полях к обычно сложная функция поля.

К антиферромагнетикам относятся редкоземельные металлы — *Ce*, *Pr*, *Nd*, *Sm* и *Eu*, а также *Cr* и *Mn*; многие окислы, хлориды, фториды, сульфиды, карбонаты переходных элементов, например на основе марганца: *MnO*, *MnCl₂*, *MnF₂*, *MnS₂* и др., аналогично на основе *Fe*, *Co*, *Ni*, *Cr* и др.

Ферримагнетиками (или нескомпенсированными антиферромагнетиками) называют вещества, в которых магнитные моменты атомов взаимодействуют так, что стремятся выстроиться антипараллельно друг другу (рис. 1.1,г), однако величины этих магнитных моментов имеют различные

значения, благодаря чему результирующая намагниченность может быть большой.

К ферримагнетикам относятся ферриты – соединения, которые могут иметь различную структуру кристаллической решетки типа шпинели, граната, каменной соли, гексагональную и др. Ферриты со структурой типа шпинели представляют собой соединения окиси железа Fe_2O_3 с окислами других металлов, структурная формула которых $MeO \cdot Fe_2O_3$, где Me – двухвалентный металл ($Fe, Ni, Mn, Zn, Co, Cu, Cd, Mg$ и др.). Применяются однокомпонентные ферриты, в которых ионы двухвалентного металла одинаковы, а также двух- и многокомпонентные.

Магнитные параметры ферритов (μ, B_S) в постоянных и низкочастотных магнитных полях ниже соответствующих параметров металлических магнитных материалов, поэтому ферриты получили практическое применение значительно позднее в связи с развитием ВЧ-техники.

Безусловные преимущества ферритов при работе в ВЧ-диапазоне объясняются тем, что их удельное электрическое сопротивление в 10^6 – 10^{11} раз превышает удельное сопротивление металлических ферромагнетиков, так как они являются оксидными соединениями, а не металлами. По значению удельного электрического сопротивления они относятся к классу полупроводников или даже диэлектриков. Вследствие этого вихревые токи в ферритах при воздействии на них переменных магнитных полей очень малы и они применяются в качестве магнитного материала при частотах до сотен мегагерц, тогда как металлические магнитные материалы применяются при частотах до нескольких десятков килогерц.

Для ферримагнетиков, как и для ферромагнетиков, характерно наличие доменной структуры и магнитные свойства их так же, как и ферромагнетиков, тесно связаны с их кристаллическим строением. Результирующий магнитный момент ферримагнетика определяется исходя из магнитных моментов подрешеток.

Многие свойства ферримагнетиков качественно аналогичны свойствам ферромагнетиков, но между этими группами веществ имеются и существенные различия.

Ферримагнетики отличаются от ферромагнетиков меньшей величиной индукции насыщения и имеют более сложную температурную зависимость индукции насыщения. Упрощенно это можно объяснить наличием в структуре сложного материала двух или более подрешеток, создающих встречные нескомпенсированные магнитные моменты. Для ферримагнетика с двумя подрешетками результирующая величина намагниченности насыщения M_S может быть получена путем сложения величин намагниченности насыщения первой и второй подрешеток – M_{S1} и M_{S2} .

Глава 2. Основные свойства и характеристики магнитных материалов

2.1. Процесс намагничивания и магнитная проницаемость

Процессы намагничивания ферро- и ферримагнетиков описываются кривыми намагничивания – зависимостями магнитной индукции B от напряженности магнитного поля H (рис.2.1).

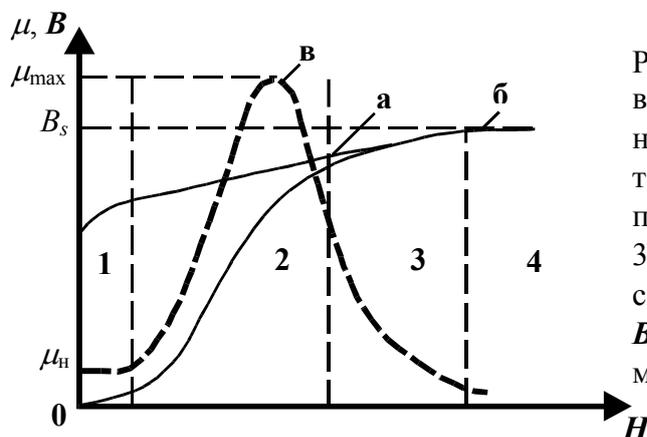


Рис.2.1. Основная кривая намагничивания $B(H)$ и кривая магнитной проницаемости μ ферромагнитного материала: 1–область самых слабых полей; 2–область слабых полей; 3–область средних полей; 4–область сильных полей; а – безгистерезисная $B(H)$, б – основная $B(H)$, в – кривая магнитной проницаемости $\mu(H)$.

При намагничивании предварительно размагниченного образца различают следующие типы зависимостей.

1. Начальную (нулевую) кривую намагничивания, которую получают при монотонном увеличении H .

2. Безгистерезисную (идеальную) кривую намагничивания, полученную при одновременном воздействии постоянного и переменного магнитных полей с убывающей до нуля амплитудой (кривая a , рис.2.1).

3. Основную (коммутационную) кривую намагничивания – представляющую собой геометрическое место вершин петель гистерезиса, получающихся при циклическом перемагничивании (кривая б рис.2.1).

Начальная кривая обычно мало отличается от основной, но она не отвечает требованиям хорошей воспроизводимости и не может быть использована для сравнительной оценки свойств различных материалов. Безгистерезисная кривая намагничивания характеризуется быстрым возрастанием индукции до индукции насыщения в слабых, постоянных магнитных полях. Основная кривая намагничивания является важнейшей характеристикой магнитных материалов. Она отвечает требованиям хорошей воспроизводимости и широко используется для характеристики намагничивания материалов.

С использованием основной кривой намагничивания может быть определена одна из важнейших характеристик – абсолютная магнитная проницаемость: $\mu_a = B/H$. Кроме абсолютной магнитной проницаемости выделяют относительную магнитную проницаемость $\mu = B/(\mu_0 \cdot H) = \mu_a/\mu_0$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ [Гн/м] – магнитная проницаемость вакуума.

Основная кривая намагничивания $B(H)$ и, соответственно, зависимость $\mu(H)$ могут быть разделены на 4 области в соответствии с возможным различием процессов намагничивания при изменении напряженности магнитного поля (рис.2.1).

Область 1 – самых слабых магнитных полей характеризуется обратимым смещением границ доменов в магнитном поле и линейной зависимостью $B(H)$.

В граничном слое элементарные магнитные моменты имеют ориентацию переходную между направлениями намагниченности соседних доменов (рис.2.2). Под действием внешнего поля граничные слои между соседними доменами смещаются таким образом, что размеры доменов, намагниченность которых составляет наименьшие углы с направлением поля, а следовательно, энергетически «выгодно» ориентированных по отношению к полю растут за счет других доменов (рис.2.3, б). При уменьшении напряженности внешнего поля происходит процесс смещения границ в об-

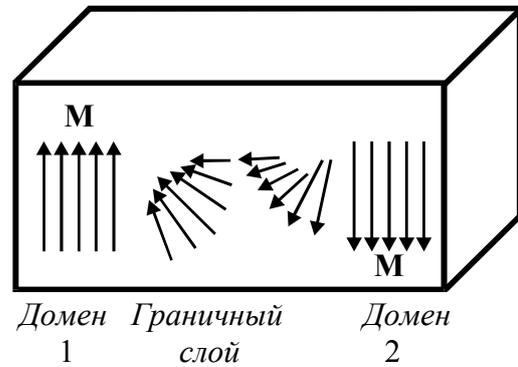


Рис.2.2. Магнитная структура граничного слоя в кристалле.

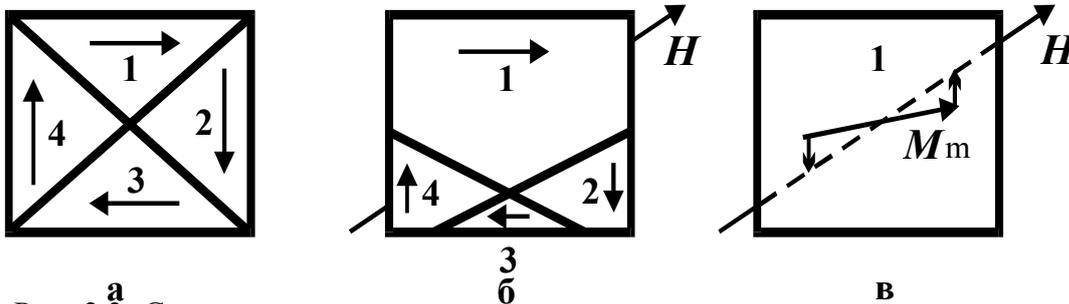


Рис. 2.3. Схема процессов, протекающих при намагничивании: а – исходное состояние при $H=0$, когда в монокристалле имеются четыре домена с различно направленными векторами спонтанной намагниченности доменов (указаны стрелками); б – смещение границ доменов при воздействии внешнего магнитного поля (рост объема домена 1, благоприятно ориентированного относительно поля H); в – вращение вектора намагниченности M_m при дальнейшем увеличении магнитного поля.

ратном направлении. При $H=0$ границы занимают свои исходные положения и $B=0$. Магнитная проницаемость в этой области называется начальной магнитной проницаемостью – μ_H имеет постоянное значение. Практически μ_H определяется при $H \approx 0,1$ А/м. Область 1 называют начальной областью магнитной проницаемости или областью выполнения закона Рэлея.

Область 2 – необратимого смещения границ доменов, характеризуется наиболее сильной зависимостью $B(H)$ и μ проходит через максимум. При

необратимых процессах смещения границ доменов уменьшение напряженности внешнего поля до нуля не возвращает границы доменов в исходное положение. Следовательно, при $H=0$ $B \neq 0$ вследствие остаточной намагниченности. Необратимое смещение границ доменов происходит только тогда, когда энергия отдельных граничных слоев, зависящая от напряженности магнитного поля, достигает определенных значений. В связи с этим область 2 представляет собой непрерывный ряд скачкообразных изменений намагниченности. Эту область кривой намагничивания называют областью эффекта Баркгауза.

Область 3 – область вращения вектора намагниченности. Процесс вращения состоит в повороте вектора намагниченности доменов в направлении поля (рис.2.3, в). Этот процесс характеризуется приближением намагниченности к техническому насыщению, при котором векторы самопроизвольной намагниченности доменов ориентируются параллельно внешнему полю, магнитная индукция B приближается к максимальному значению B_{max} , а μ уменьшается и приближается к единице.

Область 4 – насыщение. В этой области значение B практически не зависит от H . При дальнейшем росте H имеет место парапроцесс, который в большинстве своем дает очень малый прирост намагниченности. Следовательно, практический процесс намагничивания считается законченным при достижении технического насыщения.

Парапроцесс – это возрастание самопроизвольной намагниченности доменов под действием внешнего магнитного поля. Парапроцесс обусловлен ориентацией в магнитном поле элементарных носителей магнетизма внутри домена, оставшихся неразвернутыми в направлении результирующей намагниченности вследствие дезориентирующего действия теплового движения.

Следовательно, процесс намагничивания ферро- и ферромагнетиков под действием приложенного магнитного поля напряженностью H можно свести к двум подпроцессам.

1. Подпроцесс смещения границ доменов под действием приложенного магнитного поля (рис.2.1 области 1 и 2 и рис.2.3, б).

2. Подпроцесс ориентации магнитных моментов доменов по направлению приложенного магнитного поля (рис.2.1. область 3 и рис.2.3, в).

Проведенный анализ процесса намагничивания ферро- и ферромагнетиков упрощен. В действительности различные виды процессов и подпроцессов перекрывают друг друга. На характер процесса намагничивания оказывают влияние многие причины (магнитная анизотропия, магнитострикция, действие теплового поля, механические напряжения, дефекты структуры и ряд других факторов).

Кроме начальной μ_H и максимальной μ_{max} магнитной проницаемости, для более детального описания зависимости $\mu=f(H)$ используют дифференциальную магнитную проницаемость μ_d :

$$\mu_d = 1/\mu_0 \cdot dB/dH . \quad (2.1)$$

В зависимости от того, определяется ли μ в постоянном или переменном поле, её называют *статической* или *динамической* (μ_{\sim}) магнитной проницаемостью:

$$\mu_{\sim} = 1/\mu_0 \cdot B_m / H_m, \quad (2.2)$$

где B_m и H_m – амплитудные значения индукции и напряжённости. Значения статической и динамической магнитной проницаемостей не совпадают, так как на намагничивание в переменном магнитном поле влияют вихревые токи, магнитная вязкость и резонансные явления. Магнитная проницаемость материала в переменном магнитном поле зависит от частоты поля f . С увеличением частоты поля f магнитная проницаемость уменьшается из-за инерционных магнитных процессов (рис.2.4).

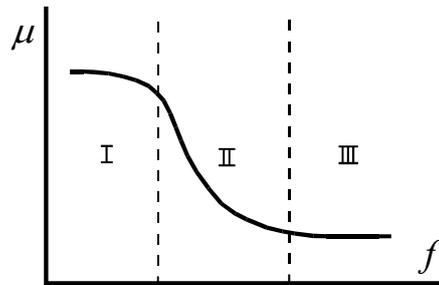


Рис.2.4. Зависимость магнитной проницаемости μ от частоты f магнитного поля.

При намагничивании импульсным полем $H_{И}$, используют импульсную магнитную проницаемость $\mu_{И}$:

$$\mu_{И} = 1/\mu_0 \cdot B_{И}/H_{И}, \quad (2.3)$$

где $B_{И}$ – максимальное изменение индукции.

2.2. Намагничивание ферро- и ферритмагнетиков переменным магнитным полем

При циклическом намагничивании, то есть при воздействии на магнитный материал переменным магнитным полем, кривая намагничивания образует *петлю гистерезиса*. При изменении магнитного поля по циклу $0, H_m, 0, -H_m, 0, H_m$ магнитная индукция будет изменяться по циклу $0, B_s, B_r, 0, -B_s, -B_r, 0, B_s$ (рис.2.5).

Магнитный гистерезис обусловлен необратимым изменением магнитных свойств магнитного материала под влиянием тех процессов, которым он ранее подвергался. Необратимость процессов намагничивания и перемагничивания определяется процессами зарождения «обратных» доменов – так называемых зародышей перемагничивания., а также «задержками» в смещениях границ доменов, вызываемыми различными рода искажениями кристаллической решетки. «Обратные» домены, разрастаясь, путем смещения границ доменов, поглощают домены с исходной ориентацией и при $H = -H_m$ весь кристалл перемагнитится.

Форма петли гистерезиса для данного материала зависит от его исходного магнитного состояния (магнитной предыстории), скорости перемагничивания и от максимальных значений напряженности магнитного поля. Следует иметь в виду, что при циклическом перемагничивании образца с определенной скоростью петля гистерезиса примет свою окончательную форму (станет симметричной) после прохождения ряда (5–10) переходных циклов. Описанный процесс называют магнитной подготовкой или магнитной аккомодацией.

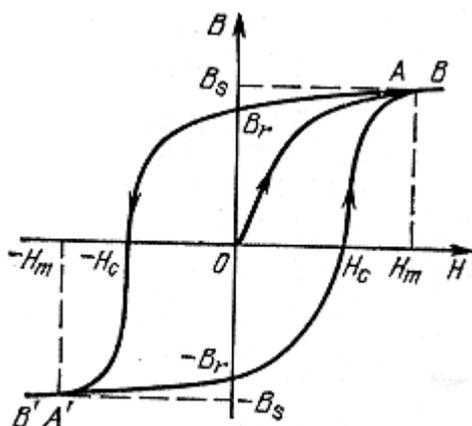


Рис.2.5. Кривая намагничивания и петля гистерезиса ферромагнитного материала.

Используя симметричную петлю гистерезиса, определяются следующие основные параметры магнитных материалов.

1. Индукция насыщения B_s – максимальная индукция, соответствующая техническому насыщению.

2. Остаточная индукция B_r – индукция, которая сохраняется в предварительно намагниченном образце после снятия внешнего магнитного поля.

3. Коэрцитивная сила H_C – напряженность размагничивающего поля, которое должно быть приложено к предварительно намагниченному образцу для того, чтобы магнитная индукция в нем стала равной нулю.

4. Удельные магнитные потери на гистерезис за один цикл перемагничивания определяются площадью петли гистерезиса по формуле:

$$P_r = \oint \mathbf{H} d\mathbf{B} \quad [\text{Дж/м}^3], \quad (2.4)$$

или к единице массы при перемагничивании с частотой f [Гц]:

$$P_r = (f/D) \oint \mathbf{H} d\mathbf{B} \quad [\text{Вт/м}^3], \quad (2.5)$$

где D – плотность вещества [кг/см³].

Кроме потерь на гистерезис в переменных магнитных полях в магнитном материале возникают потери на вихревые токи:

$$P_e = 1,64 \cdot d^2 \cdot f^2 \cdot B_m / (D \cdot \rho) \quad [\text{Вт/кг}], \quad (2.6)$$

где d – толщина листа [м]; B_m – амплитудное значение индукции [Тл]; ρ – удельное сопротивление [Ом·м].

2.3. Магнитомягкие материалы

Характерными свойствами магнитомягких материалов является способность намагничиваться до насыщения даже в слабых магнитных полях и малые потери на перемагничивание. Другими словами, магнитомягкие материалы имеют узкую петлю гистерезиса с небольшой коэрцитивной силой H_C . Граница значений H_C , по которым материал можно отнести к

магнитомягким условна. Но принятым в России стандартам к магнитомягким материалам относят материалы, имеющие $H_C < 4$ кА/м. Термин «магнитомягкий» не отражает механические свойства материала.

Частотный диапазон применения различных групп магнитомягких материалов в значительной степени определяется величиной их удельного электрического сопротивления. Чем оно больше, тем на более высоких частотах можно использовать материал. Это объясняется тем, что при малых значениях удельного сопротивления с повышением частоты могут недопустимо возрасти потери на вихревые токи. В постоянных и низкочастотных полях (до сотен герц и единиц килогерц) применяют металлические магнитомягкие материалы, к которым относятся: технически чистое железо (низкоуглеродистые электротехнические стали), электротехнические (кремнистые) стали и пермаллои – железо-никелевые и железоникелькобальтовые сплавы. На повышенных и высоких частотах в основном применяют материалы, удельное сопротивление которых соответствует значениям, характерным для полупроводников и диэлектриков. К таким материалам относятся магнитомягкие ферриты и магнитодиэлектрики. Иногда на повышенных частотах и, особенно при работе в импульсном режиме применяют также металлические материалы тонкого проката (до нескольких микрометров).

Требования, предъявляемые к магнитомягким материалам, в значительной степени определяются областью их применения. Однако желательно, чтобы эти материалы имели минимальное значение коэрцитивной силы, чему соответствует высокая магнитная проницаемость, и возможно большее значение индукции насыщения.

Технически чистое железо, содержит менее 0,05% углерода при минимальном количестве других примесей.

Технически чистое железо является дешевым и технологичным материалом; оно хорошо штампуются и обрабатывается на всех металлорежущих станках. Железо обладает высокими магнитными свойствами в постоянных полях. Вследствие низкого удельного электрического сопротивления железо используют при изготовлении изделий, предназначенных для работы только в постоянных магнитных полях. Технически чистое железо применяют как шихтовый материал для получения почти всех ферромагнитных сплавов.

Электролитическое железо изготовляют путем электролиза. Осажденное железо после тщательной промывки измельчают в порошок в шаровых мельницах. Ввиду большого насыщения водородом магнитные свойства такого железа весьма низки. Однако в результате переплавки в вакууме и многократных отжигов его свойства можно существенно улучшить. Обработанное таким образом электролитическое железо характеризуется следующими магнитными свойствами: $H_C=30$ А/м; $\mu_{max}=15000$. Ввиду высокой стоимости электролитическое железо применяют редко.

Карбонильное железо получают посредством термического разложения пентакарбонила железа $Fe(CO)_5$. При этом в зависимости от условий разложения можно получить железо различного вида: порошкообразное, губчатое и т. п. Для получения высоких магнитных свойств карбонильное железо должно быть термически обработано в водороде. Карбонильное железо широко применяют в качестве ферромагнитной фазы магнитодиэлектриков.

Иногда вместо технически чистого железа в промышленности применяют углеродистые и легированные стали с содержанием углерода (0,1–0,4) %. Магнитные свойства таких сталей ниже, чем у железа, но их можно улучшить отжигом изготовленных деталей.

Электротехнические кремнистые стали представляют собой твердый раствор кремния в железе. Легирование технически чистого железа кремнием производят с целью повышения удельного электрического сопротивления материала. Одновременно с этим кремний вызывает не только улучшение некоторых магнитных параметров (возрастает магнитная проницаемость, уменьшается коэрцитивная сила), но и оказывает вредное воздействие (снижается индукция насыщения). Кроме того, введение кремния в железо ухудшает его механические характеристики (повышается твердость и хрупкость).

Свойства стали значительно улучшаются в результате образования магнитной текстуры при ее холодной прокатке и последующем отжиге. Текстурированные стали обладают анизотропией магнитных свойств.

Пермаллои представляют собой сплавы железа с никелем или железа с никелем и кобальтом, обычно легированные молибденом, хромом и другими элементами.

Основное преимущество пермаллоев – высокие значения магнитной проницаемости в слабых полях и малое значение коэрцитивной силы. Недостатками пермаллоев являются большая чувствительность магнитных свойств к механическим напряжениям, пониженные значения индукции насыщения по сравнению с электротехническими сталями и сравнительно высокая стоимость. Необходимо также учитывать, что высокие магнитные свойства у пермаллоев могут быть получены лишь в результате отжига готовых изделий в водороде или вакууме, что усложняет их применение.

Пермаллои находят широкое применение в магнитных элементах измерительных, автоматических и радиотехнических устройств при их работе в слабых постоянных и переменных полях с частотой до нескольких десятков килогерц, а для микронного проката и до более высоких частот.

Как было указано ранее магнитные материалы, используемые при высоких частотах (от единиц до десятков мегагерц) и при сверхвысоких частотах (от сотен до десятков тысяч мегагерц), должны иметь малую электрическую проводимость. Этому требованию, отвечают ферриты и магнитодиэлектрики.

Ферриты – химические соединения окиси железа Fe_2O_3 с оксидами металлов. Они могут быть получены различными способами, однако промышленностью освоена пока только керамическая технология.

К ферритам для радиочастот относятся в первую очередь никельцинковые и марганеццинковые. Они представляют собой двухкомпонентные ферриты систем $NiO-ZnO-Fe_2O_3$ и $MnO-ZnO-Fe_2O_3$. Находят также применение литийцинковые, свинцовоникелевые и некоторые другие типы ферритов. Эти группы ферритов используют для изготовления сердечников различных трансформаторов, катушек индуктивности фильтров, магнитных антенн, статоров и роторов высокочастотных микродвигателей, деталей отклоняющих систем телевизионной аппаратуры и т.д.

Для ферритов, используемых в переменных полях, обычно кроме начальной магнитной проницаемости, измеренной на высокой частоте, указывают тангенс угла магнитных потерь $tg\delta_m$ (или относительный тангенс угла магнитных потерь $tg\delta_m/\mu_H$) и критическую частоту $f_{кр}$.

Тангенс угла магнитных потерь $tg\delta_m$ и критическая частота $f_{кр}$. Экспериментально установлено, что для некоторой области изменения напряженности магнитного поля от нуля и выше (область Релея, определяемая обычно десятками долями А/м) выражение для тангенса угла магнитных потерь в зависимости от f и H может быть представлено следующим образом:

$$tg\delta = \delta_2 H + \delta_3 f + \delta_0, \quad (2.7)$$

где δ_2 , δ_3 , δ_0 – коэффициенты, характеризующие соответственно потери на гистерезис (отнесенные к единице напряженности поля), на вихревые токи (отнесенные к единице частоты) и на последствие (дополнительные потери).

Частота, при которой начинается резкое возрастание угла потерь, называется *критической частотой*. Для определенности ввели понятие критической частоты $f_{кр}$, при которой $tg\delta_m=0,1$. Причины резкого возрастания потерь и уменьшения проницаемости с ростом частоты весьма сложны и объясняются главным образом релаксационными, а иногда и резонансными явлениями. Чем выше начальная проницаемость, тем ниже граничная частота.

Во многих случаях вместо $tg\delta$ удобнее пользоваться понятием *относительного тангенса угла магнитных потерь $tg\delta_m/\mu_H$* .

К ферритам для устройств СВЧ, то есть работающим в диапазоне частот от сотен до десятков тысяч мегагерц относятся: литиевые, магниевые, никелевые, магниевые ферроалюминаты, никелевые и магниевые феррохромиты. Кроме того, к этой группе относятся ферриты со структурой минерала граната, которые называют ферритами-гранатами. Эти ферриты имеют структурную формулу $(Me_2O_3)_3 (Fe_2O_3)_5$ или $Me_3Fe_5O_{12}$, где Me –

трехвалентный ион иттрия или какого-либо редкоземельного элемента – лантаноида.

Магнитодиэлектрики представляют собой конгломераты из измельченного ферромагнетика, частицы которого разделены между собой в электрическом отношении изолирующими пленками из немагнитного материала, являющегося одновременно механической связкой.

Магнитные свойства магнитодиэлектриков в значительной степени определяются особенностями намагничивания совокупности отдельных ферромагнитных частиц, а следовательно, их размерами и формой, взаимным расположением, соотношением между количествами ферромагнетика и диэлектрика. Магнитные свойства исходного ферромагнетика (наполнителя) влияют на параметры магнитодиэлектрика сравнительно мало.

Магнитодиэлектрики, как и ферриты, обладая высоким удельным электрическим сопротивлением, являются высокочастотными магнитными материалами. Они имеют некоторые преимущества перед ферритами, прежде всего более высокую стабильность свойств. Кроме того, особенности технологии производства магнитодиэлектриков, соответствующей технологии пластмасс, позволяют получить изделия значительно более высоких классов точности и чистоты, чем при керамической технологии получения ферритов. По ряду электромагнитных параметров магнитодиэлектрики уступают ферритам.

Наиболее широко применяют магнитодиэлектрики на основе альсифера и карбонильного железа.

2.4. Магнитотвердые материалы

Магнитотвердые материалы, обладающие широкой петлей гистерезиса и у которых величина коэрцитивной силы $H_C > 4$ кА/м.

Магнитотвердые материалы применяют для изготовления постоянных магнитов, устройств записи и хранения информации, устройств акустической техники и т.д.

Основными параметрами магнитотвердых материалов являются:

- максимальная удельная магнитная энергия $W_m = \frac{B \cdot H}{2}$, [Дж/м³];

где B и H – соответственно индукция и напряженность кривой намагничивания (второй квадрант гистерезисной кривой);

- величина коэрцитивной силы H_C ;

- остаточная индукция B_r .

В качестве магнитотвердых материалов используют.

1. Труднодеформируемые сплавы $Al+Ni+Fe$ (Альни) и $Al+Ni+Co+Fe$ (Альнико). Они используются для изготовления магнитов всех назначений магнитных систем измерительных приборов и поляризо-

ванных реле, магнитных систем тахогенераторов и исполнительных двигателей, магнитных аппаратов и магнитных муфт.

2. Деформируемые сплавы $Co+Mo+Fe$ (комоль), $Cr+Co+Fe$, $V+Co+Fe$ (викаллой), $Cu+Ni+Co$ (Кунико), $Cu+Ni+Fe$ (кунифе). Используются для изготовления магнитов сложной конфигурации, стрелок компасов, магнитных пружин измерительных приборов, магнитных систем гистерезисных двигателей, устройств записи и хранения информации.

3. Интерметаллические соединения типа $PЗМ+Co$ ($PЗМ$ – редкоземельный элемент, например Sm , Pr) обладают рекордно высокими магнитными свойствами, используются в магнитных системах магнетронов и другой радиоэлектронной аппаратуры.

4. Магнитотвердые ферриты – бариевые $BaO(Fe_2O_3)_6$, кобальтовые $CoO \cdot Fe_2O_3$, стронциевые $SrO(Fe_2O_3)_6$ используются для изготовления магнитных систем радиоэлектронной аппаратуры, магнитных линз, магнитные системы поляризованных реле, исполнительных электродвигателей.

Для изготовления устройств записи и хранения информации (магнитные ленты и диски) используют магнитные порошки $\gamma - Fe_2O_3$ – гамма оксида железа с частицами игольчатой формы. Применяют также диоксид хрома CrO_2 .

2.5. Магнитные материалы специального назначения

К магнитным материалам специального назначения относят: магнитные материалы с прямоугольной петлей гистерезиса (магнитные материалы с ППГ), магнитострикционные материалы, магнитные пленки с цилиндрическими магнитными доменами (ЦМД) и ряд других.

К магнитным материалам с ППГ относятся материалы, статическая предельная петля гистерезиса которых характеризуется коэффициентом прямоугольности $\alpha = Br/Bs$ не менее 0,85.

Материалы с ППГ широко применяются в устройствах автоматики, вычислительной техники, многоканальных системах связи и т.д. в качестве элементов с двумя устойчивыми состояниями. Эти состояния характеризуются положительными и отрицательными значениями остаточной индукции $+Br$ и $-Br$, т.е. противоположными направлениями намагниченности.

Магнитные материалы с ППГ можно подразделить на три группы: ферриты, текстурированные ферромагнитные сплавы, применяемые в виде лент с толщиной от 0,5мм до единиц микрометров, и тонкие ферромагнитные пленки.

Наиболее широкое применение получили ферриты систем $Li-Mg-Mn$, $Mg-Mn$, $Li-Na$, $Mg-Mn-Zn-Ca$. Прямоугольность петли гистерезиса этих

ферритов обусловлена химическим составом, режимом спекания и последующего охлаждения, а не какой-нибудь специальной обработкой.

Ферриты с ППГ не обладают текстурой и их свойства изотропны. Обладают прямоугольностью петли гистерезиса и некоторые ферриты со структурой граната. В частности, иттриевые феррогранаты, у которых часть ионов лития заменена ионами тербия и европия.

В качестве текстурированных ферромагнитных сплавов с ППГ применяют пермаллой, обладающие кристаллографической или магнитной текстурой.

При намагничивании магнитного материала происходит изменение формы и размеров тела. Это явление получило название *магнитострикции*. Магнитострикция, возникающая при намагничивании кристалла внешним магнитным полем, обусловлена деформацией кристаллической решетки под действием изменения ее энергетического состояния. Это изменение обусловлено смещением атомов решетки, которое происходит при смещении границ доменов и вращении вектора намагниченности. Такая магнитострикция носит анизотропный характер и называется линейной, так как проявляется в основном в изменении формы кристалла без изменения его объема. Линейная магнитострикция определяется по относительному удлинению образца ($\Delta\ell/\ell$) в направлении поля.

Магнитострикция имеет непосредственное техническое применение в магнитострикционных вибраторах (генераторах) звуковых и ультразвуковых частот, а также в некоторых радиотехнических схемах и устройствах (замена кварца для стабилизации частоты, в электромеханических фильтрах и т.д.)

В качестве магнитострикционных материалов применяют никель, пермаллой, альферы, ряд других сплавов и некоторые ферриты.

В табл.2.1. приведены значения магнитострикционных деформаций при продольной магнитострикции для различных материалов при магнитном насыщении и нормальной температуре.

Таблица 2.1.

Материал	$\left(\frac{\Delta\ell}{\ell}\right) \cdot 10^6$	Материал	$\left(\frac{\Delta\ell}{\ell}\right) \cdot 10^6$
Никель	-25	Феррит виброкс-1	-30
Пермаллой (45%Ni, 55%Fe)	+27	(Ni-Cu-Co-феррит)	
Пермендюр (49%Co, 2%V, 49%Fe)	+70	Кобальтовый феррит	-200
Сплав 65К (65%Co, 35%Fe)	+90	(CoO-Fe ₂ O ₃)	
Феррит железа (магнетит)	+40	Соединение TbFe ₂ :	
FeO·Fe ₂ O ₃		поликристалл	+1200
		монокристалл	+2400

Магнитные пленки представляют собой слои магнитного вещества толщиной от долей микрометров до нескольких микрометров, нанесенные на немагнитную подложку методом вакуумного испарения, катодного и магнетронного распыления, электролитического осаждения.

В качестве подложки для плоских магнитных пленок используют стекла, ситаллы, кварцевые пластины, немагнитные металлы, не покрытые или покрытые диэлектрической пленкой из SiO , SiO_2 , Al_2O_3 и другие материалы, а для цилиндрических магнитных пленок используют микропровода диаметром 100...300 мкм на основе *Be-Cu* или только *Cu*, а также остеклованные микропровода. Подложка должна быть тщательно обработана и очищена.

Наиболее широко применяются пленки из сплавов *Fe-Ni*, *Fe-Ni-Co*, *Mn-Bi* и др. Указанный диапазон толщин пленок обусловлен тем, что при больших толщинах пленки приближаются по свойствам к массивным образцам, а при значительно меньших толщинах ферромагнетизм постепенно исчезает.

Контрольные вопросы раздел «Магнитные материалы».

1. Чем определяются магнитные свойства вещества?
2. Как классифицируются вещества по магнитным свойствам?
3. Описать процесс намагничивания ферро- и ферримагнетиков.
4. Описать процесс перемагничивания ферро- и ферримагнетиков.
5. В чем заключаются потери на гистерезис в ферро- и ферримагнетиках?
6. В чем заключаются потери на вихревые токи ферро- и ферримагнетиков? Указать способы их уменьшения.
7. Что называется точкой Нееля?
8. Привести и объяснить зависимость $\mu = f(t^{\circ}C)$ ферро- и ферримагнетиков.
9. Привести и объяснить зависимость $\mu = f(H)$ ферро- и ферримагнетиков.
10. Привести и объяснить зависимость $\mu = \varphi(f)$ ферро- и ферримагнетиков.
11. Магнитомягкие и магнитотвердые материалы, их отличие и область применения.
12. Описать явление магнитострикции и указать его использование.
13. Какие магнитные материалы могут быть использованы в устройствах высоких и сверхвысоких частот? Объяснить почему?
14. Указать особенности и способы получения текстурированных магнитных материалов.
15. Что из себя представляют магнитодиэлектрики? Области их применения.

16. Что понимают по температурой точки Кюри для ферро- и ферримагнетиков?
17. Можно ли из магнитотвердого материала изготовить магнитопровод трансформатора? Ответ обосновать.
18. Какие магнитные материалы могут быть использованы в электротехнических устройствах промышленной частоты? Обосновать ответ.
19. Что из себя представляют ферриты? Область их применения.
20. Какие магнитные материалы могут быть использованы в устройствах звуковых частот? Ответ обосновать.
21. Почему магнитопроводы электрических машин и трансформаторов выполняют шихтованными, т.е. состоящими из отдельных пластин?

Часть 2. Проводниковые материалы

Глава 3. Общие представления

В качестве проводников электрического тока могут быть использованы твердые тела, жидкости и при соответствующих условиях – газы.

Твердыми проводниками являются металлы и их сплавы, а также некоторые модификации углерода. К *жидким проводникам* относят расплавленные металлы, а также водные растворы солей, кислот, щелочей (электролиты). Все газы и пары, в том числе и пары металлов, при сравнительно низких температурах, достаточно малых значениях напряженности электрического поля являются хорошими диэлектриками. Однако, при очень высоких температурах и при высоких напряженностях электрического поля в газах начинаются ионизационные процессы. В этом случае газ становится проводником с электронной и ионной электропроводностью. Сильно ионизированный газ при равенстве количества свободных электронов и положительно заряженных ионов в единице объема представляют собой особую проводящую среду, называемую *плазмой*.

Механизм прохождения тока через твердые и жидкие металлы обусловлен направленным движением (дрейфом) свободных электронов под воздействием электрического поля. Следовательно, металлы в твердом и жидком состоянии обладают электронной электропроводностью и называются *проводниками I-го рода*.

Механизм прохождения тока через электролиты обусловлен направленным движением положительно и отрицательно заряженных ионов. Следовательно, электролиты обладают ионной электропроводностью и называются *проводниками II рода*. Прохождение тока через электролиты связано с явлением электролиза. В соответствии с законами Фарадея состав и свойства электролита при прохождении через него электрического тока меняются со временем.

В связи с этим, с точки зрения использования в технике наибольший интерес представляют электронные (металлические) проводники. Металлические проводники являются основным типом проводниковых материалов, применяемых в электро- и радиотехнике. С точки зрения зонной теории твердых тел проводники – это вещества, у которых валентная зона вплотную примыкает или перекрывается зоной проводимости (см. Общие положения).

Согласно классической электронной теории металлов, твердый проводник представляют в виде системы узлов кристаллической ионной решетки, внутри которой находится «электронный газ». «Электронный газ» образован коллективизированными (свободными) электронами. В коллективизированное состояние от каждого атома отделяется по крайней мере один валентный электрон.

Применение классических представлений и законов статистики обычных газов к «электронному газу» дало возможность математически описать найденные ранее экспериментально законы: закон электропроводности (закон Ома); закон потерь электрической энергии (закон Джоуля-Ленца), а также установить связь между электропроводностью и теплопроводностью (закон Видемана-Франца-Лорентца). Но ряд вопросов не мог быть разрешен с помощью классической электронной теории. Например: а) несоответствие теоретических и экспериментальных зависимостей электропроводности от температуры; б) теоретическая теплоемкость металлов выше экспериментальной и т.д. Эти затруднения были разрешены только с появлением квантовой механики. В отличие от классической электронной теории, согласно квантовой механике, электронный газ находится в состоянии «вырождения». В этом состоянии энергия электронного газа почти не зависит от температуры. Следовательно, тепловое движение практически не изменяет энергию электрона. В состоянии аналогичное обычному газу, электронный газ приходит лишь при температурах порядка 1000 К. Тем не менее, как из классической, так и из квантовой теории следует, что именно благодаря металлической связи металлы обладают хорошей электро- и теплопроводностью, а также высокой пластичностью.

Глава 4. Основные свойства и характеристики проводниковых материалов

4.1. Удельное сопротивление или удельная проводимость проводников

Поскольку каждый атом проводникового материала отдает в «электронный газ» как минимум один электрон, концентрация свободных носителей зарядов в проводниках чрезвычайно велика. Так, например, концентрация n свободных электронов в $Ag - 5,9 \cdot 10^{28}$, $Cu - 8,5 \cdot 10^{28}$, $Al - 8,3 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$. Величина концентрации свободных электронов практически не зависит от температуры, что резко отличает проводниковые материалы от полупроводниковых и диэлектрических.

Диапазон значений удельного сопротивления ρ металлических проводников (при нормальной температуре) – от 0,016 для серебра и до ≈ 10 мкОм·м для некоторых сплавов, т.е. он охватывает всего три порядка. Значения ρ некоторых металлов даны в табл.4.1. Удельная проводимость γ проводников выражается в единицах, обратных единицам ρ , обычно – в МСм/м.

Согласно классической теории металлов под действием электрического поля напряженностью E свободные электроны помимо скорости тепло-

вых движений v_m приобретают компонент «электрической» скорости v_ε , имеющий направление, противоположное направлению вектора E .

Таблица 4.1.

МЕТАЛЛ	$T_{пл}, ^\circ C$	$D, мг/м^3$	$C, Дж/(кг\cdot K)$	$\lambda, Вт/(м\cdot K)$	$TK\ell, 10^{-6}\cdot K^{-1}$	$\rho, мкОм\cdot м$	$TK\rho, 10^{-4}\cdot K^{-1}$	$W_{в.э}, эВ$
Ртуть <i>Hg</i>	-38,9	13,55	138	10	61	0,958	9	4,5
Галлий <i>Ga</i>	29,7	5,91	385	-	183	0,56		
Натрий <i>Na</i>	97,7	0,97	1260	125	70	0,046	50	2,3
Индий <i>In</i>	156	7,28	243	25	25	0,09	47	
Олово <i>Sn</i>	232	7,31	226	65	23	0,12	44	4,4
Кадмий <i>Cd</i>	321	8,65	230	93	30	0,076	42	4,0
Свинец <i>Pb</i>	327	11,4	130	35	29	0,21	37	
Цинк <i>Zn</i>	420	7,14	390	111	31	0,059	40	4,4
Магний <i>Mg</i>	651	1,74	1040	167	26	0,045	42	3,6
Алюминий <i>Al</i>	657	2,70	922	209	24	0,028	42	4,3
Серебро <i>Ag</i>	961	10,5	234	415	19	0,016	40	4,4
Золото <i>Au</i>	1063	19,3	126	293	14	0,024	38	4,8
Медь <i>Cu</i>	1083	8,94	385	390	16	0,0172	43	4,3
Бериллий <i>Be</i>	1284	1,83	200	167	13	0,04	60	3,9
Никель <i>Ni</i>	1455	8,90	444	95	13	0,073	65	5,0
Кобальт <i>Co</i>	1490	8,71	435	79	12	0,062	60	-
Железо <i>Fe</i>	1535	7,87	452	73	11	0,098	60	4,5
Палладий <i>Pa</i>	1554	12,2	243	72	12	0,11	38	4,8
Титан <i>Ti</i>	1680	4,5	577	15	8	0,42	44	4,1
Платина <i>Pt</i>	1773	21,4	134	71	9	0,105	39	5,3
Торий <i>Th</i>	1850	11,5	113	-	11	0,186	23	3,3
Цирконий <i>Zr</i>	1860	6,4	276	17	5,4	0,41	45	3,8
Ниобий <i>Nb</i>	2415	8,6	272	50	7,2	0,18	30	4,0
Молибден <i>Mo</i>	2620	10,2	264	151	5,1	0,057	46	4,2
Тантал <i>Ta</i>	2970	16,6	142	54	6,5	0,135	38	4,1
Рений <i>Re</i>	3180	20,5	138	71	4,7	0,21	32	4,8
Вольфрам <i>W</i>	3380	19,3	218	168	4,4	0,055	46	4,5

Примечание: Металлы расположены в порядке возрастающей температуры плавления $T_{пл}$. Для $T_{пл}$ даны значения при нормальном давлении; плотность D , удельная теплоемкость C , коэффициент теплопроводности λ , температурные коэффициенты линейного расширения $TK\ell$ и удельного сопротивления $TK\rho$, удельное сопротивление ρ , работа выхода электрона $W_{в.э}$ даны при нормальных температуре и давлении.

При геометрическом сложении скоростей свободных электронов в некотором объеме металла хаотически направленные скорости v_m дают в сумме нуль, а v_ε определяют дрейф электронов. В промежутках между двумя последовательными соударениями свободного электрона с узлами кристаллической решетки v_ε равномерно возрастает от нуля с ускорением $a = F/m$, где F – действующая на электрон сила, равная $F = E \cdot e$; e – заряд электрона и m – его масса. При обычных условиях для металлов $v_m \gg v_\varepsilon$

(v_m порядка 10^5 м/с, а $v_{\text{э}}$ при $E = 1$ В/м порядка всего лишь 10^{-3} м/с), так что среднее время свободного пробега между двумя соударениями с узлами решетки τ определяется как отношение средней длины свободного пробега ℓ к средней скорости теплового движения электронов: $\tau = \ell/v_m$. Полагая, что кинетическая энергия теплового движения электрона $mv_m^2/2$ определяется, как и энергия молекулы идеального газа, выражением $(3/2) \cdot kT$ (где k – постоянная Больцмана, T – термодинамическая температура) и используя формулы (0.1) и (0.3), получаем выражение для удельного сопротивления металла, в которое входит и температура T :

$$\rho = 2(3mkT)^{1/2} n^{-1} e^{-2} \ell^{-1}. \quad (4.1)$$

Таким образом, при независимости n и ℓ от температуры, ρ металлов должно быть прямо пропорционально \sqrt{T} . Современная квантовая физика вносит существенные уточнения в изложенные элементарные рассуждения (в частности, изменяется форма зависимости ρ от T), но сущность решения не изменяется.

Для различных металлов ρ в основном определяется значением ℓ , которое в свою очередь зависит от структуры проводника. Чистые металлы с наиболее правильной кристаллической решеткой характеризуются наименьшими значениями удельного сопротивления; примеси, искажая решетку, приводят к увеличению ρ . Такой же вывод можно сделать, исходя из волновой природы электронов. Рассеяние электронных волн происходит на дефектах кристаллической решетки, которые соизмеримы с расстоянием порядка четверти длины волны электрона; нарушения меньших размеров не вызывают заметного рассеяния волн. В металлическом проводнике, где длина волны электрона порядка 5 \AA , микродефекты создают значительное рассеяние, уменьшающее подвижность электронов и, следовательно, приводят к росту ρ .

Зависимость удельного сопротивления металлов от температуры

Введем понятие *температурного коэффициента*, которым будем пользоваться и в дальнейшем. Температурный коэффициент (TK) какого-либо параметра z материала или радиоэлектронного компонента – это логарифмическая производная этого параметра по температуре:

$$TKz = \frac{1}{z} \frac{dz}{dT} = \frac{d}{dT} \ln z. \quad (4.2)$$

Размерность TK обратна размерности температуры и все TK выражаются в (K^{-1}). Положительный знак TK z при $z > 0$ соответствует случаю, когда z при возрастании T в окрестностях данной точки возрастает, и наоборот. Если z , в свою очередь, является функцией нескольких зависящих от T величин x, y, \dots вида $z = Ax^m y^n \dots$, где A, m, n, \dots – постоянные, то

$$TK_z = m TK_x + n TK_y + \dots \quad (4.3)$$

Величина удельного сопротивления металлов при повышении T возрастает. Следовательно, температурный коэффициент удельного сопротивления металлов:

$$TK_\rho = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dT} \quad (4.4)$$

величина положительная. Согласно классической теории, TK_ρ чистых металлов в твердом состоянии должен быть близок к TK объема идеальных газов, т. е. к $1/273 = 0,00367 \text{ K}^{-1}$.

При фазовом переходе из одного агрегатного состояния в другое сопротивление металлов растет скачкообразно (рис.4.1).

Рост ρ металлов при повышении температуры обусловлен тем, что с ростом температуры возрастает амплитуда ангармонических тепловых колебаний узлов кристаллической решетки. Вследствие этого возрастает вероятность столкновения дрейфующих под действием сил электрического поля электронов с этими узлами. При этом уменьшается длина свободного пробега электрона и уменьшается его подвижность.

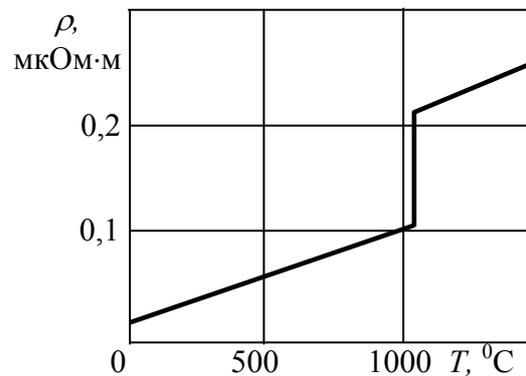


Рис.4.1. Зависимость удельного сопротивления меди от температуры: скачок при температуре плавления 1083°C .

Зная значение ρ_0 материала при температуре T_0 и его температурный коэффициент, удельное сопротивление проводника ρ_1 при температуре T_1 можно рассчитать по формуле:

$$\rho_0 = \rho_1 \cdot [1 + TK_\rho \cdot (T_1 - T_0)].$$

Изменение удельного сопротивления металлов при деформациях

Изменение ρ при упругом растяжении или сжатии можно приближенно оценивать формулой

$$\rho = \rho_0 \cdot (1 \pm s\sigma), \quad (4.5)$$

где ρ – удельное сопротивление металла при механическом напряжении σ , ρ_0 – удельное сопротивление металла, не подверженного механическому воздействию; s – коэффициент, характеризующий данный металл. Знак «плюс» в (4.5) соответствует растяжению, «минус» – сжатию.

Изменение ρ при упругих деформациях объясняется изменением амплитуды колебаний узлов кристаллической решетки металла. При растяжении амплитуда колебаний увеличивается, при сжатии – уменьшается. Увеличение амплитуды колебаний узлов обуславливает уменьшение подвижности носителей зарядов и, как следствие, возрастание ρ . Уменьшение

амплитуды колебаний, наоборот, приводит к уменьшению ρ .

Пластическая деформация, как правило, повышает ρ металлов в результате искажения кристаллической решетки. При рекристаллизации путем термической обработки (отжига) ρ может быть вновь снижено до первоначального значения.

Иногда наблюдающееся при деформациях сжатия уменьшение удельного сопротивления объясняется вторичными явлениями - уплотнением металла, разрушением оксидных пленок и т.д.

При воздействии высоких гидростатических давлений характер изменения ρ у металлов может быть весьма различным. Могут наблюдаться повышения, понижения и обусловленные полиморфными переходами (изменения кристаллической структуры вещества) скачкообразные изменения ρ . Такие скачки ρ (висмута, бария, таллия, свинца и др.) при изменении гидростатического давления используют в качестве реперных точек при измерениях высоких давлений.

Удельное сопротивление сплавов

Как указывалось, примеси и нарушения правильной структуры металлов ведут к увеличению их удельного сопротивления.

Значительное возрастание ρ наблюдается при сплавлении двух металлов в том случае, если они образуют *твердый раствор*, т.е. создают при отвердевании совместную кристаллизацию и атомы одного металла входят в кристаллическую решетку другого.

Зависимость удельного сопротивления сплава двух металлов, образующих твердый раствор, от процентного содержания каждого из них представлена на рис.4.2 (кривая а). Кривая имеет максимум, соответствующий некоторому определенному соотношению компонентов сплава. При уменьшении содержания каждого из компонентов, ρ падает, приближаясь к соответствующим значениям ρ чистых металлов. Обычно наблюдается определенная закономерность и в изменении $TK\rho$: относительно высокими значениями $TK\rho$ обладают чистые металлы, а у сплавов $TK\rho$ меньше и даже может приобретать небольшие по абсолютной величине отрицательные значения (рис.4.2 кривая б). Это объясняется тем, что у сплавов изменение ρ вызывается не только изменением подвижности носителей заряда, но в некото-

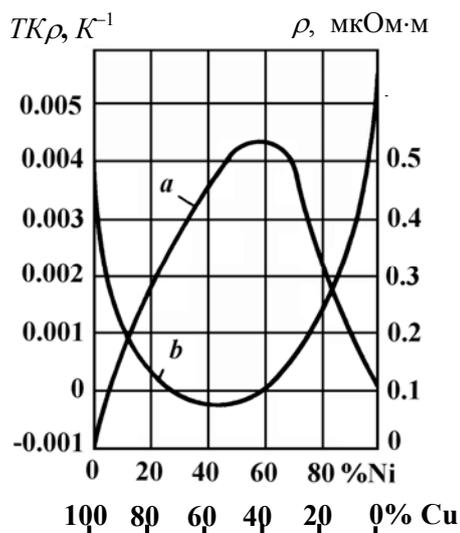


Рис. 4.2. Зависимости (а) ρ и (б) $TK\rho$ сплавов системы $Cu-Ni$ от состава (в процентах по массе)

рых случаях и возрастанием концентрации носителей при повышении температуры.

Если же сплав двух металлов создает отдельную кристаллизацию (т.е. компоненты сплава не образуют твердого раствора, и искажение кристаллической решетки каждого из компонентов не имеет места), то ρ сплава приближенно определяется арифметическим правилом смешения.

4.2. Теплопроводность металлов

Тепло через металл передается в основном теми же свободными электронами, которые определяют и электропроводность металлов; количество их в единице объема металла весьма велико. Поэтому, как правило, коэффициент теплопроводности λ металлов много больше, чем λ диэлектриков. Очевидно, что при прочих равных условиях, чем больше удельная электрическая проводимость металла, тем больше его коэффициент теплопроводности λ . При повышении температуры, когда подвижность электронов в металле и соответственно его удельная проводимость γ уменьшаются, отношение коэффициента теплопроводности металла к его удельной электрической проводимости λ/γ должно возрасти. Математически это выражается законом Видемана-Франца-Лорентца:

$$\lambda/\gamma = L_0 T, \quad (4.6)$$

где T – абсолютная температура [K]; L_0 – число Лорентца, равное

$$L_0 = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k^2}{e^2}. \quad (4.7)$$

Подстановка в (4.7) значений постоянной Больцмана $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К и заряда электрона $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл дает $L_0 = 2,45 \cdot 10^{-8}$ В²/К².

Закон Видемана-Франца-Лорентца для большинства металлов хорошо подтверждается при температурах, близких к нормальной или несколько повышенных.

Проверим справедливость этого закона для меди при нормальной температуре. Подставляя в формулу (4.6) параметры меди: $\gamma=57 \cdot 10^6$ См/м и $\lambda = 390$ Вт/(м·К), получаем (при $T = 293$ К) $L_0 = 2,54 \cdot 10^{-8}$ В²/К², что весьма близко к теоретическому значению. При нормальной температуре для алюминия $L_0=2,1 \cdot 10^{-8}$, для свинца и олова $2,5 \cdot 10^{-8}$, для железа $2,9 \cdot 10^{-8}$ В²/К².

Однако в области низких температур коэффициент при T в уравнении (4.6) уже не остается неизменным: так, для меди при охлаждении он проходит через минимум, а при приближении к абсолютному нулю вновь близок к теоретическому значению L_0 .

4.3. Термоэлектродвижущая сила

При соприкосновении двух различных металлов между ними возникает *контактная разность потенциалов*, обусловленная различием значений работы выхода электронов (см. табл.4.1) и различием значений концентрации свободных электронов соприкасающихся металлов.

Если температуры точек соприкосновения («спаев», как часто говорят, имея в виду применение рассматриваемого явления в термопарах) одинаковы, то сумма разностей потенциалов в замкнутой цепи из двух (или большего числа) металлов равна нулю. Если же один из спаев (для случая цепи из двух металлов *A* и *B*) имеет температуру T_1 , а другой T_2 , причем $T_1 \neq T_2$, между спаями возникает термо-э.д.с. (рис.4.3) :

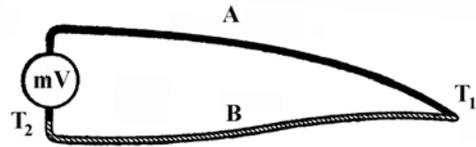


Рис. 4.3. Схема термопары.

$$U = \frac{k}{e} (T_1 - T_2) \ln \frac{n_A}{n_B}, \quad (4.8)$$

где n_A и n_B – концентрации свободных электронов в металлах *A* и *B* соответственно; k и e – постоянная Больцмана и заряд электрона.

Формулу (4.8) можно записать в виде :

$$U = K (T_1 - T_2), \quad (4.9)$$

где K – постоянный для данной пары проводников коэффициент («коэффициент термо-э.д.с.»), то есть термо-э.д.с. пропорциональна разности температур спаев.

Провод, составленный из двух изолированных по длине друг от друга проволок из различных металлов или сплавов («термопара»), может быть использован для измерения температур. В термопарах используют проводники, имеющие большой по величине и стабильный коэффициент термо-э.д.с. Наоборот, для обмоток измерительных приборов и эталонных резисторов стремятся применять проводниковые металлы и сплавы с возможно меньшим коэффициентом термо-э.д.с. относительно меди, чтобы избежать появления в измерительных схемах паразитных термо-э.д.с., которые могли бы вызвать ошибки при точных измерениях.

4.4. Температурный коэффициент линейного расширения проводников

Согласно (4.2), температурный коэффициент линейного расширения:

$$TK\ell = \frac{1}{\ell} \cdot \frac{d\ell}{dT}, [K^{-1}] \quad (4.10)$$

где ℓ – произвольный линейный размер изделия из данного материала. Этот коэффициент важен не только с точки зрения работы различных сопряженных материалов в той или иной конструкции (возможность растрескивания, или нарушения вакуум-плотного соединения со стеклами, керамикой и др. при изменении температуры). Он необходим также для расчета температурного коэффициента электрического сопротивления провода :

$$TKR = TK\rho - TK\ell . \quad (4.11)$$

Для чистых металлов, обычно $TK\ell \ll TK\rho$, т.е. для них можно считать приближенно $TKR = TK\rho$. Однако для сплавов, имеющих малый $TK\rho$ формула (4.11) имеет существенное практическое значение.

Значение $TK\ell$ твердых металлов возрастает при повышении температуры и приближении к температуре плавления. Поэтому при нормальной температуре легкоплавкие металлы обычно имеют сравнительно высокие, а тугоплавкие сравнительно низкие значения $TK\ell$.

4.5. Механические свойства проводников

Эти свойства характеризуются пределом прочности при растяжении σ_p , относительным удлинением при разрыве $\Delta\ell/\ell$, хрупкостью, твердостью и другими параметрами.

Механические свойства металлических проводников в весьма большой степени зависят от механической и термической обработки, от наличия примесей и т. п. Например, отжиг приводит к уменьшению σ_p меди при растяжении в 1,5 – 2 раза и увеличению $\Delta\ell/\ell$ в 15 – 20 раз.

4.6. Криопроводимость и сверхпроводимость.

При снижении температуры в металлических проводниках уменьшается амплитуда ангармонических тепловых колебаний узлов кристаллической решетки. Вследствие этого уменьшается вероятность столкновения дрейфующих под действием электрического поля электронов с ионами решетки и величина сопротивления проводника уменьшается.

При достижении критических температур (ниже 100К) удельная проводимость металлов возрастает в сотни и тысячи раз по сравнению с проводимостью при нормальной температуре. Подобное явление получило название *криопроводимости* или *гиперпроводимости*, а материалы, обладающие этими свойствами, соответственно называют *криопроводниками* или *гиперпроводниками*. Для достижения особо высоких значений криопроводимости необходима высокая частота и минимальное число искажений кристаллической решетки металла. В качестве криопроводников наибольшее применение находят медь, алюминий и бериллий.

В 1911 году голландский ученый Г. Каммерлинг-Оннес обнаружил, что при охлаждении до температуры $4,2\text{ K}$ сопротивление кольца из замороженной ртути внезапно падает практически до нуля. Это исчезновение электрического сопротивления, т.е. появление бесконечной удельной проводимости материала, было названо *сверхпроводимостью*. Температура, при которой совершается переход вещества в сверхпроводящее состояние, называют *температурой сверхпроводящего перехода* $T_{кр}$. Переход в сверхпроводящее состояние является обратимым.

В дальнейшем помимо ртути явление сверхпроводимости было обнаружено и у других материалов. Такие материалы получили название *сверхпроводников*. В настоящее время известно 27 простых сверхпроводников (чистых металлов) и более тысячи сложных (сплавов и соединений). Параметры некоторых сверхпроводников приведены в табл. 4.2.

Таблица 4.2.

Ориентировочные значения свойств некоторых сверхпроводников

Мягкие			Твердые		
Материал	$T_{кр},$ К	$B_{кр},$ Тл	Материал	$T_{кр},$ К	$B_{кр},$ Тл
Алюминий (<i>Al</i>)	1,2	0,010	Сплав 44% <i>Nb</i> +56% <i>Ti</i>	8,7	12
Ртуть (<i>Hg</i>)	4,2	0,041	Сплав 50% <i>Nb</i> +50% <i>Zr</i>	9,5	11
Свинец (<i>Pb</i>)	7,2	0,080	Галлид ванадия V_3Ga	14	50
Ниобий (<i>Nb</i>)	9,4	0,195	Станнид ниобия Nb_3Sn	18	22

Если сверхпроводник поместить в магнитное поле, то при достижении критического значения напряженности $H_{кр}$ состояние сверхпроводимости разрушается. Это может быть вызвано также магнитным полем критического тока $I_{кр}$, проходящего по сверхпроводнику.

Очень важным свойством сверхпроводников является *эффект вытеснения постоянного магнитного поля* из объема сверхпроводника.

В зависимости от поведения в магнитном поле выделяют два основных типа сверхпроводников.

Сверхпроводники I рода (мягкие) характеризуются резким переходом в сверхпроводящее состояние при одном (фиксированном) значении $H_{кр}$. При этом происходит полное вытеснение магнитного поля из объема сверхпроводника.

Сверхпроводники II рода (твердые) характеризуются при переходе в сверхпроводящее состояние двумя значениями $H_{кр1}$ и $H_{кр2}$. Область $H_{кр1} - H_{кр2}$ соответствует смешанному состоянию проводимости материала (сверхпроводимость и криопроводимость) и частичному вытеснению магнитного поля из объема материала.

Необходимо отметить, что термины *мягкий* и *твердый* не характеризует механических свойств материалов. Эти термины связаны с малым

значением $H_{кр}$ у «мягких» и высоким значением $H_{кр}$ у «твёрдых» сверхпроводников.

Для конкретного сверхпроводника каждому значению T_i ($T_i < T_{кр}$) соответствует свое значение H_i ($H_i > H_{кр}$). Совокупность значений T_i и H_i разграничивают области сверхпроводящего состояния и состояния обычной проводимости материала.

Физическая сущность явления сверхпроводимости весьма сложна и до конца не изучена. При рассмотрении этого явления необходимо учитывать зонную теорию твёрдых тел и квантово-механические представления.

4.7. Поверхностный эффект

Если в однородном проводнике течёт постоянный ток, то плотность тока \mathbf{j} одинакова в каждой точке сечения проводника. В случае переменного тока наибольшая плотность тока наблюдается на поверхности, а наименьшая на оси круглого проводника. Это явление получило название *поверхностного* или *скин-эффекта* (от англ. skin – кожа).

Переменный ток I частотой f вызывает возникновение переменного поля H , которое, в свою очередь, вызывает возникновение индукционных вихревых токов I_{EC} в объёме проводника (см. рис.4.4). При этом, происходит «выдавливание» электрического поля из объёма проводника. В результате, в поверхностном слое проводника ток увеличивается, а по мере приближения к оси проводника – убывает.

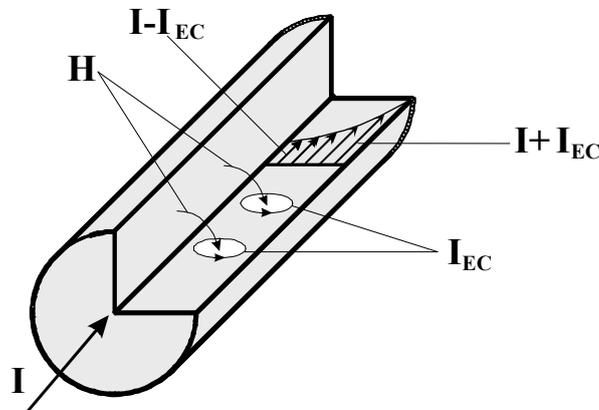


Рис. 4.4. Поверхностный эффект в одиночном проводнике.

Приближённо закон распределения плотности тока $\mathbf{j}(r)$ от расстояния r до оси круглого проводника имеет вид:

$$\mathbf{j}(r) = \mathbf{j}_0 \exp(-rK), \quad (4.12)$$

где \mathbf{j}_0 – плотность тока у поверхности, а коэффициент затухания K зависит от частоты тока, магнитной проницаемости и удельной проводимости материала проводника.

Согласно (4.12), на расстоянии $r = 1/K$ от поверхности, плотность тока спадает в e раз. Поэтому величину

$$\delta = 1/K \quad (4.13)$$

называют *глубиной проникновения* или *толщиной скин-слоя*. Толщина скин-слоя уменьшается с ростом частоты. Так, при $f=50$ Гц, в меди ($\mu=1$, $\gamma=580$ кСм/см) $\delta=9,4$ мм, а в стали ($\mu=1$, $\gamma=580$ кСм/см) $\delta=0,74$ мм. При возрастании частоты f до 0,5 МГц, δ уменьшается в 100 раз.

Вследствие скин-эффекта при больших частотах ток течёт через узкий поверхностный слой проводника, что приводит к увеличению сопротивления. Поэтому на радиочастотах применяют полые (трубчатые) проводники, а для уменьшения потерь на высоких частотах поверхности проводников, а также внутренние поверхности волноводов покрывают слоем металла с высокой проводимостью (*Ag, Au*).

Глава 5. Классификация проводниковых материалов

По характеру применения в технике проводниковые материалы разделяют на *металлы и сплавы высокой проводимости, металлы и сплавы с высоким удельным сопротивлением, металлы и сплавы различного назначения*.

5.1. Металлы и сплавы с высокой проводимостью

К металлам и сплавам высокой проводимости предъявляют следующие требования: минимальное значение ρ ; достаточно высокие механические свойства, главным образом предел прочности при растяжении σ_p и относительное удлинение при разрыве $\Delta l/l$; хорошая технологичность (способностью к пластическим деформациям, пайке, сварке); достаточно высокая стойкость к действию агрессивных сред. Материалы высокой проводимости применяют для изготовления обмоточных и монтажных проводов, различного вида токоведущих частей.

Наиболее распространенными материалами высокой проводимости в электротехнике являются: медь, алюминий, серебро и сплавы на их основе, а также железо и сплавы на его основе; в электронной технике также используют золото, платину, палладий.

Проводниковая медь является лучшим после серебра проводниковым материалом высокой проводимости. Широкое применение меди в качестве проводникового материала обусловлено рядом ценных свойств этого металла: малое удельное электрическое сопротивление $\rho=0.01724$ мкОм·м при 20⁰С, что является электротехническим стандартом, по отношению к которому выражают ρ других проводниковых материалов; высокая механиче-

ская прочность; удовлетворительная коррозионная стойкость; хорошая технологичность.

Примеси других металлов (включая и серебро) резко снижают проводимость меди. Поэтому для основных марок проводниковой меди допускается содержание примесей не более 0.1% для марки М1 и 0.05% для марки М0.

Кроме того, содержание кислорода, существенно ухудшающего механические свойства меди, допускается не более 0.08% и 0.02% для соответствующих марок.

В электровакуумной технике применяют более чистую медь, не содержащую кислорода и летучих примесей (*Zn, Pb, Bi*); *бескислородную медь* марки М0. Она содержит не более 0,03% примесей. Еще более чистой является *вакуумная медь* марки МВ с содержанием примесей не более 0,01%.

Как проводниковый материал используют *твердую медь* марки МТ и *мягкую медь* марки ММ. *Твердая (твердотянутая) медь* при холодной прокатке (волочении) приобретает повышенную твердость, упругость, более высокий предел прочности растяжения, большую величину ρ . После отжига при температуре в несколько сотен градусов получают *мягкую (отоженную) медь*, которая пластична, имеет проводимость на (3–5)% выше чем у твердой меди, характеризуется большим удлинением при разрыве. К недостаткам отоженной меди следует отнести небольшую прочность и пониженную твердость.

Применение твердой и мягкой меди различно. Твердую медь применяют там, где требуется обеспечить высокую механическую прочность, твердость и сопротивляемость к истиранию: для изготовления коллекторных узлов электрических машин, контактных проводов, шин распределительных устройств и т.д.

Мягкую медь используют для изготовления обмоточных и монтажных проводов, токоведущих жил кабелей, где важны гибкость и пластичность, а прочность не имеет существенного значения.

Из специальных электровакуумных сортов меди изготавливают аноды мощных генераторных ламп, детали СВЧ-устройств. Медь достаточно дорогой и дефицитный материал.

В отдельных случаях помимо чистой меди в качестве проводниковых материалов используют ее сплавы: *бронзы* и *латуни*.

Бронзы – это медь с небольшим (до 10%) содержанием легирующих примесей: *Sn, Si, P, Be, Cr, Mg, Ca* и др. Она имеет более высокие механические свойства. Бронзы применяют при изготовлении токопроводящих пружинящих контактов и пружин точных приборов.

Латуни – это сплавы меди с цинком обладают достаточно высоким относительным удлинением при повышенном пределе прочности на рас-

тяжение по сравнению с чистой медью. Латунь применяют для изготовления различных токоведущих частей.

Проводниковый алюминий имеет удельное электрическое сопротивление $0,026 \text{ мкОм}\cdot\text{м}$, т.е. оно в 1,63 раза выше ρ меди. Но алюминий примерно в 3,5 раза легче меди. Следовательно, если сравнить два отрезка алюминиевого и медного проводов одной и той же длины и с одинаковым сопротивлением, то окажется, что алюминиевый провод толще медного, но легче примерно в 2 раза. Кроме того, преимущество алюминиевых проводов состоит в том, что они сравнительно дешевы.

Для электротехнических целей используют алюминий марки *AE* содержащий не более 0,5% примесей. Еще более чистый алюминий марки *AB00* содержит не более 0,03% примесей применяют для изготовления алюминиевой фольги, электродов и корпусов электролитических конденсаторов. Алюминий наивысшей чистоты *AB000* используемый в полупроводниковом производстве содержит не более 0,001% примесей. Из алюминия прокатывается тонкая фольга (толщина до 6-7 мкм), применяемая в качестве обкладок конденсаторов. Алюминий на воздухе активно окисляется и покрывается тонкой, плотной оксидной пленкой Al_2O_3 с большим электрическим сопротивлением. Эта пленка предохраняет алюминий от дальнейшей коррозии, но создает большое переходное сопротивление в местах контакта.

Для воздушных линий электропередач используют *сплавы Al*, из которых следует отметить сплав *алдрей* (0,3 – 0,5% *Mg*, 0,4 – 0,7% *Si*, 0,2 – 0,3% *Fe*, остальное *Al*). Такой сплав по весу и проводимости близок к чистому *Al*, а по механической прочности приближается к твёрдотянутой меди.

Серебро в нормальных условиях имеет самое малое удельное электрическое сопротивление ($\rho=0.016 \text{ мкОм}\cdot\text{м}$) устойчиво к окислению. Высокие механические свойства серебра позволяют промышленно изготовить из него проводники различного диаметра вплоть до 15 мкм. Как проводник серебро используется в виде гальванических покрытий в проводниковых элементах *ВЧ* и *СВЧ* устройств. Особенностью серебра является его способность образовывать при выжигании или напылении прочные покрытия на диэлектрических материалах. Это свойство серебра широко используется при производстве малогабаритных конденсаторов. Однако необходимо учитывать, что при повышенных температурах и влажности атомы серебра способны мигрировать по поверхности и в объём диэлектрика, что может вызвать нарушение работы устройств. В чистом виде и в сплавах серебро широко используется как материал для изготовления различного рода контактов.

Железо (сталь) – наиболее дешёвый и доступный материал, обладающий высокой механической прочностью, в ряде случаев используется в качестве проводникового материала. Даже чистое железо имеет более высокое по сравнению с медью и алюминием удельное электрическое сопро-

тивление ($\rho=0.098$ мкОм·м). Значение ρ стали за счет наличия примесей еще выше. В переменных электрических полях в железе, как магнитном материале, сильно проявляется поверхностный эффект. Железо имеет высокий температурный коэффициент сопротивления ($TK\rho=6\cdot 10^{-3}$ К⁻¹). В связи с этим тонкая железная проволока, помещенная для защиты от окисления в баллон, заполненный водородом, применяется в *барретерах* (стабилизаторах тока).

Проводники из благородных металлов. Материалы этой группы (золото, платина, палладий) относятся к числу материалов с наибольшей химической стойкостью к агрессивным средам.

Золото обладает достаточно высокой электрической проводимостью ($\rho=0.024$ мкОм·м) и исключительно высокой пластичностью, что позволяет получить фольгу толщиной 0.08 мкм. Это в 250 раз тоньше человеческого волоса. В электротехнике и электронной технике золото используют как контактный коррозионно устойчивый материал, для изготовления электродов фотоэлементов, для вакуумного напыления пленочных микросхем.

Платина – светло-серый металл практически не взаимодействующий с кислородом и весьма стойкий к возникновению химически активных реагентов. Высокая пластичность платины позволяет получать из нее микропровод диаметром до 1 мкм и весьма тонкую фольгу. Сочетание ряда ценных свойств платины и ее сравнительно низкое удельное электрическое сопротивление ($\rho=0.105$ мкОм·м) определяет ее широкое применение в электронной технике и приборостроении.

Платину в виде тонких нитей применяют для изготовления подвесок подвижных систем особо чувствительных приборов. Платину и особенно ее сплавы повышенной твердости используют как контактный материал. Платиносодержащие вещества применяют для вжигания контактных площадок, электродов, на керамических изделиях различного назначения. Платина дает вакуумно-плотные слои в точных измерительных и электровакуумных приборах.

Палладий ($\rho=0.11$ мкОм·м) по многим свойствам близок к платине и в ряде случаев служит ее заменителем.

5.2. Металлы и сплавы с высоким удельным сопротивлением.

К металлам и сплавам с высоким удельным сопротивлением предъявляются следующие требования: высокое значение ρ ; стабильное значение ρ во времени; малый температурный коэффициент сопротивления $TK\rho$; малый коэффициент термоЭДС в паре с медью (за исключением материалов для термопар); хорошая технологичность; способность длительно работать при высоких (до 1000⁰С) температурах. Материалы с высоким

удельным сопротивлением применяются в основном для изготовления образцовых резисторов и нагревательных элементов. Наиболее распространенными материалами для изготовления образцовых резисторов являются *манганин* и *константан*, а для изготовления нагревательных элементов – сплавы на основе железа, *нихромы*, *ферронихромы* и *фехрали* (*хромали*).

Манганин – назван из-за наличия в нем марганца, широко применяется для изготовления образцовых резисторов. Состав: *Cu* – 85%; *Mn* – 12%; *Ni* – 3%. Значение $\rho=0.42-0.48$ мкОм·м. $TK\rho$ весьма мал и составляет $(6\div 50)\cdot 10^{-6} K^{-1}$. Коэффициент термоЭДС в паре с медью составляет всего лишь 1–2 мкВ/К. Манганин может вытягиваться в тонкую (до диаметра 0,02 мм) проволоку. Предельно допустимая рабочая температура манганина не более 200⁰С.

В связи с тем, что величина сопротивления манганина линейно изменяется при изменении давления, он также используется для изготовления тензодатчиков.

Константан – сплав, содержащий около 60% меди и 40% никеля, имеет низкое значение $TK\rho$ порядка минус $(5-25)\cdot 10^{-6} K^{-1}$ (откуда название). Значение $\rho_v=(0,48-0,52)$ мкОм·м. Способен длительно работать при температурах до 450⁰С. Константан имеет повышенный коэффициент термоЭДС в паре с медью (44–55) мкВ/К. В связи с этим не допускается использование медных контактных проводников при подключении константановых образцовых резисторов. Однако константан может быть использован при изготовлении термопар, служащих для измерения температур до 350⁰С.

Сплавы системы *Fe – Cr – Ni* называют *нихромами* (15÷20)% *Cr*; (60÷80)% *Ni*; до 10% *Fe*.; а при повышенном содержании железа – *ферронихромами* (10÷15)% *Cr*; до 20% *Fe*; остальное *Ni*.

Сплавы системы *Fe – Cr – Al* называют *фехралями*: (20–40)% *Fe*; (60–70)% *Cr*; (5–10) *Al*; и *хромалими*: (5–10)% *Al* остальное *Cu*. Нихромы весьма технологичны, легко вытягиваются в тонкую проволоку диаметром несколько мкм. Они могут быть использованы для изготовления различных нагревательных элементов, в том числе и бытовых. Тонкие пленки нихромов могут быть использованы при изготовлении пленочных резисторов интегральных микросхем. Фехрали по сравнению с нихромами обладают меньшей стоимостью из-за отсутствия в их составе никеля, однако, они менее технологичны, более тверды и хрупки. Проволока и ленты фехралей могут быть получены лишь больших сечений. Это определяет их преимущественное использование в электронагревательных устройствах большой мощности. Величина удельного электрического сопротивления нихромов, ферронихромов, фехралей и хромалей лежит в пределах (1,0–1,5) мкОМ·м.

5.3. Металлы и сплавы различного назначения.

К металлам и сплавам различного назначения относят: материалы для термопар; тензометрические сплавы; контактные материалы; материалы электровакуумной техники; припой и ряд других.

Материалы для термопар характеризуются наибольшими предельно допустимыми величинами температур спая, коэффициентами термоЭДС и удельным электрическим сопротивлением ρ . Коэффициент термоЭДС не является постоянной величиной, а зависит от температуры. Обычно значения коэффициента термоЭДС в справочной литературе приводят для определенного температурного интервала, где он сохраняет постоянное значение. Предельно допустимая температура спая устанавливается для каждого типа термопар. Она показывает при какой предельной температуре возможно проведение достаточно точных и длительных измерений.

Для изготовления термопар применяют следующие сплавы: *копель* (44% Ni и 56% Cu), *алюмель* (95% Ni остальное Al, Si, Mn), *хромель* (90% Ni и 10% Cr), *платинородий* (90% Pt и 10% Rh).

В зависимости от величины измеряемых температур применяют следующие конструкции термопар:

1. *Платина – платинородий* – до 1600⁰С
2. *Хромель – алюмель* – до 1000⁰С
3. *Железо – константан; железо копель; хромель – копель* – до 600⁰С.
4. *Медь – константан; медь – копель* – до 350⁰С.
5. *Железо – золото* – может использоваться для измерения криогенных температур 10⁰ ÷ 100⁰ К.

Тензометрические сплавы применяются для изготовления датчиков деформаций и давлений (обычно растягивающих усилий). Действие таких датчиков основано на изменении сопротивления при растяжении тензометрического элемента. Коэффициент тензочувствительности тензометрического элемента можно определить из выражения:

$$K_P = \left(\frac{\Delta R}{R} \right) \div \left(\frac{\Delta \ell}{\ell} \right), \quad (5.1)$$

где ΔR изменение сопротивления R при изменении $\Delta \ell$ длины элемента ℓ .

Основным материалом для тензодатчиков, работающих при сравнительно низких температурах, является уже описанный *манганин*. Для высокотемпературных датчиков применяют сплавы системы *Fe+Cr+Ni*.

Контактные материалы. По условиям работы подвижные контакты могут быть разделены на два типа: *скользящие* и *разрывные*.

Скользящие контакты обеспечивают передачу электрической энергии от неподвижной части устройства к подвижной (потенциометры, реостаты, генераторы, двигатели постоянного тока, токосъемники подвижного транспорта и т.д.). Материалы для скользящих контактов должны обладать низким удельным сопротивлением, малым падением напряжения на кон-

такте, высокой фрикционной способностью, обладать малым коэффициентом трения. В качестве материалов для скользящих контактов используют твердотянутую медь, кадмиевые, кадмиево-оловянистые, берилливые бронзы, а также соединения системы $Ag - CdO$.

Из неметаллических используют графитовые, угольно-графитовые и металлографитовые материалы.

Разрывные контакты. Обеспечивают управляемое, периодическое замыкание и размыкание электрических цепей в течение длительного времени. Например: в различного вида реле, пускателях, электромеханических преобразователях. Материалы для разрывных контактов работают в весьма сложных условиях. Эти материалы должны иметь низкое значение ρ_v , малое падение напряжения на контакте, должны обладать стойкостью к механическому износу и электрической эрозии.

В качестве материалов для разрывных контактов в слаботочной технике используют: чистое серебро, а также сплавы систем $Ag-Cd$, $Ag-Pd$, $Ag-Mg-Ni$; чистое золото; сплавы системы $Au-Pt$, $Au-Ag$, $Au-Ni$; $Au-Zr$; чистую платину, платину легированную Ni , Ag , Au , сплавы системы $Pt-Ir$.

В силовоточной технике используют чистые тугоплавкие металлы: вольфрам, молибден, медь, различные сплавы систем: Ag с Co , Ni , Cr , Mo , W , Ta , Cu , W и Mo . Кроме того, в качестве разрывных контактов хорошо зарекомендовали себя металлокерамические композиции систем: $Ag-CdO$; карбид вольфрама – серебро; медь – окись кадмия; серебро (медь) – графит.

Материалы электровакуумной техники используются для получения герметически прочных спаев металла со стеклом или керамикой, что необходимо в электровакуумном и полупроводниковом производстве. Если вакуум-плотные спаи работают при сравнительно низких температурах нет необходимости применять тугоплавкие металлы такие как вольфрам, молибден, платина и т.д. Главным требованием при этом считается смачиваемость материала стеклом и равенством температурных коэффициентов линейного расширения материала выводов и стекла. Из этой группы следует выделить сплавы: *ковар* марки Н28К18 (28% Ni , 18% Co , 54% Fe); *инвар* марки Н36 (36% Ni , 64% Fe). Кроме этого используют биметаллическую проволоку – *платинит*. Платинит имеет центральную жилу из никелевой стали Н42 (42% Ni , остальное Fe), а оболочку из чистой меди MO . Содержание меди в платините (25÷30%) от общей массы проволоки. Свое название платинит получил за близость $TK\ell=(8,2-9,2)\cdot 10^{-6}K^{-1}$ к $TK\ell$ платины.

Припои. В электротехнике и электронной технике широко используются различные системы контактов, которые можно разделить на неподвижные и подвижные. Неподвижные обеспечиваются различными технологическими приемами, основными из которых являются пайка и сварка. Пайкой называют способ соединения металлических или металлизирован-

ных деталей с помощью чистых металлов или специальных сплавов. Сплавы, применяемые при пайке называют *припоями*. Припой подразделяют на *мягкие* с температурой плавления $T_{\text{пл}} < 300^{\circ}\text{C}$ и *твердые* с $T_{\text{пл}} \geq 300^{\circ}\text{C}$. В настоящее время мягкие припои подразделяются на низкотемпературные $T_{\text{пл}} < 145^{\circ}\text{C}$ и легкоплавкие $145^{\circ}\text{C} \leq T_{\text{пл}} \leq 300^{\circ}\text{C}$. Особую группу твердых припоев составляют электровакуумные припои, применяемые при пайке узлов электронных приборов работающих в вакууме при высоких температурах. Название марок припоев определяется металлами, входящими в них с наибольшим процентным содержанием (олово – О; свинец – С; алюминий – А; серебро – Ср; сурьма Су; медь – М; цинк – Ц; висмут – Ви; кадмий – К; и т.д.). Если в припое присутствует драгоценный или редкий металл, его обозначение присутствует в названии марки припоя даже при малых количествах. Номенклатура припоев постоянно расширяется.

Мягкие припои. Основным типом мягких припоев являются оловянно-свинцовые припои (ПОС) содержащие олово от 10% (ПОС-10) до 90% (ПОС-90). Припои марки ПОС по содержанию сурьмы подразделяются на безсурьмянистые, малосурьмянистые (0,2–0,5% сурьмы, например ПОССу – 30-0,5) и сурьмянистые (1–5% сурьмы, например ПОССу-40-2). Введение сурьмы повышает механическую прочность припоев и уменьшает их ползучесть под нагрузкой. Добавка кадмия к припоям марки ПОС повышает их проводимость и механическую прочность (припои марки ПОСК).

Низкотемпературные припои. При пайке деталей, чувствительных к нагреву (полупроводниковые приборы, тонкопленочные выводы интегральных микросхем) требуется пониженная температура плавления припоя. Для придания таких свойств в состав припоев вводят висмут, индий, а также кадмий (например, припой ПОСК-50-18). Особую группу составляют припои с цинком и кадмием марки ПОКц разработанные для пайки алюминия и его сплавов. Самым легкоплавким припоем является *сплав Вуда* который имеет состав (50% *Bi*; 25% *Pb*; 12,5% *Sn*; 12,5% *Cd*) и температуру плавления $60,5^{\circ}\text{C}$.

Твердые припои. В электровакуумной технике твердые припои применяют для пайки различных узлов электронных ламп, электровакуумных устройств и т.д. По допустимой температуре прогрева $T_{\text{пр}}$ эти припои делятся на группы: для приборов с $T_{\text{пр}} = 450^{\circ}\text{C}$ и для приборов с $T_{\text{пр}} = 700^{\circ}\text{C}$. Припои для приборов с $T_{\text{пр}} = 450^{\circ}\text{C}$ представляют собой сплавы систем *Ag-Cu-Sn* и *Ag-Cu-In*. Эти припои используют в виде порошков, т.к. им свойственна хрупкость. Припои для приборов с $T_{\text{пр}} = 700^{\circ}\text{C}$ представляют собой сплавы на основе меди, золота, кальция и никеля. В качестве твердых припоев используют также медно-цинковые (ПМЦ) и серебряные (ПСр).

Контрольные вопросы к разделу «Проводниковые материалы»

1. Какие вещества с точки зрения зонной теории твердых тел относятся к проводникам?
2. Указать отличие проводников I и II рода.
3. Описать характер изменения подвижности свободных носителей зарядов в металлических проводниках при изменении температуры.
4. Дать определения проводимости и удельного сопротивления. Назвать единицы измерения.
5. Описать характер изменения электропроводности проводников при изменении температуры.
6. Описать явление криопроводности.
7. Описать явление сверхпроводимости.
8. Описать характер изменения сопротивления проводников при всестороннем сжатии.
9. Что характеризует температурный коэффициент удельного сопротивления?
10. Описать характер изменения сопротивления проводников при всестороннем растяжении.
11. Описать характер изменения сопротивления проводников при механической обработке (волочение, резание).
12. Дать классификацию проводниковых материалов по области применения.
13. Какие материалы можно использовать для изготовления проволочных резисторов? Обосновать ответ.
14. Какие проводниковые материалы используются для изготовления электронагревательных элементов?
15. Указать условия возникновения термоЭДС в проводниковых материалах.
16. Описать влияние примесей на величину электропроводности проводниковых материалов.
17. Описать принцип работы проводниковой термопары.
18. Описать металлическую связь в веществах.
19. Описать поверхностный (скин-) эффект в проводниковых материалах.
20. Описать требования и указать основные материалы, применяемые для изготовления скользящих контактов.
21. Описать требования и указать основные проводниковые материалы, используемые в электровакуумной технике.
22. Указать назначение и дать краткую характеристику припоям.

Часть 3. Полупроводниковые материалы.

Глава 6. Физические процессы в полупроводниках.

Полупроводники – это вещества, основным свойством которых является сильная зависимость их электропроводности от воздействия внешних факторов: теплового, электрического поля, радиационных полей и т.д.

По величине удельного электрического сопротивления полупроводники занимают промежуточное положение между проводниками и диэлектриками $\rho = 10^{-5} - 10^9$ Ом·м. Но эти границы довольно условны и к тому же ρ полупроводников сильно зависит от температуры. С точки зрения зонной теории твердых тел к полупроводникам относят вещества имеющие ширину запрещенной зоны не более 3 эВ ($\Delta W = 0,05 - 3$ эВ) (рис.0.1).

Все полупроводниковые материалы можно разбить на следующие группы.

Элементарные полупроводники: *Ge, Si* и их твёрдые растворы, углерод в форме алмаза или графита, серое олово, *B, Te, Se*. Есть и другие элементы периодической системы (*P, S, As, Sb, Bi, J*), обладающие полупроводниковыми свойствами. Основными материалами этой группы в полупроводниковом приборостроении являются монокристаллы *Ge* и *Si*. Эти четырёхвалентные полупроводники имеют кристаллическую решётку типа алмаза с сильной ковалентной связью.

Соединения $A^{III}B^V$ элементов III и V групп периодической системы (*InAs, GaSb, InP* и т.п.). Многие из них образуют непрерывный ряд твёрдых растворов, которые также являются полупроводниковыми материалами (*Ga_xAl_{1-x}As, GaAs_{1-x}P_x, GaIn_{1-x}P* и т.п.). Связь в кристаллах данного типа носит ковалентный характер.

Соединения типа $A^{II}B^{VI}$ и $A^{VI}B^{VI}$ (*ZnS, CdS, HgSe, ZnTe...*, а также *PbS, SnS, PbTe* и т.п.). К полупроводникам также относятся твёрдые растворы этих соединений. Связь между атомами в соединениях этого типа ковалентно-ионная. Большое влияние на физические свойства этих соединений оказывает содержание точечных дефектов их структуры, вызванных отклонениями от стехиометрического состава.

Соединения элементов VI группы (O, S, Se, Te) с элементами I–V групп, а также с переходными и редкоземельными металлами. В этих соединениях преобладает ионная связь. Многие соединения этого типа обладают ферро- или антиферромагнитными свойствами.

Тройные соединения $A^{III}B^{IV}C_2^V$ (*CdSnAs₂, CdGeAs₂* и пр.), а также твёрдые растворы на их основе. Часто такие соединения являются ферритами или сегнетоэлектриками.

Кроме перечисленных, к полупроводниковым материалам относятся тугоплавкие оксиды некоторых металлов (*Cr₂O₃, MnO, Fe₂O₃, CoO, NiO*,

Cu_2O_3 и т.п.), халькогенидные (напр., As_2Se_3 – As_2Te_3) и оксидные (типа V_2O_5 – P_2O_5 – RO_x , где R – металл I–VI групп) *стёкла*, а также многие органические соединения (напр., органические красители типа фталоцианина меди $\text{C}_m\text{H}_n\text{N}_l\text{Cu}$ или полимерные соединения типа полиакрилонитрила).

Особенности электрофизических свойств полупроводников обусловили их широкое применение при создании самых различных приборов.

Полупроводниковые приборы используются для выпрямления тока (диоды), усиления и генерации электромагнитных колебаний (транзисторы), преобразования тепловой энергии и энергии излучения в электрическую (термоэлементы и фотоэлементы), преобразования электрической энергии в световую (светодиоды и оптические квантовые генераторы). Полупроводниковые приборы применяются в качестве «датчиков» для измерения температуры (терморезисторы), регистрации светового и корпускулярного излучения (фоторезисторы и дозиметры), для регистрации давления (тензодатчики), исследования магнитных полей (датчики Холла) и т.д.

По механизму образования свободных носителей заряда полупроводники можно разделить на *собственные* и *примесные*. Собственными полупроводниками называют полупроводники не содержащие донорных и акцепторных примесей.

Рассмотрим механизм образования свободных носителей зарядов в собственном полупроводнике (например, в кремнии). Атом Si имеет на внешней электронной оболочке четыре валентных электрона. При кристаллизации кремний образует структуру типа алмаза, упрощённая плоская модель которой представлена на рис.6.1.а. Каждый атом Si , находя-

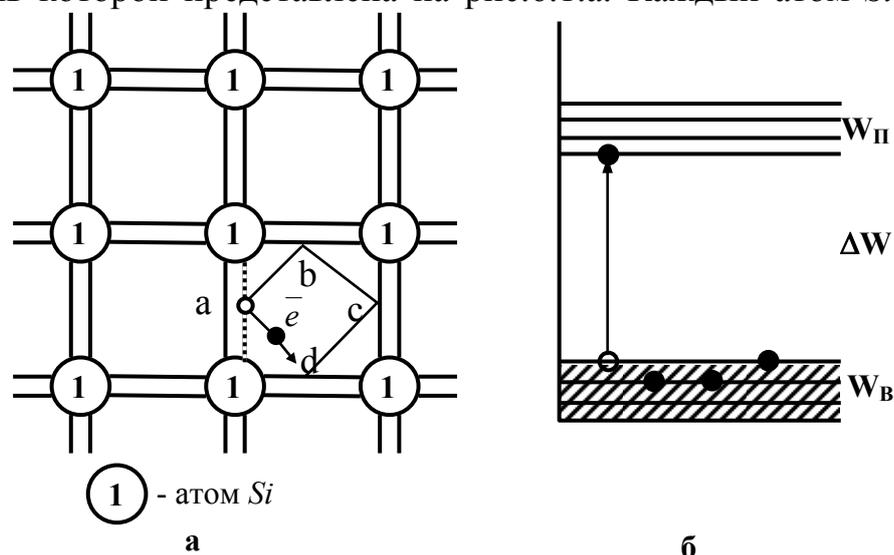


Рис. 6.1. (а) Плоская модель кристаллической решетки Si . (б) Энергетическая зонная диаграмма собственного полупроводника.

щийся в узле кристаллической решетки связан парно-электронными ковалентными связями с 4-мя соседними атомами (рис.6.1.а). При $T \rightarrow 0\text{K}$, а также в отсутствии других энергетических воздействий все валентные

электроны задействованы в образовании связей, свободные носители зарядов отсутствуют и полупроводник по величине электропроводности соответствует диэлектрикам.

При температуре отличной от 0К, а также при других энергетических воздействиях может произойти разрыв парно-электронной связи. При этом образуется свободный электрон в зоне проводимости W_n (рис. 6.1.б) и незавершенная парно-электронная связь-«дырка» в валентной зоне (рис.6.1.б). Энергию, которую необходимо сообщить электрону для разрыва парно-электронной связи называют энергией активации ΔW , которая для собственного полупроводника соответствует ширине запрещенной зоны. Для Si она составляет 1,12 эВ. В отсутствии внешнего электрического поля свободный электрон и «дырка» будут совершать хаотическое тепловое движение в пределах кристалла. Происходит это вследствие того, что электрон соседней ковалентной связи за счет энергии тепловых колебаний решетки может заполнить незавершенную ковалентную связь в результате чего «дырка» из положения «а» перейдет в положение «b» или положения «с» или «d» и т.д. (Рис. 6.1.а). Следовательно, движение «дырки» осуществляется за счет перемещения электрона участвующего в образовании парно-электронной связи.

Таким образом, разрыв одной парно-электронной связи приводит к образованию в полупроводнике двух свободных носителей зарядов: отрицательно заряженного электрона и положительно заряженной «дырки». Этот процесс получил название *генерации электронно-дырочных пар*. При приложении внешнего электрического поля свободные электроны и «дырки» будут двигаться упорядоченно, т.е. создавать электрический ток.

Лишь идеальные полупроводниковые кристаллы обладают только собственной проводимостью. В реальных кристаллах существуют нарушения периодичности кристаллической решетки, вызванные различного рода дефектами: примесями, пустыми узлами в решетке, атомами или ионами, находящимися в междоузлиях, трещинами, сдвигами, дислокациями и т.д.

Если в кристалле имеются дефекты, то электрическое поле, создаваемое ими, может захватить электрон, подобно тому, как электрон захватывается свободными ионами. Такой локализованный близ дефекта электрон имеет энергию, попадающую как раз в запрещенную зону, а в энергетическом спектре кристалла появляется дискретный спектр локальных уровней в запрещенной зоне. Локальными эти уровни называются потому, что они возникают не во всей решетке, а только в местах расположения дефектов. Локальные уровни оказывают существенное влияние на характер явлений, происходящих в полупроводниках: электропроводность, фотоэффект, люминесценция, оптическое поглощение и т.д.

Дефект решетки, в котором в невозбужденном состоянии локальный уровень занят, а при возбуждении способен отдать электрон в зону прово-

димости, называется *донором*, а примесь, атомы которой являются донорами, называется *донорной примесью*.

Дефект решетки, в котором в невозбужденном состоянии локальный уровень занят, а при возбуждении способен захватить электрон из валентной зоны, называется *акцептором*, а примесь, атомы которой являются акцепторами, называется *акцепторной примесью*.

В качестве примера полупроводника с донорной примесью рассмотрим кристалл 4-х валентного *Ge*, легированного 5-ти валентной *Sb*, рис.6.2.

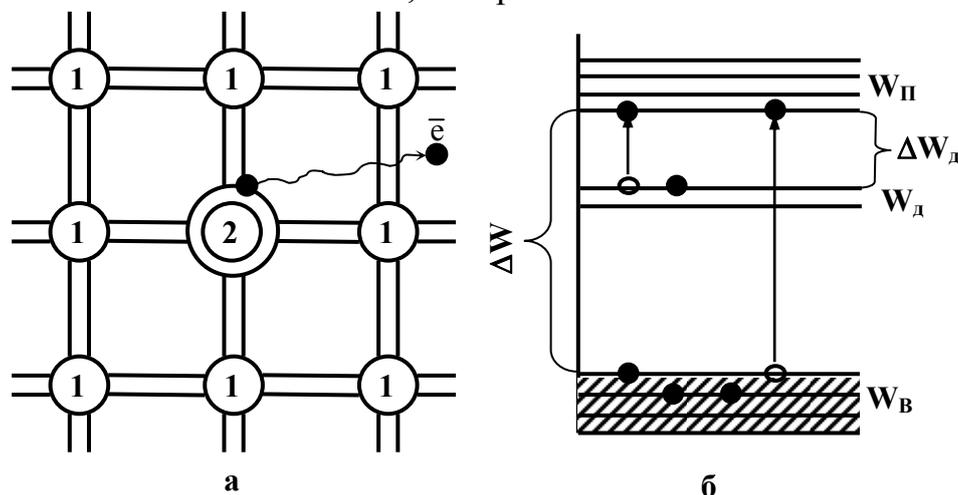


Рис.6.2. 1 – 4-х валентный *Ge*; 2 – 5-ти валентная *Sb*.

Предположим, что один из узлов кристаллической решетки *Ge* (4-х валентного) замещен атомом *Sb*, имеющим 5 валентных электронов. Четыре из них будут участвовать в образовании парно-электронных связей с ближайшими соседними атомами *Ge*. Пятый электрон, не принимая участия в образовании парно-электронных связей, будет связан со своим атомом силой кулоновского взаимодействия. Энергия этой связи невелика. Для *P*, *As*, *Sb* она порядка 0,01 эВ в *Ge* и 0,05 эВ в *Si*. Следовательно, чтобы ионизировать примесные атомы сурьмы (т.е. оторвать электрон от атома и превратить его в свободного носителя заряда) требуется значительно меньшее количество энергии, чем для высвобождения электрона *Ge* из валентной зоны (рис. 6.2.б). А это означает, что локальные уровни должны располагаться в запрещенной зоне вблизи зоны проводимости.

При температурах близких к температуре абсолютного нуля примесные электроны находятся на локальных уровнях. Но уже при незначительном повышении температуры, а также при других внешних энергетических воздействиях они получают энергию, достаточную для их перехода в зону проводимости и принимают участие в электропроводности. Минимальная энергия, которую необходимо сообщить электрону, находящемуся на донорном уровне, чтобы перевести его в зону проводимости, называется энергией ионизации (активации) донорной примеси (донора) (ΔW_D).

Образованные в донорном полупроводнике положительные ионы примеси *Sb* принимать участие в электропроводности не могут, т.к. они

локализованы и, находясь в узлах кристаллической решетки полупроводника, являются ее структурным элементом.

В качестве примера полупроводника с акцепторной примесью рассмотрим кристалл *Ge*, легированного *Ga* рис.6.3. Предположим, что один из узлов кристаллической решетки *Ge* (4-х валентного) заменен трех-

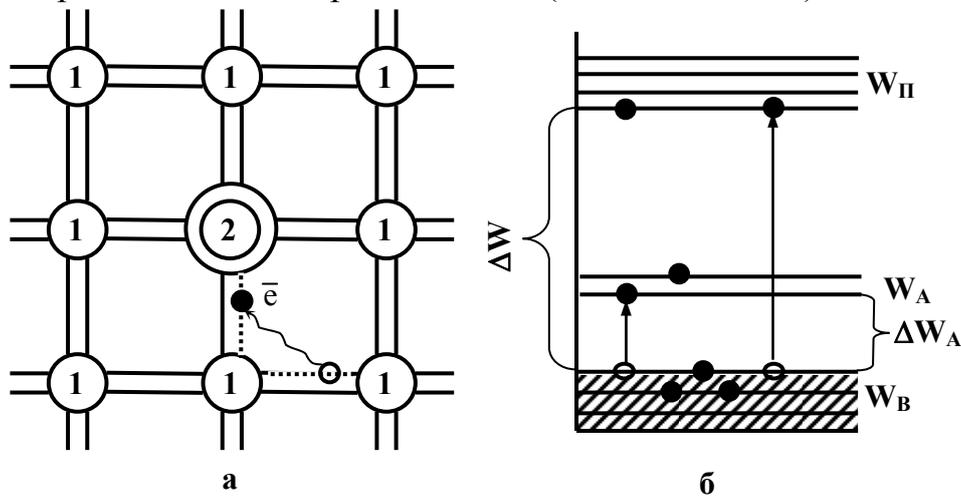


Рис. 6.3. 1 – 4-х валентный *Ge*; 2 – 3-х валентный *Ga*.

валентным атомом *Ga*. В этом случае у примесного атома не хватает одного электрона для образования парно-электронной связи с одним из атомов *Ge*, расположенных рядом с атомом примеси *Ga*. Следовательно, при наличии незначительных энергетических воздействий может произойти возбуждение одного из электронов атома *Ge* и он будет способен перейти на свободную связь атома *Ga* и в валентной зоне появиться «дырка».

Так как переход электронов из валентных связей *Ge* к атому *Ga* требует незначительных энергетических воздействий, то можно предположить, что при введении атома *Ga* в решетку *Ge* приводит к появлению локальных уровней в запрещенной зоне вблизи потолка валентной зоны ($W_A=0,01-0,07\text{эВ}$). И это локальный уровень при незначительном энергетическом воздействии может быть заполнен электроном из валентной зоны, в которой появится соответствующее число дырок.

Минимальная энергия, которую необходимо сообщить электрону валентной зоны, чтобы перевести его на акцепторный уровень, называется энергией ионизации акцептора ΔW_A . Образованные в акцепторном полупроводнике отрицательные ионы примеси *Ga* принимать участие в электропроводности не могут т.к. они локализованы и, находясь в узлах кристаллической решетки полупроводника, они являются ее структурными элементами.

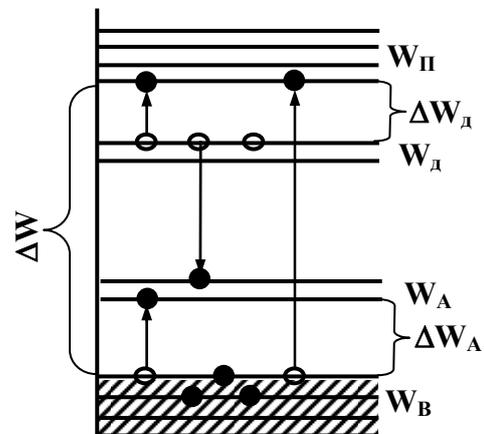


Рис 6.4.

В некоторых полупроводниках могут одновременно находиться как донорные, так и акцепторные примеси. В этом случае зонная энергетическая диаграмма будет иметь вид, представленный на рис.6.4.

Электропроводность полупроводника, обусловленная активацией атомов донорной и (или) акцепторной примесей (при любом способе возбуждения), называется *примесной электропроводностью*, а свободные носители заряда, которые образуются благодаря переходу электронов с донорных уровней в зону проводимости или из валентной зоны на акцепторные уровни называются *примесными носителями*.

Электропроводность полупроводника, обусловленная активацией атомов самого вещества (при любом способе возбуждения) называется *собственной электропроводностью*. Свободные носители заряда, которые образуются благодаря переходу электронов из валентной зоны в зону проводимости, называются *собственными носителями*.

В полупроводниках с донорными и (или) акцепторными примесями в области низких температур, когда средняя энергия тепловых колебаний решетки $kT \ll \Delta E$ (другие внешние воздействия невелики), переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости можно пренебречь и считать, что:

а) в полупроводнике с донорной примесью все электроны проводимости появляются в результате активации донорной примеси. В этом случае концентрация свободных электронов будет больше концентрации дырок ($n \gg p$), и электропроводность такого полупроводника обусловленная, в основном, перемещением электронов проводимости называется *электронной электропроводностью*, а полупроводник – полупроводником *n-типа*. Электропроводность полупроводника в этом случае может быть найдена из выражения (0.4):

$$\gamma_n = q \cdot n \cdot \mu_n \quad (6.1)$$

где γ_n – электронная электропроводность; q – величина заряда; n – концентрация электронов; μ_n – подвижность электронов (т.е. средняя скорость их перемещения по направлению электрического поля напряженностью $E=1$ В/м).

б) в полупроводниках с акцепторной примесью в результате активации электронов валентной зоны и их перехода на акцепторные уровни концентрация свободных дырок преобладает над концентрацией свободных электронов ($p \gg n$) и электропроводность такого полупроводника обусловлена, в основном, перемещением дырок проводимости, называется *дырочной электропроводностью*, а полупроводник – полупроводником *p-типа*. В этом случае величина электропроводности может быть найдена из выражения:

$$\gamma_p = q \cdot p \cdot \mu_p \quad (6.2)$$

где γ_p – дырочная электропроводность; q – величина заряда; p – концентрация дырок; μ_p – подвижность дырок.

Для примесной электропроводности характерна сильная зависимость электропроводности от концентрации примесей. Так, например, при изменении концентрации примеси в *Ge* в 30 раз примесная электропроводность меняется в 10^7 раз.

Электропроводность собственного полупроводника (собственная электропроводность) складывается из электронной и дырочной проводимостей. В этом случае:

$$\gamma = q \cdot n_i \cdot (\mu_n + \mu_p), \quad (6.3)$$

где $n_i = n = p$ – концентрация свободных электронов, равная в собственном полупроводнике концентрации дырок.

Следовательно, электропроводность как собственных, так и примесных полупроводников определяется концентрацией свободных носителей зарядов (электронов или дырок), а также их подвижностью.

Если механизм образования свободных носителей заряда в полупроводнике обусловлен действием теплового поля, то зависимость концентрации свободных носителей заряда от температуры:

а) в случае собственного полупроводника:

$$n = A \cdot \exp - \frac{\Delta W}{2kT}, \quad (6.4)$$

где: A – постоянная, зависящая от свойств полупроводника; ΔW – энергия активации электрона (ширина запрещенной зоны); k – постоянная Больцмана; T – температура в $^{\circ}\text{K}$.

б) в случае примесного полупроводника:

$$n_i = A_i \cdot \exp - \frac{\Delta W_i}{2kT}, \quad (6.5)$$

где A_i – постоянная, зависящая от свойств полупроводника; ΔW_i – энергия активации i -ой примеси.

Качественно температурная зависимость концентрации свободных носителей зарядов в примесном полупроводнике приведены на рис.6.5. При $T \rightarrow 0\text{K}$ концентрация свободных носителей заряда определяется фоновыми носителями, имеющимися в полупроводнике за счет несовершенстве технологии, нарушениями кристаллической структуры и неконтролируемыми примесями

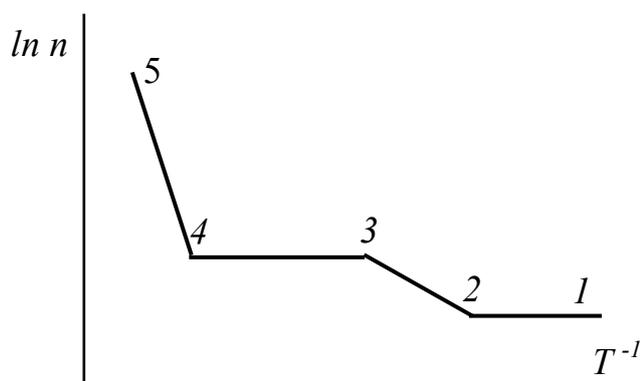


Рис. 6.5. Температурная зависимость концентрации свободных носителей зарядов в примесном полупроводнике.

(участок 1-2). При повышении температуры проводника электроны с донорных уровней (в случае донорного полупроводника) переходят в зону проводимости или из валентной зоны на акцепторные уровни (в случае акцепторного полупроводника), и чем выше температура, тем большее число примесных атомов будет активировано (участок 2-3). Когда энергии теплового поля станет достаточно для полной активации примесей (точка 3), произойдет истощение примесных уровней. Все электроны донорной примеси перейдут в зону проводимости, а все атомы акцепторной примеси захватят из валентной зоны максимально возможное количество электронов. При дальнейшем повышении температуры концентрация свободных носителей заряда будет оставаться постоянной (область насыщения 3-4), т.к. примесные уровни истощены, а энергии теплового поля (kT) недостаточно для активации собственных носителей заряда. В точке 4 энергия теплового поля становится достаточной для активации собственных носителей заряда в полупроводнике. Начинаются переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости и чем выше температура, тем больше актов активации собственных носителей заряда будет наблюдаться в полупроводнике (участок 4-5).

Наличие в реальных кристаллах полупроводников различного рода дефектов (например, ионов и атомов примесей, дислокаций), а также тепловых колебаний узлов кристаллической решетки приводит к рассеянию свободных носителей зарядов. Наиболее существенную роль в рассеянии свободных носителей зарядов играют ионы примесей и тепловые колебания узлов кристаллической решетки, которые, в основном, и определяют величину подвижности.

С повышением температуры тепловая скорость движения свободного носителя возрастает и время нахождения этого носителя в поле иона, изменяющего его движение, уменьшается. Поэтому носитель будет иметь меньшее отклонение, и его рассеяние с повышением температуры будет уменьшаться пропорционально выражению:

$$\mu \sim T^{3/2} \quad (6.6)$$

С другой стороны, рассеяние носителей заряда на тепловых колебаниях узлов кристаллической решетки прямо пропорционально поперечному сечению того объема, который занимает колеблющийся под действием теплового поля ион. Это поперечное сечение прямо пропорционально квадрату амплитуды тепловых колебаний, определяющих энергию решетки.

С ростом температуры подвиж-

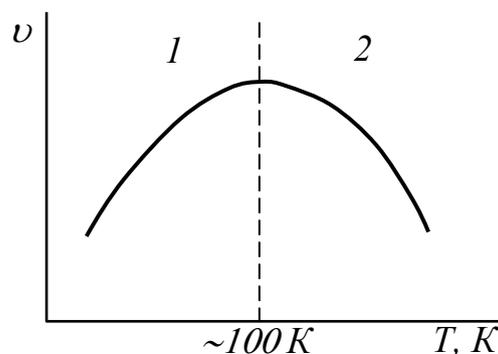


Рис.6.6. Зависимость подвижности носителей зарядов от температуры.

ность, обусловленная рассеянием на тепловых колебаниях решетки, уменьшается пропорционально выражению:

$$\mu \sim T^{-3/2}. \quad (6.7)$$

Увеличение подвижности носителей зарядов на первом участке рис.6.6 объясняется тем, что рассеяние на тепловых колебаниях узлов кристаллической решетки незначительно из-за малой амплитуды колебаний в этой области температур. Преобладающим является уменьшение времени нахождения носителей зарядов в поле иона примеси. На 2-м участке наоборот, преобладающим является увеличение рассеяния на тепловых колебаниях.

С учётом зависимостей (6.4–6.7) для концентрации и подвижности свободных носителей зарядов от температуры, удельная электропроводность собственного полупроводника (6.3) зависит от температуры следующим образом:

$$\gamma \approx A \cdot T^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta W}{2kT}\right). \quad (6.8)$$

Множитель $A \cdot T^{3/2}$ медленно изменяется при изменении температуры, по сравнению с множителем $\left(\exp-\frac{\Delta W}{2kT}\right)$, если $\Delta W \gg kT$. Следовательно, для не слишком высоких температур можно считать:

$$A \cdot T^{3/2} = \gamma_0 = \text{const}, \quad (6.9)$$

где γ_0 – условная проводимость. Тогда выражение (6.8) значительно упрощается:

$$\gamma = \gamma_0 \exp\left(-\frac{\Delta W}{2kT}\right). \quad (6.10)$$

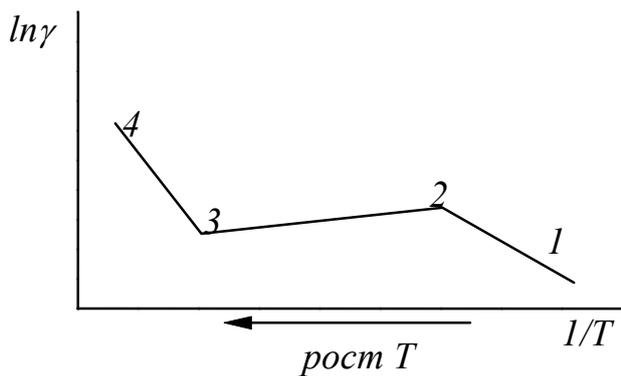


Рис. 6.7. Типичная зависимость электропроводности примесного полупроводника от температуры.

На рис. 6.7 изображена зависимость $\ln \gamma$ от обратной температуры. Отрезок прямой (1-2) в области низких температур характеризует примесную электропроводность. На «переходном» участке (2-3) примеси «истощены», а небольшое снижение электропроводности обусловлено рассеянием свободных носителей зарядов на тепловых колебаниях узлов кристаллической решетки. В области высоких температур (участок 3-4)

проявляется собственная электропроводность.

В целом, возрастание электропроводности полупроводников с повышением температуры происходит вследствие того, что рост числа свободных носителей зарядов оказывает на электропроводность большее влияние, чем в уменьшение их подвижности.

Практически при исследовании температурной зависимости проводимости полупроводников часто пользуются не величиной электропроводности, а величиной удельного сопротивления:

$$\rho = \rho_0 \exp \frac{\Delta W}{2kT} = \rho_0 \exp \frac{B}{T}, \quad (6.11)$$

где ρ_0 – условное сопротивление полупроводника, ΔW – энергия активации; $B = \frac{\Delta W}{2k}$ – коэффициент температурной чувствительности.

Одной из важнейших характеристик полупроводника является температурный коэффициент удельного сопротивления α_T , который показывает относительное изменение абсолютной величины сопротивления при изменении температуры на 1 градус:

$$\alpha_T = \frac{d\rho}{\rho \cdot dT}, \quad (6.12)$$

так как $\rho = \rho_0 e^{B/T}$ (6.11), то

$$\frac{d\rho}{dT} = -\frac{B}{T^2} \rho_0 e^{B/T}. \quad (6.13)$$

Подставляя (6.13) в (6.12) получим:

$$\alpha_T = -\frac{B}{T^2}. \quad (6.14)$$

Полупроводниковый прибор, при построении которого используется зависимость электрического сопротивления от температуры, предназначенный для регистрации изменения температуры называется *терморезистором* или *термистором*. Он представляет собой объемное нелинейное полупроводниковое сопротивление с большим отрицательным температурным коэффициентом. Материалами для изготовления термисторов служат смеси окислов различных металлов: *Cu, Mn, Zn, Co, Ti, Ni* и др.

Из числа отечественных терморезисторов наиболее распространены:

- а) кобальто-марганцевые (КМТ);
- б) медно-марганцевые (ММТ);
- в) медно-кобальто-марганцевые (СТЗ).

Источником энергии, способствующим образованию свободных носителей зарядов в полупроводнике, может быть и ионизация под действием электрического поля. До некоторой величины напряженности электрического поля концентрация и подвижность носителей заряда не зависят от E . Следовательно, и электропроводность полупроводников в этом случае не зависит от напряженности электрического поля. Электрические поля, которые практически не влияют на величины подвижности и концентрации

носителей заряда называются *слабыми*. Электрические поля, при которых подвижность и концентрация носителей зарядов зависят от напряженности электрического поля, называются *сильными*. Минимальная напряженность E_K , при которой начинается заметная зависимость подвижности и концентрации носителей зарядов от напряженности электрического поля, называется *критической*. Величина критической напряженности электрического поля зависит от природы полупроводника, температуры и концентрации примесей. При напряженности электрического поля выше E_K закон Ома не выполняется: величина плотности тока не пропорциональна напряженности поля. Для большинства полупроводников величина E_K лежит в пределах 10^6 В/м и лишь для селена $E_K \approx 10^3$ В/м.

Как показали исследования, подвижность свободных носителей зарядов под влиянием внешнего электрического поля для большинства полупроводников изменяется слабо. Этим изменением можно пренебречь, но концентрация носителей зарядов при $E > E_K$ значительно меняется и для большинства полупроводников подчиняется закону Френкеля:

$$n = n_0 \exp(\beta\sqrt{E}), \quad (6.15)$$

где n_0 – концентрация носителей зарядов при $E < E_K$; β – коэффициент нелинейности; E – напряженность электрического поля.

С точки зрения зонной теории этот факт объясняется следующим образом. При воздействии внешнего электрического поля с напряженностью E на полупроводник его энергетические зоны становятся наклонными. Это происходит благодаря тому, что во внешнем электрическом поле E , электрон e приобретает дополнительную энергию, равную:

$$W = -e \cdot E \cdot x, \quad (6.16)$$

где x – координата нахождения электрона. Прибавляя эту энергию к энергии электрона в полупроводнике в отсутствие внешнего электрического поля, получаем наклон энергетических зон во внешнем электрическом поле (рис.6.8).

Как видно из рисунка 6.8, в сильном электрическом поле ($E > 10^9$ В/м),

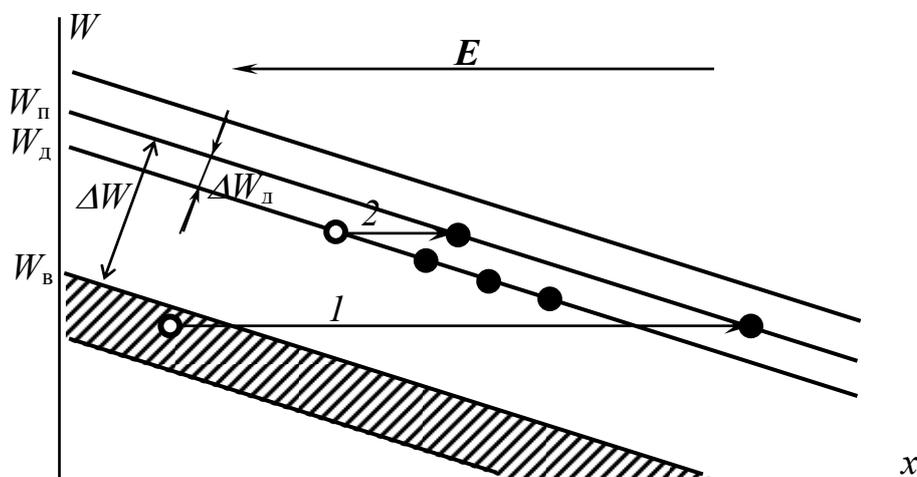


Рис. 6.8. Энергетические зоны донорного полупроводника в случае сильного электрического поля.

при наклоне зон возможен переход электрона с локальных уровней и из валентной зоны без изменения энергии путем *туннельного просачивания* электронов через запрещенную зону (горизонтальные переходы 1 и 2). Этот механизм увеличения концентрации свободных носителей заряда под действием сильного электрического поля называется *электростатической ионизацией*.

Если свободный электрон под действием внешнего электрического поля приобретает энергию, достаточную для перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости или с локальных уровней в зону проводимости, то возможна *ударная ионизация*.

С учетом (6.15) при $T=\text{const}$ электропроводность и удельное сопротивление полупроводника в зависимости от напряженности электрического поля можно найти из выражения:

$$\gamma = \gamma_0 \cdot \exp(\beta\sqrt{E}), \quad (6.17)$$

$$\rho = \rho_0 \cdot \exp(-\beta\sqrt{E}), \quad (6.18)$$

где γ_0 и ρ_0 – соответственно проводимость и сопротивление при $E \leq E_K$.

На рис.6.9 приведена зависимость $\ln\gamma$ от напряженности внешнего

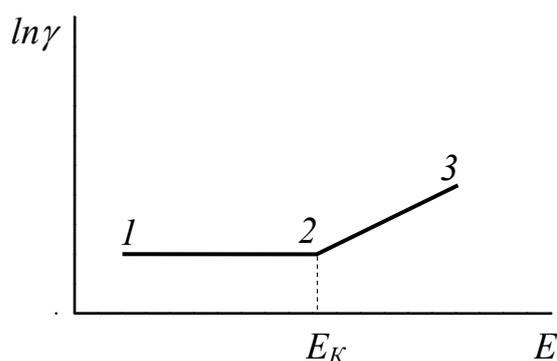


Рис. 6.9 Зависимость электропроводности полупроводника от напряженности приложенного электрического поля.

электрического поля. Участок 1-2 соответствует выполнению закона Ома (внешнее электрическое поле не вызывает изменения концентрации носителей зарядов). Участок 2-3 характеризует увеличение концентрации свободных носителей заряда под действием внешнего электрического поля.

Полупроводниковый

прибор, действие которого основано на использовании зависимости электропроводности (сопротивления) полупроводников от напряженности электрического поля, называется *варистором*.

В качестве материалов для изготовления варисторов используют карбид кремния и селен. Варисторы представляют собой нелинейные полупроводниковые сопротивления (резисторы). Они получили широкое применение в технике: защита элементов маломощной низковольтной и высоковольтной аппаратуры от перенапряжений, стабилизация напряжения, преобразование частоты и т.д.

Глава 7. Термоэлектрические явления в полупроводниках. Эффект Холла

К термоэлектрическим явлениям, то есть к явлениям, связанным со взаимным превращением тепловой энергии и энергии электрического поля в проводниках и полупроводниках, относятся три эффекта: эффект Зеебека, эффект Пельтье и эффект Томсона.

Термоэлектрические явления.

Эффект Зеебека (термоэлектрический эффект) был открыт в 1821 г. Он заключается в том, что в замкнутой цепи, состоящей из двух различных полупроводников (или полупроводника и металла), места соединения (спаи) которых находятся при различных температурах, возникает электрический ток, который называется *термоэлектрическим*. На концах такой разомкнутой цепи появляется разность потенциалов U_T , которая носит название *термоЭДС*. Величина этой разности потенциалов характеризуется коэффициентом α .

$$U_T = \alpha \cdot \Delta T, \quad (7.1)$$

где ΔT – разность температур спаев; α – удельная термоЭДС (или *коэффициент термоЭДС*), который зависит от вида материалов термопары и от интервала температур (вплоть до изменения знака), в котором термопара применяется.

Механизм образования термоЭДС заключается в следующем. Пусть один из концов однородного полупроводника нагрет больше чем второй. Свободные носители заряда у горячего конца будут иметь более высокие энергии и скорости, чем у холодного. Кроме того, в виду значительной зависимости концентрации свободных носителей в полупроводнике от температуры у горячего конца концентрация свободных носителей заряда окажется больше, чем у холодного. В силу этих причин поток свободных носителей заряда от горячего конца к холодному будет больше, чем от холодного к горячему.

Если концентрации свободных электронов и дырок в полупроводнике (или их подвижности) неодинаковы, то концы полупроводника окажутся противоположно заряженными. Состояние равновесия наступит при равенстве потока свободных носителей заряда, обусловленного градиентом температур, потоку, обусловленному действием электрического поля, возникшего в результате разделения зарядов.

В *электронном полупроводнике* (рис.7.1.а) основными носителями заряда, являются электроны. В полупроводнике *n*-типа, поток электронов от горячего конца к холодному будет больше, чем от холодного к горячему. В результате, на холодном конце накопится избыточный отрицательный заряд, а на горячем останется не скомпенсированный положительный заряд

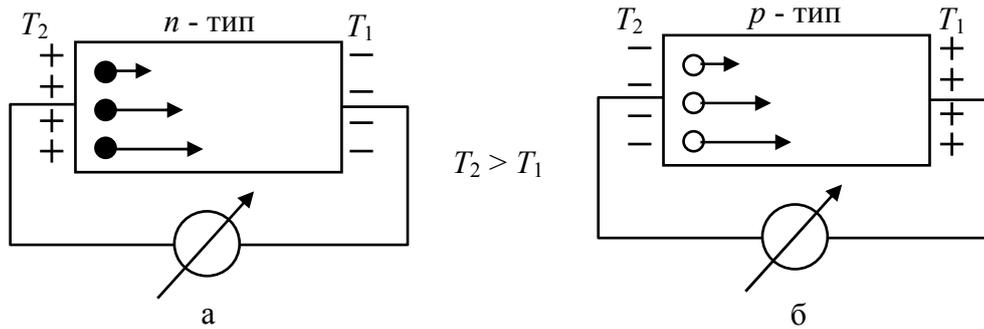


Рис.7.1. Перераспределение основных носителей зарядов (а) в полупроводнике n – типа, (б) в полупроводнике p – типа при наличии градиента температур вдоль полупроводников ($T_2 > T_1$).

образованный ионами донорной примеси. Возникшее электрическое поле будет вызывать поток электронов от холодного конца к горячему. Стационарное состояние установится при равенстве этих потоков.

У дырочного полупроводника (рис.7.1.б) на холодном конце возникает избыточный положительный заряд. Таким образом, по знаку термоЭДС можно судить о типе электропроводности полупроводника.

ТермоЭДС изменяется не пропорционально разности температур спаев ΔT . Поэтому для характеристики термоэлектрических свойств какой-либо пары используют *дифференциальную термоЭДС*, возникающую при разности температур спаев в 1°C :

$$\alpha = dU_T/dT. \quad (7.2)$$

Дифференциальную термоЭДС можно рассчитать по формуле Н.Л. Писаренко:

$$\alpha = \frac{k}{e} \cdot \frac{1}{n\mu_n + p\mu_p} \left\{ n\mu_n \left[2 + \ln \frac{2(2\pi \cdot m_e^* kT)^{3/2}}{h^3 n} \right] - p\mu_p \left[2 + \ln \frac{2(2\pi \cdot m_p^* kT)^{3/2}}{h^3 p} \right] \right\}, \quad (7.3)$$

где k – постоянная Больцмана; e – заряд электрона; n и p – концентрация электронов и дырок; μ_n и μ_p – подвижность электронов и дырок; m_e^* и m_p^* – эффективные массы электронов и дырок; h – постоянная Планка. В этом выражении учитывается вклад, вносимый в термоЭДС электронами и дырками.

При низких температурах в чистых веществах, при наличии градиента температур, проявляется эффект увлечения электронов фононами, которые движутся от нагретого конца к холодному. Это приводит к образованию дополнительной термоЭДС, которая значительна при низких температурах.

Эффект обратный явлению Зеебека называют *эффектом Пельтье* (электротермический эффект) открыт 1834 г. Он состоит в том, что при прохождении тока через контакт двух разнородных полупроводников (или полупроводника и проводника) происходит нагревание или охлаждение контакта в зависимости от направления тока. Количество выделившегося (или поглощенного) тепла $Q_{\text{П}}$ в месте контакта пропорционально прошедшему через контакт количеству электричества.

$$Q_{\text{П}} = \pm P \cdot I \cdot t, \quad (7.4)$$

где P – коэффициент Пельтье; I – ток, протекающий через контакт; t – время прохождения тока. Коэффициент Пельтье зависит от природы контактирующих материалов, температуры и направления тока. Он показывает количество тепла, выделившегося (+) или поглотившегося (–) на контакте при прохождении через него единицы заряда.

Причина возникновения эффекта состоит в том, что внешнее электрическое поле переносит электроны или дырки из одного материала в другой, причём равновесная энергия электронов или дырок в обоих материалах различна и электроны пришедшие из одного материала через спай, имеют избыток или недостаток энергии по сравнению с остальными электронами в данном материале. Этот избыток (или недостаток) энергии отдаётся решетке (или пополняется за счёт решетки), в результате чего температура спая растёт (или падает).

Томпсон, применив к термоэлектрическим явлениям первое и второе начала термодинамики в 1856 г. установил связь между коэффициентами термоЭДС и коэффициентом Пельтье

$$\alpha = P / T, \quad (7.5)$$

где T – абсолютная температура. Он также предсказал существование третьего явления, названного в дальнейшем *эффектом Томпсона*, который заключается в следующем. При пропускании тока через проводник (или полупроводник), вдоль которого имеется градиент температуры, в дополнении к теплоте Джоуля в объёме материала в зависимости от направления тока выделяется или поглощается некоторое количество тепла.

Эффект Томпсона объясняется тем, что при наличии в полупроводнике градиента температуры, в нём возникает термоЭДС. Если направление напряженности возникшего электрического поля совпадает с направлением напряженности внешнего поля, то не вся энергия, поддерживающая ток, обеспечивается внешним источником. Часть работы совершается за счёт тепловой энергии самого полупроводника, в результате чего он охлаждается. При смене направления напряженности внешнего поля, оно будет совершать дополнительную работу, что приведёт к выделению тепла, дополнительного к теплоте Джоуля.

Теплота Томпсона $Q_{\text{Т}}$ пропорциональна силе тока I , времени t и перепаду температур вдоль проводника ΔT :

$$Q_T = \tau \Delta T I t,$$

где τ – коэффициент Томпсона, зависящий от свойств материала. Коэффициент термоЭДС пары материалов α связан с коэффициентами Томпсона этих материалов τ_1 и τ_2 соотношением:

$$d\alpha/dT = (\tau_1 - \tau_2)/T, \quad (7.6)$$

где $d\alpha/dT$ – скорость изменения коэффициента термоЭДС с изменением температуры; T – средняя температура полупроводника. Из (7.6) и определений (7.2) и (7.5) следует связь всех трёх коэффициентов:

$$\alpha = d\Pi/dT + (\tau_1 - \tau_2).$$

Таким образом, все три термоэлектрических явления связаны друг с другом. Они считаются обратимыми при слабых токах и стационарном тепловом режиме, то есть изменяют знак, как с изменением разности температур, так и с изменением направления тока.

Полупроводниковый прибор, основанный на использовании эффектов Зеебека или Пельтье и предназначенный для непосредственного преобразования теплоты в электрическую энергию и обратно, называется *полупроводниковым термоэлементом*. Полупроводниковые термоэлементы используются в устройстве термоэлектрических генераторов (ТЭГ) и холодильников.

Термоэлектрический генератор. Теорию ТЭГ и холодильников разработал А.Ф.Иоффе. ТЭГ – состоит из блока термоэлементов, электрически соединенных между собой, нагревателя, обеспечивающего приток тепла к их горячим спаям и системы охлаждения их холодных спаев. Положительные ветви термоэлементов изготавливают из сплава сурьмы и цинка ($ZnSb$), или сплава Sb , Te и Bi . Отрицательные ветви изготавливают из сплава висмута с сурьмой, либо из константановой проволоки.

Например, в ТЭГ марки ТКК-3 положительные ветви изготовлены из сплава $ZnSb$ с примесью олова и свинца, а отрицательные из константановой проволоки запрессованной в противоположные торцы термоэлементов. Термоэлементы соединены в две батареи, одна служит для питания цепей накала (2В, 0,5А или 1,2В, 0,36А), другая для анодных батарей (2В, 2А). Нагревателем служит 20-ти линейная керосиновая лампа с укороченным стеклом. Охладителем служат 17 крыльев из Al прикрепленных к внешним поверхностям термоэлементов.

Основным параметром, характеризующим ТЭГ, является его коэффициент полезного действия (η):

$$\eta = P/Q, \quad (7.7)$$

где P – электрическая мощность; Q – тепловая мощность. Коэффициент полезного действия зависит от свойств применяемых материалов (ρ_v , λ , α); разности температур холодных и горячих частей; отношения сопротивления нагрузки и сопротивления термоэлемента. Максимальное значение

$\eta=(7-19)\%$. Применяются ТЭГ (в комбинации с изотопными) в космосе, на автоматических метеостанциях, на ретрансляторах, маяках и т.д.

Термоэлектрический холодильник. Состоит из блока термоэлементов, составленных из некоторого числа последовательно соединенных чередующихся электронных и дырочных полупроводниковых элементов. Последовательное соединение термоэлементов в батарею осуществляется таким образом, что получается две системы спаев – по одну и по другую сторону батареи. Если через такую батарею пропустить электрический ток, то на одних спаях будет выделяться тепло Пельтье, а на других поглощаться. Если спаи где выделяется тепло поддерживать при постоянной температуре T_0 , то другие спаи будут охлаждаться до такой температуры T , при которой суммарная теплота, поступающая из окружающей среды Q_0 , теплота теплопроводности Q_λ и половины тепла Джоуля $1/2 Q$ станет равной поглощающейся в них теплоте Пельтье $Q_{\text{П}}$. Для стационарного процесса это условие запишется в виде:

$$Q_{\text{П}}=Q_0+Q_\lambda+1/2Q. \quad (7.8)$$

Для изготовления термоэлементов охлаждающих устройств используются твердые растворы на основе Te, Bi, Sb, Se и т.п.

Эффект Холла.

Эффект Холла относится к гальваномагнитным эффектам, то есть он связан с действием магнитного поля \mathbf{H} на электрические свойства полупроводников и металлов, по которым протекает электрический ток. Он состоит в следующем. Если полупроводник, вдоль которого течет электрический ток, поместить в магнитное поле, перпендикулярно направлению тока (рис.7.2), то в полупроводнике возникает поперечное электрическое поле, перпендикулярное току и магнитному полю. Возникающая поперечная ЭДС получила название ЭДС Холла.

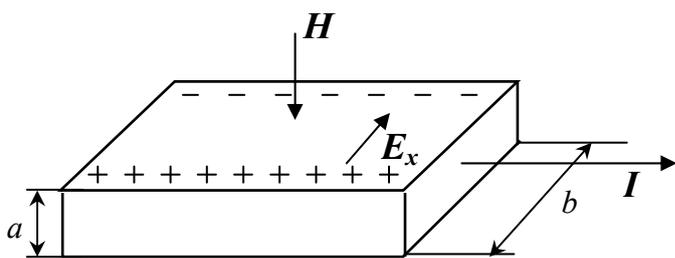


Рис.7.2. Схема возникновения ЭДС Холла в полупроводнике p-типа.

Движущиеся электроны, создающие ток I вдоль полупроводника отклоняются силой Лоренца (по правилу левой руки) к задней грани полупроводника. У передней грани останутся не скомпенсированные ионы донорной примеси. Вследствие такого разделения зарядов появляется

поперечное электрическое поле, которое препятствует дальнейшему отклонению электронов к задней грани пластины. Состояние равновесия установится при равенстве силы, действующей на электроны со стороны поперечного поля \mathbf{E}_x , силе Лоренца. ЭДС Холла, т.е. разность потенциалов, соответствующая равновесному состоянию, находится из выражения

$$U_x = R_x \cdot I \cdot H / a, \quad (7.9)$$

где I – ток, протекающий по полупроводнику; H – напряжённость магнитного поля; a – толщина пластины; R_x – коэффициент Холла [$\text{м}^3/\text{Кл}$].

В обозначениях рис.7.2, поперечная разность потенциалов может быть найдена из выражения:

$$U_x = b \cdot E_x, \quad (7.10)$$

где b – ширина пластины; E_x – напряженность поперечного электрического поля. Сила Лоренца действующая на электрон:

$$\mathbf{F} = e \cdot [\mathbf{v}_\Delta \times \mathbf{H}], \quad (7.11)$$

где e – заряд электрона; \mathbf{v}_Δ – дрейфовая скорость электрона; \mathbf{H} – напряжённость магнитного поля. В равновесии $e \cdot E_x = -e \cdot v_\Delta \cdot H$, получим

$$U_x = -b \cdot v_\Delta \cdot H. \quad (7.12)$$

Сила тока есть произведение плотности тока $j = n \cdot e \cdot v_\Delta$ (0.1) на площадь поперечного сечения $S = ab$:

$$I = (nev_\Delta) \cdot ab. \quad (7.13)$$

Из (7.13) $bv_\Delta = I/(nea)$ и (7.12) можно переписать в виде:

$$U_x = -I \cdot H / (nea). \quad (7.14)$$

Сравнивая (7.14) с (7.9) для электронного полупроводника получим:

$$R_x = -1/(en). \quad (7.15)$$

Нетрудно показать, что если носителями заряда являются не электроны, а положительно заряженные дырки, то знак поперечной разности потенциалов (7.10) изменится на противоположный. Поэтому, для полупроводника р-типа получим:

$$R_x = 1/(ep). \quad (7.16)$$

Выражения (7.15) и (7.16) получены без учёта рассеивания свободных носителей заряда на тепловых колебаниях решетки и примесях. В простейшем случае учёт влияния решётки приводит к появлению в (7.15) и (7.16) множителя $A = 3\pi/8 \approx 1.178$.

Если полупроводник обладает электропроводностью смешанного типа, то выражение для R_x становится более сложным и зависит от \mathbf{H} . В случае очень слабого и очень сильного поля эта зависимость исчезает и в слабых полях:

$$R_x = \frac{1}{e} \cdot \frac{\mu_p^2 \cdot p - \mu_n^2 \cdot n}{(\mu_p \cdot p + \mu_n \cdot n)^2}. \quad (7.17)$$

В этом случае $R_x > 0$ при $\mu_p^2 \cdot p > \mu_n^2 \cdot n$, и наоборот, $R_x < 0$ при $\mu_p^2 \cdot p < \mu_n^2 \cdot n$. Для полупроводника, в котором $\mu_p^2 \cdot p = \mu_n^2 \cdot n$, $R_x = 0$ и в таком полупроводнике ЭДС Холла не возникает ($U_x = 0$, согласно (7.9)). Кроме того, при $p=0$, выражение (7.17) переходит в (7.15), а при $n=0$ – в (7.16).

Для собственного полупроводника, где концентрации электронов и дырок равны $n = p$, R_x отличен от нуля благодаря неравенству подвижностей электронов и дырок:

$$R = \frac{1}{en} \cdot \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n} \quad (7.18)$$

Поперечная ЭДС Холла U_x , ток I , напряжённость магнитного поля H и толщина пластины a легко могут быть измерены. Зная эти величины легко найти постоянную Холла R_x . Измерение постоянной Холла для полупроводников с одним типом свободных носителей заряда позволяет определять знак, плотность и «холловскую» подвижность носителей заряда.

Глава 8. Оптические и фотоэлектрические явления в полупроводниках

Взаимодействие света с веществом полупроводника можно разделить на два типа: с сохранением энергии кванта света и с передачей части (или всей) энергии кванта веществу. К первому типу относятся пропускание, рассеяние и отражение света. Эти явления рассматриваются в курсе оптики. Ко второму типу относятся как электрические явления (эмиссия электронов с поверхности полупроводника, генерация свободных электронов и дырок), так и явления не связанные с заряженными частицами (фотолюминесценция, нагревание вещества, образование экситонов, то есть связанных электрически нейтральных пар электрон-дырка).

Поглощение света полупроводниками.

Вследствие отражения и поглощения света полупроводником интенсивность падающего монохроматического излучения I_0 уменьшается до некоторой величины I . В соответствии с законом *Бугера-Ламберта*

$$I = I_0(1 - R)\exp(-\alpha x), \quad (8.1)$$

где R – коэффициент отражения; x – расстояние от поверхности полупроводника до данной точки вдоль луча; α – коэффициент поглощения. Величина α^{-1} равна толщине слоя вещества, при прохождении через который интенсивность света уменьшается в e раз. Таким образом, α^{-1} можно рассматривать как среднюю длину свободного пробега фотона в веществе, а α^{-1} [м⁻¹] – как вероятность поглощения фотона в образце единичной длины. Все оптические коэффициенты (R и α в (8.1)) зависят от длины волны падающего излучения. Зависимости $\alpha(\lambda)$ (или $\alpha(h\nu)$) называют *спектром поглощения*, а $R(\lambda)$ (или $R(h\nu)$) – *спектром отражения*.

Поглощение света полупроводником может быть связано с различными процессами: возбуждением электронов из валентной зоны в зону проводимости, изменением колебательной энергии атомов решетки и др. Каж-

дому из этих процессов будет соответствовать поглощение света полупроводником в определенной области спектра. Если поглощение света полупроводником обусловлено переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости за счет энергии кванта излучения, то энергия фотона $h\nu$ больше ширины запрещенной зоны ΔW . Такое поглощение называют *собственным*. В этом случае в области малых длин волн (больших $h\nu$) имеет место *сплошной спектр поглощения*, ограниченный *краем поглощения*. Для большинства полупроводников он расположен в инфракрасной области спектра. При $h\nu < \Delta W$ поглощения быть не может (материал прозрачен в этой области длин волн), поэтому край поглощения должен быть очень резким, что наблюдается у очень чистых монокристаллов.

Пусть W_a и W_b – значения энергии электрона до и после взаимодействия с электромагнитным полем излучения. Тогда в соответствии с законом сохранения энергии и законом сохранения квазиимпульса (или волнового вектора):

$$W_b = W_a + h\nu \quad \text{и} \quad \mathbf{k}_b = \mathbf{k}_a + \mathbf{k}_\phi, \quad (8.2)$$

где \mathbf{k}_a и \mathbf{k}_b – волновые векторы электрона в начальном и конечном состояниях; \mathbf{k}_ϕ – волновой вектор фотона. Волновой вектор фотона по меньшей мере на два порядка меньше волнового вектора электрона, поэтому можно считать, что $\mathbf{k}_b = \mathbf{k}_a$. Это означает, что в процессе взаимодействия электрона с полем излучения возможны только такие переходы, при которых волновой вектор электрона сохраняется. Такие переходы называют *вертикальными* или *прямыми* переходами. При таких переходах возбуждение электрона из валентной зоны в зону проводимости осуществляется лишь при участии фотона. Переходы, в которых наряду с поглощением фотона часть энергии перехода восполняется за счет энергии кристаллической решетки, или наоборот, отдается кристаллической решетке, получили название *непрямых* оптических переходов.

При непрямых переходах $\mathbf{k}_b \neq \mathbf{k}_a$. Поэтому для сохранения квазиимпульса электрона требуется участие *фононов*. Фононы – квазичастицы, описывающие волны смещений атомов кристалла из положений равновесия – могут поглощаться или испускаться в процессе оптического поглощения. При этом $\mathbf{k}_b - \mathbf{k}_a = \pm \mathbf{q}$, где \mathbf{q} – квазиволновой вектор фонона. При поглощении фонона с энергией E_ϕ , энергия фотона необходимая для перевода электрона через запрещенную зону составляет:

$$h\nu \geq \Delta W - E_\phi. \quad (8.3)$$

В результате возможно поглощение фотонов с меньшей энергией (большими длинами волн). Это наблюдается по размыванию края поглощения. При этом, вероятность непрямых переходов меньше вероятности прямых переходов, так как в них участвует большее число частиц. Поэтому не прямое поглощение является более слабым.

На рис. 8.1 изображена зонная структура полупроводника, у которого минимуму энергии в зоне проводимости и максимуму энергии в валентной зоне соответствуют различные значения волнового вектора. Прямые оптические переходы обозначены стрелкой 1. Для осуществления непрямого оптического перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости (стрелка 2), необходима энергия меньшая, чем для прямого перехода

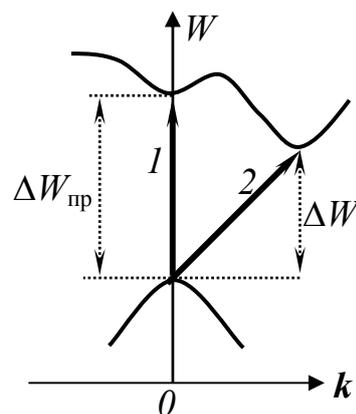


Рис.8.1. Прямые (1) и не-прямые (2) межзонные переходы.

На рис. 8.2 приведен спектр поглощения германия, у которого наблюдаются как прямые, так и не прямые оптические переходы.

При комнатной температуре началу прямых переходов соответствует энергия 0,81 эВ, началу не прямых переходов - 0,62 эВ.

У ряда полупроводников за счет поглощения кванта света возможно такое возбуждение электрона валентной зоны, которое не сопровождается переходом его в зону проводимости, а образуется связанная система электрон—дырка, перемещающаяся в пределах кристалла, как единое целое. Эту систему называют *экситоном*.

Движение экситона представляет собой движение возбужденного состояния. Если для простоты рассмотрению электрону и дырке приписать скалярные эффективные массы, то описание экситона сводится к «водородоподобной» задаче о движении двух частиц под действием взаимного кулоновского притяжения. В соответствии с этим энергетический спектр экситона должен состоять из системы дискретных уровней подобно тому, как это имеет место в случае водородного атома, а спектр его поглощения должен быть водородоподобным и находиться вблизи края собственного поглощения. Иллюстрирует этот случай спектр *экситонного поглощения* кристаллов закиси меди, изображенный на рис. 8.3. Теория показывает, что спектр поглощения экситона может быть и не водородоподобным.

В случае, когда электроны зоны проводимости и электроны не полностью заполненной валентной зоны за счет света

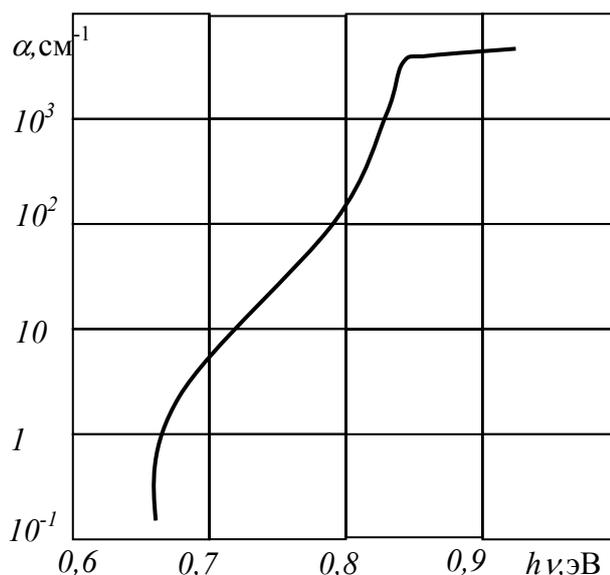


Рис.8.2. Спектр поглощения германия (при комнатной температуре)

переходят внутри зоны с одного уровня на другой, происходит *поглощение света свободными носителями заряда*. Это поглощение пропорционально концентрации свободных носителей заряда, квадрату длины волны па-

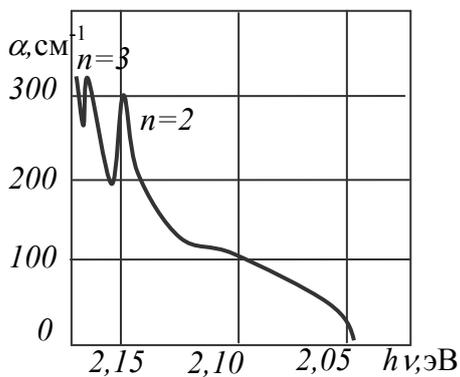


Рис.8.3. Спектр электронного поглощения Cu_2O при температуре жидкого гелия.

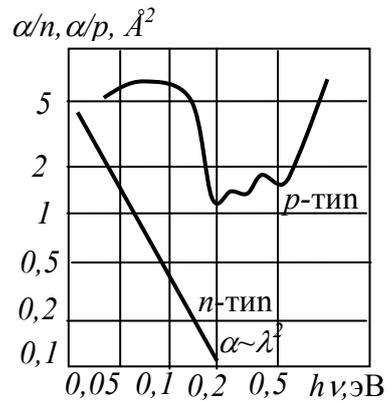


Рис.8.4 Поглощение свободными носителями заряда в германии *n*- и *p*-типа

дающего света и обратно пропорционально подвижности носителей. Если энергетические зоны у полупроводника сложные, то поглощение свободными носителями заряда, например дырками в германии, может быть вызвано также и переходами дырок между отдельными подзонами сложной валентной зоны. Эти переходы происходят с соблюдением закона сохранения волнового вектора. В спектрах поглощения они проявляются в виде максимумов (рис. 8.4).

Оптическое поглощение полупроводника, обусловленное взаимодействием излучения с колебательным движением кристаллической решетки,

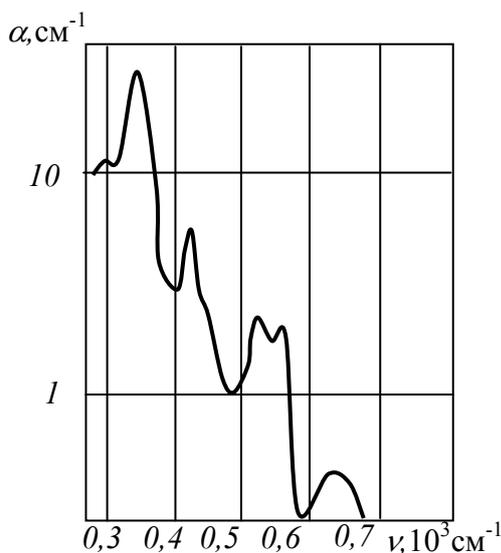


Рис.8.5. Спектр поглощения колебаниями кристаллической решетки в германии.

называют *решеточным*. Независимо от механизма взаимодействия между полем излучения и фононами процесс поглощения подчиняется закону сохранения энергии и волнового вектора. Решеточное поглощение обнаруживается в виде пиков поглощения, которые обычно накладываются на абсорбцию свободных носителей заряда (рис. 8.5).

При наличии в полупроводнике примеси его оптическое поглощение может быть связано с ионизацией примеси или возбуждением электрона нейтральной примеси в кристалле. Это поглощение называют *примесным*. При ионизации примеси энергия поглощенного кванта света расходуется на пере-

ход электронов с донорных уровней в зону проводимости и из валентной зоны на акцепторные уровни, что в спектре поглощения проявляется в виде *примесной полосы поглощения*. Если при освещении полупроводника светом происходит переход электрона примеси из основного состояния в возбужденное, то наблюдается линейчатый спектр поглощения. В случае, когда донорные уровни находятся вблизи дна зоны проводимости, примесное поглощение, обусловленное переходами электронов примеси из основного состояния в возбужденное (или в зону проводимости), должно находиться в далекой инфракрасной области спектра и экспериментально может наблюдаться лишь при низких температурах, когда большая часть атомов примеси не ионизована. То же самое можно сказать и о спектре поглощения акцепторной примеси. На рис. 8.6 изображен спектр примесного поглощения бора в кремнии.

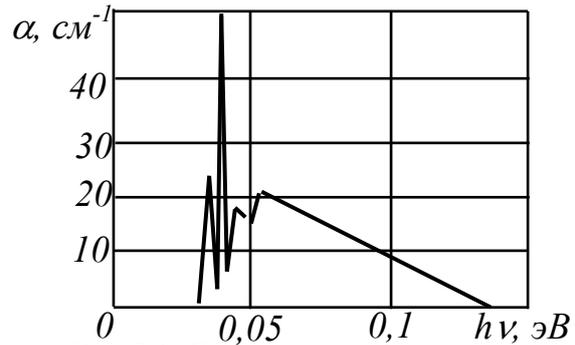


Рис.8.6. Спектр поглощения атомов бора в кремнии.

Суммируя сказанное, основные механизмы поглощения света в полупроводнике следующие:

1. *собственное поглощение*: межзонные переходы из валентной зоны в зону проводимости;
2. *экситонное поглощение*: переходы с участием экситонных состояний;
3. *поглощение свободными носителями заряда*: переходы электронов и дырок внутри соответствующих разрешённых зон;
4. *примесное поглощение*: переходы с участием примесных состояний;
5. *решёточное и фононное поглощение*: поглощение энергии световой волны колебаниями кристаллической решётки.

Если действует несколько независимых механизмов поглощения, то

$$\alpha(\lambda) = \sum \alpha_i(\lambda). \quad (8.4)$$

При этом в разных спектральных интервалах преобладают те или иные механизмы поглощения.

Фотопроводимость

Удельная электрическая проводимость полупроводника в отсутствие внешнего воздействия на него, в том числе и света, определяется равновесной концентрацией свободных носителей заряда n_0 и p_0 , генерируемых за счет тепловой энергии решетки:

$$\gamma_0 = e n_0 \mu_n + e p_0 \mu_p. \quad (8.5)$$

При освещении полупроводника концентрация свободных носителей заряда в нем может возрасти за счет носителей, возбужденных поглощен-

ными квантами света. При оптическом возбуждении электронов из валентной зоны в зону проводимости возникает пара свободных носителей - электрон и дырка. Если за счет света происходит переход электронов из валентной зоны на примесные уровни или с примесных уровней в зону проводимости, то образуются свободные носители одного знака — дырки или электроны. В соответствии с увеличением концентрации свободных носителей заряда в полупроводнике за счет облучения его светом возрастает и его удельная проводимость:

$$\gamma = e\mu_n (n_0 + \Delta n) + e\mu_p (p_0 + \Delta p), \quad (8.6)$$

где Δn и Δp - концентрация неравновесных носителей заряда, возбужденных светом.

Освещение полупроводника светом не приводит к бесконечному росту концентрации неравновесных носителей заряда, так как по мере роста концентрации свободных носителей и числа свободных мест на примесных уровнях растет вероятность рекомбинации. Наступает момент, когда рекомбинация уравнивает процесс генерации свободных носителей. Избыточная (неравновесная) удельная проводимость, равная разности удельных электрических проводимостей полупроводника при освещении γ и в отсутствие освещения γ_0 , называется *удельной фотопроводимостью* γ_Φ :

$$\gamma_\Phi = \gamma - \gamma_0 = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p). \quad (8.7)$$

Спектральная зависимость фотопроводимости, очевидно, должна соответствовать спектру поглощения полупроводника. Однако, как видно из рис. 8.7, в области края собственного поглощения наблюдается не только длинноволновый, как при поглощении, но и коротковолновый спад фотопроводимости.

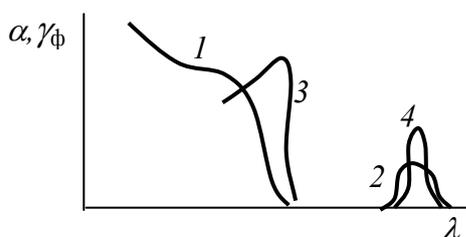


Рис.8.7.Спектр поглощения полупроводника и спектральное распределение фоточувствительности: 1-собственное поглощение; 2-примесное поглощение; 3,4 – фототок.

Этот спад объясняется тем, что при $h\nu \gg \Delta W_0$ коэффициент поглощения очень велик и весь свет практически поглощается в очень тонком поверхностном слое. Таким образом, высокая концентрация свободных носителей заряда возникает в слое, где время их жизни меньше, чем в объеме полупроводника. Из-за наличия в приповерхностном слое большого числа дефектов уменьшается по сравнению с объемными не только время жизни свободных носителей заряда, но и их подвижность.

В силу этого при освещении полупроводника светом с частотой $\nu \gg \Delta W_0/h$ обычно не наблюдается заметной фотопроводимости.

Без учета рекомбинации, при освещении полупроводника прямоугольным импульсом света, в зону проводимости (в единице объема за единицу времени) генерируется N электронов

$$d\Delta n/dt = N, \quad \text{где } \Delta n = n - n_0. \quad (8.8)$$

Если τ – время жизни свободных электронов в полупроводнике, то в единицу времени число электронов в зоне проводимости уменьшается на $\Delta n/\tau$. Изменение концентрации избыточных носителей заряда с учетом рекомбинации:

$$d\Delta n/dt = N - \Delta n/\tau. \quad (8.9)$$

Решение уравнения (8.9) имеет вид

$$\Delta n = \Delta n_{\text{ст}} [1 - \exp(-t/\tau)], \quad (8.10)$$

где $\Delta n_{\text{ст}}$ – увеличение концентрации свободных носителей заряда в условиях равновесного процесса рекомбинации. Из (8.8) и (8.10) следует, что

$$n = n_0 + \Delta n_{\text{ст}} [1 - \exp(-t/\tau)]. \quad (8.11)$$

После прекращения освещения $N=0$ и уравнение (8.9) примет вид:

$$d\Delta n/dt = -\Delta n/\tau. \quad (8.12)$$

с начальным условием $\Delta n = \Delta n_{\text{ст}}$ при $t=0$ или

$$n = n_0 + \Delta n_{\text{ст}} \exp(-t/\tau). \quad (8.13)$$

Согласно (8.13), после прекращения освещения, концентрация свободных электронов n экспоненциально уменьшается до равновесного значения n_0 .

Если учитывать равенство подвижностей равновесных и неравновесных электронов, то изменение фотопроводимости при освещении полупроводника прямоугольным импульсом будет происходить по тем же законам, что и изменение концентрации свободных носителей заряда (рис. 8.8).

Люминесценция полупроводников.

При рассмотрении поглощения света полупроводниками было показано, что при освещении полупроводника электроны могут переходить из состояний с меньшей энергией в состояния с большей энергией. При обратном переходе электрона из верхнего состояния в нижнее, освободившаяся энергия при определенных условиях также может быть выделена в виде кванта света. Такое свечение вещества не является тепловым (равновесным). Среди неравновесных излучений, к которым относятся отражение, тормозное излучение, излучение Вавилова-Черенкова и другие с длительностью порядка 10^{-15} с (они практически безинерци-

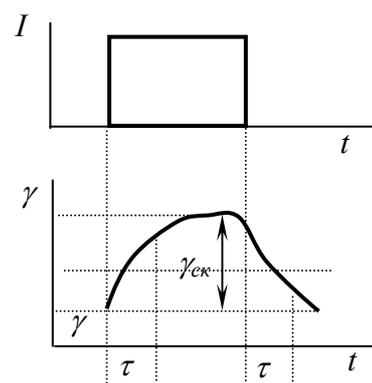


Рис.8.8. Изменение фотопроводимости полупроводника при освещении его прямоугольным импульсом света.

онны), особое место занимает люминесценция. Согласно определению С. И. Вавилова, люминесценция есть избыток над температурным излучением тела в том случае, если это избыточное излучение обладает длительностью, значительно превышающей период световых колебаний.

В зависимости от способа возбуждения вещества различают: *фотолюминесценцию* (возбуждение светом), *катодолюминесценцию* (при бомбардировке вещества электронами), *электролюминесценцию* (свечение под действием электрического поля) и др. Явления люминесценции делятся на *спонтанные*, *метастабильные* и *рекомбинационные*. Если излучение происходит в результате перехода примесного центра из возбужденного состояния в основное, то люминесценцию называют спонтанной или метастабильной в зависимости от того самопроизвольно (спонтанно) или под действием внешних факторов происходит излучение.

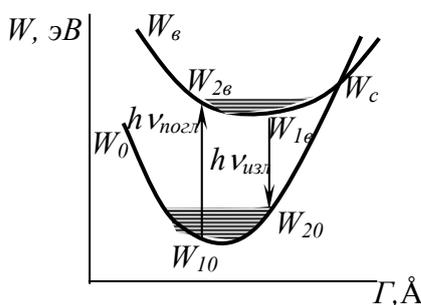


Рис.8.9. Однокоординатная модель центра свечения.

Рассмотрим схему примесного центра свечения в однокоординатной модели (рис. 8.9), в которой энергия примесного центра является функцией так называемого конфигурационного параметра Γ . Для двухатомной молекулы Γ означает расстояние между ядрами. В общем случае Γ имеет смысл усредненного расстояния между ядрами. В результате взаимодействия центра свечения с полем кристаллической

решетки его энергетические уровни становятся квазимолекулярными. На рис. 8.9 кривые W_ϵ и W_0 изображают потенциальную энергию возбужденного и основного (невозбужденного) состояний центра.

Пусть электрон, поглотив квант света $h\nu_{\text{погл}}$, переходит из состояния W_{10} , соответствующего основному состоянию при $T=0$, в возбужденное состояние $W_{2\epsilon}$ соответствующее температуре, отличной от нуля. За время порядка $10^{-13}-10^{-12}$ с электрон «остынет», отдав излишек энергии кристаллической решетке в виде фонона, и перейдет в состояние $W_{1\epsilon}$. Из этого состояния в основное электрон возвращается ($W_{1\epsilon} \rightarrow W_{20}$), выделяя квант света с энергией $h\nu_{\text{изл}}$. Согласно рисунку $h\nu_{\text{погл}} > h\nu_{\text{изл}}$, то есть полоса излучения относительно полосы поглощения оказывается смещенной в длинноволновую часть спектра.

При достаточно высокой температуре полупроводника энергия электрона в возбужденном состоянии может оказаться выше W_c и тогда электрон в основное состояние «скатывается» вниз по кривой W_0 безызлучательно с испусканием фононов. В силу этого интенсивность люминесценции с повышением температуры уменьшается. Это явление называют температурным тушением люминесценции.

Если излучение полупроводника возникает в результате непосредственной рекомбинации электрона с дыркой или рекомбинации через ло-

кальный центр, то излучение называют *рекомбинационным*. Вещества, обнаруживающие рекомбинационную люминесценцию, называют *кристаллофосфорами* или просто *фосфорами*. Практически все типичные фосфоры являются полупроводниками.

На рис. 8.10, а изображена энергетическая схема прямой излучательной рекомбинации, при которой рекомбинация электрона и дырки с равными и противоположно направленными квазиимпульсами сопровождается излучением кванта света с энергией, равной полным энергии рекомбинации. Такая межзонная рекомбинация реализуется редко.

Обычно в процессе рекомбинационного излучения участвуют примесные (мелкие и глубокие) уровни. Рекомбинация с участием двух мелких примесных уровней, когда захват электрона и дырки на локальные уровни происходит безызлучательно (переходы 1 и 2), а рекомбинация (переход 3) излучательно, иллюстрируется рис. 8.10, б.

Рекомбинация с участием глубоких примесных уровней (донорных и акцепторных), когда излучательный переход 3 осуществляется между краем одной зоны (реально между мелким уровнем, или примесной зоной) и глубоким уровнем, расположенным ближе к границе другой зоны, показана на рис. 8.10, в и г.

Кроме того, рекомбинационное излучение может наблюдаться и при экситонной рекомбинации.

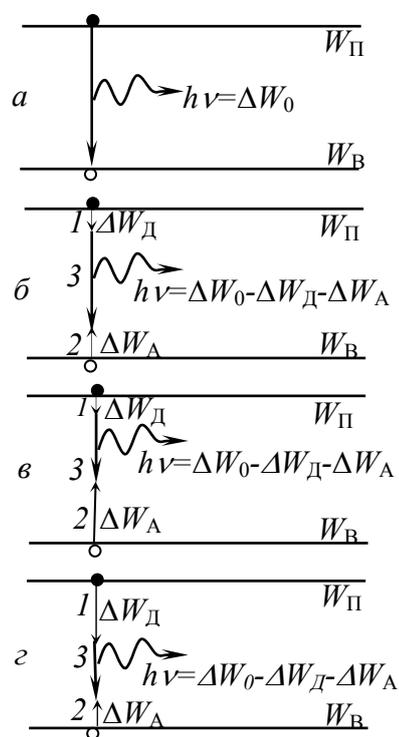


Рис.8.10. Излучательные и безизлучательные переходы в полупроводниках.

Глава 9. Контакт электронного и дырочного полупроводника. Свойства электронно-дырочного перехода.

Если полупроводник в одной своей части обладает электронной, а в другой дырочной электропроводностью, то граница между этими областями называется электронно-дырочным или (*p-n*) – переходом.

Создать (*p-n*) – переход механическим путем соприкосновения двух полупроводников с различным типом электропроводности невозможно. Электронно-дырочные переходы получают в результате введения в полупроводник донорной и акцепторной примесей таким образом, чтобы одна

часть полупроводника обладала электронной, а другая дырочной электропроводностью.

Модель полупроводника с электронной и дырочной электропроводностью представлены на рис. 9.1, где показана полупроводниковая пластина: одна (левая) часть представляет собой дырочный полупроводник (p – тип), а другая (правая) – электронный полупроводник (n – тип). Граница между областями p и n получила название (p - n) – перехода. Каждая часть пластины до контактирования электрически нейтральны, т.к. существует равновесие свободных и связанных зарядов. Так как концентрация свободных электронов в n -области больше, чем в p -области, а дырок в p -области больше, чем в n -области, то после контактирования часть электронов под влиянием тепловой диффузии переходит из n -области в p -область, а неко-

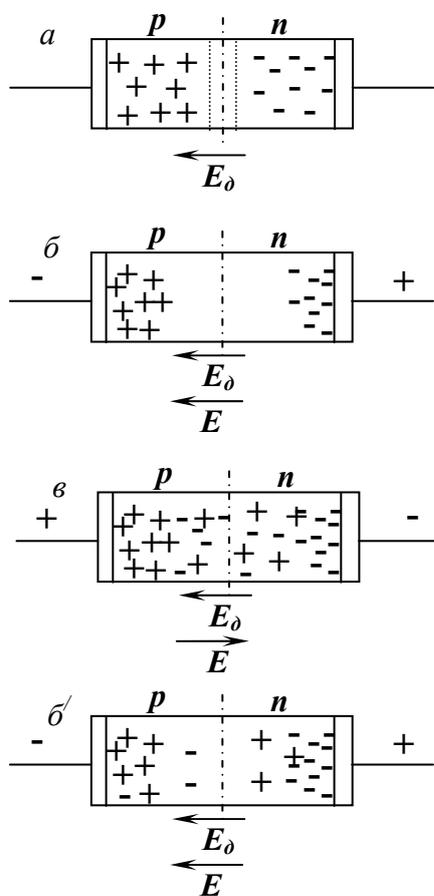


Рис.9.1. Принцип действия полупроводникового выпрямителя. *a* – идеальный (p - n)-переход в отсутствии внешнего напряжения (пунктиром показан запирающий слой); *б* – идеальный (p - n)-переход заперт (тока нет); *в* – через (p - n)-переход проходит большой величины прямой ток; *б'* – реальный (p - n)-переход заперт, протекает маленький обратный ток за счет неосновных носителей заряда.

торое количество дырок из p -области в n -область. При этом p -область у границы перехода окажется заряженной отрицательно, а n -область у границы перехода – заряженной положительно. В связи с этим в приграничной области возникает диффузионное поле E_δ (рис.9.1, *a*), которое будет препятствовать дальнейшему перемещению зарядов. Следовательно, еще в отсутствие внешнего электрического поля в такой системе образуется запирающий слой толщиной $d \sim 10^{-5}$ см.

Если к такой системе приложить внешнее электрическое поле E , напряжение которого совпадает с диффузионным электрическим полем E_d (рис.9.1, б) то переход будет «заперт» и ток не будет протекать.

При изменении полярности приложенного электрического поля E , оно будет направлено противоположно диффузионному электрическому полю E_d . При этом переход будет насыщаться носителями зарядов, он «открывается» и через него будет протекать «прямой» ток (рис.9.1, в). Подобные рассуждения относятся к идеальному ($p-n$) – переходу.

В реальных системах всегда имеется незначительное количество неосновных носителей зарядов: в p -области – электронов, а в n -области – некоторое количество дырок. И через такую систему при запертом переходе будет протекать небольшой по величине «обратный ток» за счет неосновных носителей зарядов (рис.9.1. б').

Глава 10. Полупроводниковые материалы и технология их получения

Настоящая глава содержит краткие сведения о наиболее распространенных в практике полупроводниковых материалах.

Германий является одним из первых полупроводниковых материалов, получивших широкое практическое применение в серийном производстве различных полупроводниковых приборов. Его используют для изготовления выпрямительных и импульсных диодов, самых различных видов транзисторов, фотодиодов, фоторезисторов, фототранзисторов, детекторов инфракрасного излучения, тиристоров, счетчиков ядерных частиц, тензометров и т. д. Диапазон рабочих температур этих приборов от -60 до $+80^\circ\text{C}$.

Германий обладает решеткой типа алмаза. По внешнему виду благодаря характерному блеску он напоминает металл. Его кристаллы очень тверды и хрупки. Содержание германия в земной коре составляет $7 \cdot 10^{-4}\%$. Добыча его затруднена тем, что в природе этот элемент находится в рассеянном состоянии. Германий обычно обнаруживают в виде примесей в различных минералах (0,01—0,5%). Образование руд для него не характерно. Единственная его руда – германит, но и она содержит больше меди, железа и цинка, чем германия. Сравнительно высокая стоимость германия объясняется сложностью получения исходного сырья.

Германий, используемый для изготовления полупроводниковых приборов, не должен содержать случайных примесей больше $5 \cdot 10^{-9}\%$. Наиболее распространенным способом очистки германия является метод зонной плавки. Электронный и дырочный тип электропроводности в германии создают путем легирования его соответствующей примесью. Концентрация легирующей примеси обычно составляет один атом на 10^{10} – 10^{12} атомов полупроводника. Поэтому примесь в германий вводят в виде лигату-

ры, которая является сплавом германия с примесью. В лигатуре примесь содержится уже в значительных количествах (составляет проценты). Легирование германия производят при вытягивании монокристаллов по методу Чохральского. При выращивании монокристаллов затравка ориентируется в направлении [111] с отклонением не более $\pm 2^\circ$.

Основные физические свойства германия приведены в табл. 10.1. Температурные зависимости удельного сопротивления германия при раз личном содержании примесей представлены на рис. 10.1. Германий, применяемый в полупроводниковых приборах, обладает ρ от миллионных долей Ом·м до значений, близких к ρ собственного германия, т.е. (при комнатной температуре) до $\rho = 0,47$ Ом·м.

Пример маркировки германия: ГДГ 0,75/0,5. Первая буква означает название материала (Г – германий); вторая – тип электропроводности (Э – электронный, или Д – дырочный); третья – название легирующей примеси (в данном случае галлия). Числитель дроби указывает значение удельного сопротивления в Ом·см (0,75 Ом·см), знаменатель – диффузионную длину неосновных носителей заряда в миллиметрах (0,5 мм). Некоторые промышленные марки германия приведены в табл. 10.2. Электрическая активность легирующих примесей в германии указана в табл. 10.3.

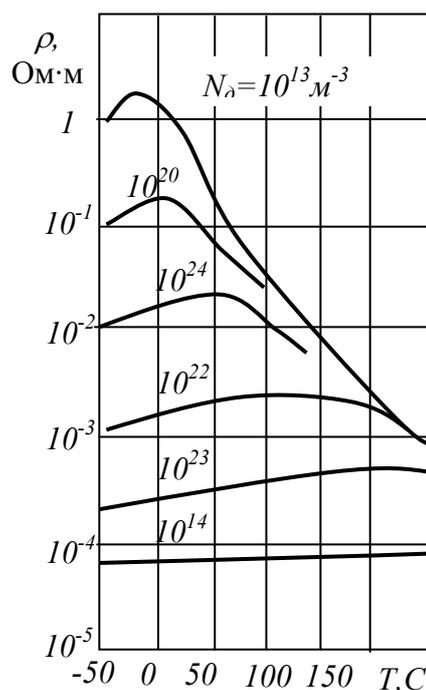


Рис.10.1. Температурные зависимости удельного сопротивления германия при различном содержании донорной примеси.

Таблица 10.1.

Основные физические свойства германия, кремния, карбида кремния.

Свойства	Ge	Si	SiC
Плотность, кг/м ³	5320	2330	3170
Постоянная решетки, А	5,66	5,43	4,36
Температура плавления, °С	937	1417	2700
Диэлектрическая проницаемость, ϵ	16,3	11,7	7,0
ΔW_0 , эВ (при T=300 К)	0,67	1,12	3,1
μ_n , м ² /(В·с)	0,39	0,13	0,01
μ_p , м ² /(В·с)	0,19	0,048	0,003

Кремний, как и германий, является элементом IV группы таблицы Менделеева. После кислорода это самый распространенный элемент в земной коре: его содержится в ней 28%. Однако в свободном состоянии в природе он не встречается. Его соединениями являются такие распространенные природные материалы, как кремнезем и силикаты.

Из соединений кремний может быть получен несколькими способами. Чаще всего используют метод восстановления четыреххлористого кремния $SiCl_4$, парами цинка или водорода при $T \sim 1000$ °C:



Кроме того, применяют методы термического разложения тетраиодида кремния SiI_4 или силана SiH_4 . После извлечения из соединений в целях получения очищенных монокристаллов кремний подвергают бестигельной вертикальной зонной плавке. В технологическом отношении кремний более сложный материал, чем германий, так как он имеет высокую температуру плавления 1420°C и в расплавленном состоянии химически весьма активен (вступает в реакцию практически со всеми тигельными материалами).

Допустимое содержание посторонних примесей в кремнии, используемом в производстве полупроводниковых приборов, не должно превышать $10^{-11}\%$. Высокая стоимость кремния связана главным образом со сложностью его очистки. Основные физические свойства кремния приведены в табл. 10.1. Маркировка кремния производится аналогично маркировке германия (см. табл. 10.2).

Таблица 10.2

Примеры промышленных марок монокристаллического *Ge* и *Si*.

МАРКА	Тип электропроводности	Легирующая примесь	ρ при 300 К, Ом·см	Диффузионная длина неосновных носителей заряда при 300 К, мм
ГЕРМАНИЙ				
ГЭС 27/1,5	электронный	сурьма	22-30	$\geq 1,5$
ГЭС 20/0,1	электронный		8-20	$\geq 1,0$
ГДГ 1,0/0,6	дырочный	галлий	0,9-1,2	$\geq 0,6$
ГДГ 5,0/1,0	дырочный		4,2-5,7	$\geq 1,1$
КРЕМНИЙ				
КЭФ 0,3/0,1	электронный	фосфор	0,25-0,4	0,1
КЭФ 7,5/0,5	электронный	---	6,0-9,0	0,5
КЭФ 150/0,3	дырочный	---	150-200	0,3
КДБ 7,5/0,5	дырочный	бор	6,0-9,0	0,5

Кремний применяют для изготовления различных диодов и транзисторов, тиристоров, стабилитронов, фотодиодов, датчиков Холла, тензо-

метров и других полупроводниковых приборов, а также интегральных схем.

Таблица 10.3

Электрическая активность легирующих примесей в германии и кремнии.

примесный элемент	Вид примеси	Энергия ионизации примеси, эВ	
		в германии	в кремнии
Литий	Донор	0,0093	0,033
Фосфор	---	0,0120	0,044
Мышьяк	---	0,0127	0,049
Сурьма	---	0,0096	0,039
Цинк	Акцептор	0,03; 0,09	0,31; 0,55
Бор	---	0,0104	0,046
Алюминий Галлий	---	0,0102	0,057
Индий	---	0,0112	0,16

Благодаря тому, что кремний имеет большую ширину запрещенной зоны, чем германий, кремниевые приборы могут работать при более высоких температурах, чем германиевые. Верхний температурный предел работы кремниевых приборов достигает 200 °С.

Селен – элемент VI группы таблицы Менделеева. Его содержание в земной коре составляет $7 \cdot 10^{-6} \%$. Он существует в нескольких аллотропных модификациях – стеклообразный, аморфный, моноклинный, гексагональный. Все модификации путем нагрева до температуры 180–220°С можно перевести в гексагональную, которая является наиболее устойчивой. Селен этой модификации имеет серый цвет. Получают селен как побочный продукт при электролитической очистке меди.

Для изготовления полупроводниковых приборов – выпрямителей переменного тока и фотоэлементов – используют серый кристаллический селен. Ширина его запрещенной зоны 1,79 эВ. Температурный интервал работы селеновых выпрямителей от –60 до 475° С. Содержание неконтролируемых при-

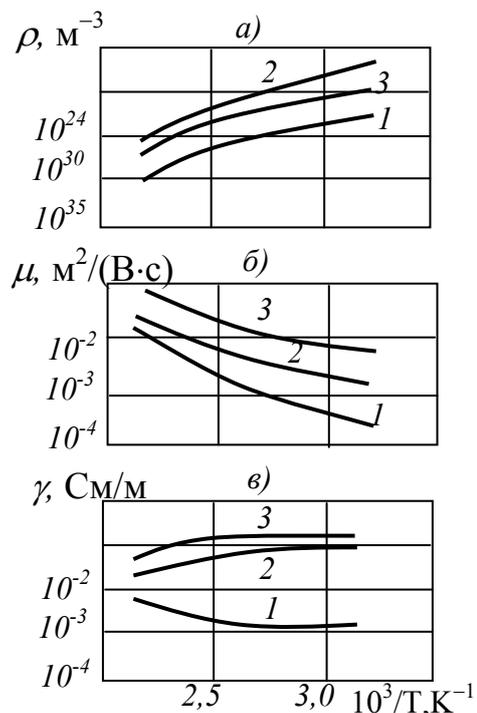


Рис.10.2. Температурные зависимости (а) концентрации, (б) подвижности дырок и (в) удельной проводимости: 1 – в чистом селене; 2 – в селене с примесью 0,3% кислорода; 3 – в селене с примесью 0,07% йода.

месей в селене, пригодном для изготовления выпрямителей, может составлять $8 \cdot 10^{-3}$ %. Такой селен всегда обладает дырочным типом электропроводности. Его ρ порядка 10^3 Ом·м (при комнатной температуре) сильно зависит от вида и концентрации примесей. Снижение удельного сопротивления достигается за счет введения акцепторной примеси – хлора, брома, йода.

Селен в отличие от других полупроводников обладает аномальной температурной зависимостью концентрации свободных носителей заряда: она уменьшается с ростом температуры (рис. 10.2, а). Подвижность свободных носителей заряда при этом возрастает (рис. 10.2, б). Температурная зависимость удельной проводимости селена представлена на рис. 10.2, в.

Теллур – элемент VI группы таблицы Менделеева. Он является полупроводником с шириной запрещенной зоны 0,35 эВ, плавится при температуре 451 °С, легко испаряется. Температура кипения теллура при атмосферном давлении 1390 °С. Давление паров при 500 °С составляет 67 Па. Очистку теллура от примесей производят многократной перегонкой.

Поликристаллический слиток теллура получают путем медленного охлаждения расплавленного в открытом тигле теллура. Затем из слитка вырезают несколько монокристаллов.

Удельное сопротивление чистого теллура при комнатной температуре составляет $29 \cdot 10^{-4}$ Ом·м. Концентрация собственных носителей заряда $n_i = 9,3 \cdot 10^{21}$ м⁻³. Подвижность электронов 0,17 м²/(В·с), дырок – 0,12 м²/(В·с).

Техническое применение теллур нашел в виде сплавов с висмутом, сурьмой и свинцом, которые используют для изготовления термоэлектрических генераторов.

Полупроводниковые соединения типа $A^{II}B^{VI}$ – HgS, HgSe, HgTe, CdS, CdSe, CdTe, ZnS, ZnSe, ZnTe, как правило, имеют несколько модификаций. Основными из них являются структуры сфалерита и вюртцита. Монокристаллы соединений $A^{II}B^{VI}$ обычно получают из газовой фазы или из расплава.

Халькогениды ртути. Ширина запрещенной зоны HgS, HgSe, HgTe соответственно равна 1,8; 0,07; 0,02 эВ.

Монокристаллы HgS, полученные из газовой фазы, имеют $\rho = 10^7 - 10^8$ Ом·м и обладают обычно электронной электропроводностью. Подвижность электронов при комнатной температуре низкая: 0,002–0,005 м²/(В·с).

Монокристаллы HgSe, как правило, обнаруживают лишь электронную электропроводность, что объясняется отклонением от стехиометрии в сторону избытка ртути. Подвижность электронов при комнатной температуре составляет примерно 1,85 м²/(В·с).

Монокристаллы HgTe могут быть получены как с дырочной, так и с электронной электропроводностью; преимущественно же в *HgTe* наблюдается дырочная электропроводность, что обусловлено наличием в *HgTe* вакансий ртути. Отжиг *HgTe* в парах *Hg* приводит к электронной электропроводности. Теллурид ртути обладает очень малой шириной запрещенной зоны (0,02 эВ) и высокой подвижностью электронов, которая при температуре жидкого азота (77К) составляет около $7 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.

HgTe и *HgSe* являются узкозонными полупроводниками с высокой подвижностью электронов. Их используют при создании высокочувствительных приемников излучения и датчиков Холла.

Халькогениды кадмия. Сульфид, селенид и теллурид кадмия имеют ширину запрещенной зоны большую, чем у соответствующих им соединений ртути: у *CdS* она составляет 2,4 эВ, у *CdSe* – 1,8 эВ, у *CdTe* – 1,6 эВ. Все они являются кристаллофосфорами и применяются в разнообразных электролюминесцентных устройствах.

Монокристаллы CdS, как правило, имеют электронную электропроводность, обусловленную отклонением от стехиометрического состава (недостаток серы). При прогреве кристаллов в парах кадмия проводимость их увеличивается. Если после термообработки в парах кадмия при давлении $3,749025 \cdot 10^5 \text{ Па}$ удельная проводимость у кристаллов *CdS* порядка $1000 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, то после прогрева в парах серы кристаллы *CdS* имеют $\rho = 10^6 \text{ Ом}\cdot\text{м}$. Подвижность электронов при комнатной температуре порядка $0,024 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Сульфид кадмия нашел широкое техническое применение при изготовлении фоторезисторов, фотоэлементов, электролюминесцентных устройств, дозиметров ультрафиолетовых, рентгеновских и гамма-лучей, счетчиков частиц и др.

Монокристаллы CdSe, так же как и *CdS*, обычно получают с электронной электропроводностью за счет отклонения от стехиометрического состава (недостаток селена). Отжиг кристаллов *CdSe* с электропроводностью *n*-типа в парах селена приводит к образованию на их поверхности слоя с дырочной электропроводностью. Подвижность электронов при комнатной температуре $0,058 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, дырок $-0,005 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Селенид кадмия применяют в электролюминесцентных устройствах и в фотоэлементах.

Монокристаллы CdTe получают как с электронной, так и с дырочной электропроводностью. Электронную электропроводность обеспечивают внедренные в междоузлия решетки атомы кадмия, дырочную - вакансии кадмия. Концентрация свободных носителей заряда может меняться $10^{20} - 10^{26} \text{ м}^{-3}$. Наиболее чистый *CdTe* обладает высокой подвижностью электронов, которая при комнатной температуре может составлять $5,7 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Этот материал используют для изготовления таких приборов, как дозиметры и счетчики квантов гамма-излучения, инжекционные лазеры, светодиоды, солнечные батареи и генераторы Ганна.

Халькогениды цинка. Сульфид, селенид и теллурид цинка обладают большой шириной запрещенной зоны, которая соответственно равняется 3,6, 2,7 и 2,2 эВ.

Монокристаллы ZnS , выращенные методом сублимации в атмосфере сероводорода, имеют большое удельное сопротивление 10^6 – 10^8 Ом·м. Удаётся получать монокристаллы сульфида цинка с ρ до 10^{12} Ом·м.

Не легированные монокристаллы $ZnSe$ имеют концентрацию электронов $6,9 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ с подвижностью примерно $0,07 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. При легировании их селеном наблюдается дырочная электропроводность, а после обработки в расплавленном цинке – электронная.

Монокристаллы ZnS , как правило, обладают дырочной электропроводностью, обусловленной отклонением от стехиометрии за счет вакансий цинка.

Халькогениды цинка в основном применяют в качестве кристаллофосфоров в электролюминесцентных устройствах.

Полупроводниковые соединения типа $A^{III}B^V$ – GaP , $GaAs$, $GaSb$, InP , $InAs$, $InSb$ имеют структуру цинковой обманки. Получают эти соединения или из расплава, который содержит элементы в равных атомных концентрациях, или из раствора соединения, имеющего в избытке элемент III группы, а также из газовой фазы. Кристаллы антимонидов и арсенидов галлия и индия обычно выращивают из расплава стехиометрического состава. Основными методами выращивания сверхчистых монокристаллов являются зонная очистка и направленная кристаллизация.

Значения температуры плавления, диэлектрической проницаемости, ширины запрещенной зоны, подвижности электронов и дырок при комнатной температуре указанных соединений приведены в табл. 10.4. Все эти материалы уже получили широкое техническое применение.

Таблица 10.4.

Основные физические свойства соединений типа $A^{III}B^V$

Соединения	$T_{пл}, ^\circ\text{C}$	$\Delta W_0, \text{эВ}$ при 300 К	$\mu_n, \text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при 300 К	$\mu_p, \text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при 300 К	ε
<i>GaP</i>	1450–1500	2.25	0.011	0.0075	10
<i>InP</i>	1062	1.29	0.46	0.15	14
<i>GaAs</i>	1237	1.43	0.85	0.043	12.5
<i>InAs</i>	942	0.36	3.3	0.046	14
<i>InSb</i>	525	0.17	7.7	0.08	17
<i>GaSb</i>	712	0.67	0.4	0.14	15

Арсенид галлия ($GaAs$) среди соединений $A^{III}B^V$ занимает особое место. Большая ширина запрещенной зоны (1,4 эВ), высокая подвижность электронов [$0,85 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$] позволяют создавать на основе $GaAs$ приборы, работающие в области высоких температур и высоких частот. Обычно

GaAs получают с электронной электропроводностью и концентрацией электронов выше 10^{22} м^{-3} . Полуизолирующие кристаллы *GaAs* с концентрацией электронов 10^{15} м^{-3} и ниже выращивают при наличии кислорода в окружающей среде, а также путем диффузии меди. Снижение концентрации свободных электронов в таких кристаллах происходит не потому, что они становятся более чистыми, а в результате компенсации примеси. Акцепторами в *GaAs* являются *Zn*, *Cd*, *Cu*, донорами – *S*, *Se* и элементы IV группы.

GaAs применяют при изготовлении светодиодов, параметрических, туннельных диодов, диодов Ганна, лазеров, полевых транзисторов, солнечных батарей и других приборов. Представляется перспективным создание интегральных схем на подложке из полуизолирующего *GaAs*.

Антимонид индия (*InSb*) имеет очень малую ширину запрещенной зоны (0,17 эВ) и очень высокую подвижность электронов [$7,7 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$]. *InSb* используют при изготовлении детекторов в инфракрасной области спектра, датчиков Холла, туннельных диодов, термоэлектрических генераторов, лазеров, тензометров. Выращивание чистых кристаллов *InSb* не представляет особых технологических трудностей, так как температура плавления низкая ($525 \text{ }^\circ\text{C}$) и ни один из его компонентов не взаимодействует с обычно используемыми тигельными материалами. *InSb* получают с концентрацией примесей не более 10^{19} м^{-3} . Малая ширина его запрещенной зоны и большая разница между подвижностями электронов и дырок обуславливают в этом материале явления, которые слабо проявляются в других полупроводниках.

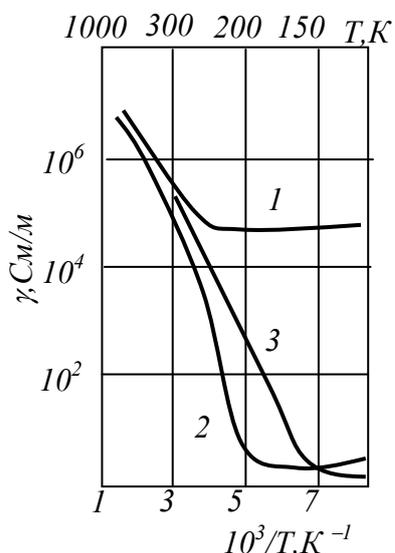


Рис. 10.3. Температурная зависимость удельной проводимости *InSb*.

На рис.10.3 приведены кривые температурной зависимости удельной проводимости *n*-типа (кривая 1 примеси $1,3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$), *p*-типа (кривая 2 примеси $4 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$) и *n*-типа образца высокой степени чистоты (кривая 3 примеси 10^{19} м^{-3}). Искривление кривой собственной электропроводности при высоких температурах объясняется вырождением электронного газа. Благодаря тому, что подвижность электронов много больше подвижности дырок, кривая наиболее чистого образца не соответствует минимальной проводимости, как у *Ge* и *Si* (кривая удельной проводимости образца *p*-типа в некоторой области температур расположена ниже кривой наиболее чистого образца).

Фосфид галлия (GaP), имеющий большую ширину запрещенной зоны (2,25 эВ), широко применяют в серийном производстве светодиодов.

Высокая температура плавления (около 1500 °С) и большое давление паров ($35 \cdot 10^5$ Па) вызывают значительные технологические трудности выращивания монокристаллов фосфида галлия высокой степени чистоты. GaP с электронной электропроводностью, используемый при изготовлении светодиодов, обычно выращивают в герметизированном объеме путем вытягивания из расплава по методу Чохральского. GaP с концентрацией электронов $10^{17} - 10^{20} \text{ м}^{-3}$ получают синтезом из газовой фазы или путем компенсации, легируя GaP с электронной электропроводностью медью. Следует отметить, что наличие меди в GaP в значительной мере способствует процессу старения создаваемых на его основе светодиодов. В GaP с дырочной электропроводностью медь в основном присутствует в виде ионов внедрения Cu^+ , а в GaP с электронной электропроводностью в виде ионов замещения Cu^- .

Донорами в GaP являются O, S, Se, Te, Si, Sn , акцепторами – Mg, Zn, Ca, Be, C . Собственная электропроводность GaP из-за большой ширины запрещенной зоны не наблюдается даже при 1000 К.

Благодаря большой ширине запрещенной зоны GaP излучательные переходы в этом материале происходят в видимой области спектра. Это позволило создать на основе GaP светодиоды, дающие зеленое и красное свечение.

GaP относится к полупроводникам с непрямыми переходами. Длина волны его электромагнитного излучения зависит от энергетических уровней центров излучательной рекомбинации. Для светодиодов из фосфида галлия, испускающих красное свечение, такие уровни создают путем легирования GaP цинком и кислородом или кадмием и кислородом. Свечение светодиодов из GaP в зеленой области спектра получают при легировании фосфида галлия азотом. Большим преимуществом азота как излучательно-го центра, является то, что его можно ввести в GaP в большом количестве (до 10^{25} м^{-3}) без изменения концентрации свободных носителей заряда.

Арсенид индия ($InAs$), как и антимонид индия, имеет малую ширину запрещенной зоны (0,36 эВ) и большую подвижность электронов [$3,3 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$]. Температура плавления $InAs$ равняется 942 °С, давление паров при этом составляет $0,3 \cdot 10^6$ Па. Поэтому технологические трудности, связанные с давлением паров в точке плавления, сравнительно не велики. Наиболее чистый $InAs$ имеет концентрацию электронов порядка 10^{22} м^{-3} .

Арсенид индия в основном используют при изготовлении датчиков Холла, а также фотодиодов и лазеров.

Антимонид галлия ($GaSb$) относится к материалам, обнаруживающим признаки нестехиометрической природы соединения, так как технологическими приемами концентрацию акцепторной примеси в нем не удается

снизить меньше, чем на $1,5 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$. Основные физические свойства *GaSb* приведены в табл. 10.4.

В отличие от других соединений группы $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$, антимонид галлия обладает чрезвычайно высокой чувствительностью к механическим напряжениям. Удельное сопротивление «чистого» *GaSb* увеличивается в два раза при воздействии давления $4 \cdot 10^8 \text{ Па}$. Это изменение удельного сопротивления объясняется уменьшением подвижности электронов при приложении давления к кристаллу. При таком же давлении, приложенном к кристаллам *InP* и *GaAs*, их удельное сопротивление меняется лишь на 3%. Благодаря высокой чувствительности к деформациям *GaSb* используют при изготовлении тензометров.

Фосфид индия (*InP*) применяют при изготовлении лазеров. Технологические трудности выращивания монокристаллов фосфида индия связаны с высоким давлением паров ($21 \cdot 10^5 \text{ Па}$) в точке плавления ($1062 \text{ }^\circ\text{C}$). Наиболее чистый *InP* имеет концентрацию электронов 10^{21} м^{-3} . Основные физические свойства фосфида индия приведены в табл. 10.4.

Оксидные полупроводники.

Полупроводниковыми свойствами обладают ряд оксидов металлов. Наибольшее практическое применение получила закись меди *Cu₂O*, используемая для изготовления купроксных выпрямителей. Ширина запрещенной зоны закиси меди около 1,9 эВ. Избыток кислорода в *Cu₂O* создает дырочную электропроводность.

У окиси цинка *ZnO* ширина запрещенной зоны около 3,2 эВ. Избыточный цинк, который практически всегда присутствует в окиси цинка, приводит к электронной электропроводности. Большой шириной запрещенной зоны обладает также двуокись титана *TiO₂* ($\Delta W_0 \approx 3 \text{ эВ}$). Варьируя степень восстановления *TiO₂* за счет избытка титана, можно снизить ρ образцов и получить в них электронную электропроводность.

В оксидах *Fe₃O₄* и *NiO₂* удельное сопротивление снижается не только из-за отклонения от стехиометрии, но и за счет переменной валентности ионов металлов.

Полупроводниковые свойства обнаруживаются также в *CoO₃*, *MgO*, *Mn₂O₃*, *CuO*, *Ni₂O₃* и др.

Практическое применение получили смеси оксидов, на основе которых изготавливают полупроводниковые терморезисторы (термисторы) с отрицательным $TK\rho$, а также варисторы, сопротивление которых сильно зависит от приложенного напряжения.

Халькогениды свинца.

Сульфид, селенид и теллурид свинца в естественном состоянии встречаются в виде минералов галенита, клаусталита и алтаита. Первый мине-

рал является одной из самых распространенных руд свинца, два других в природе обнаруживаются довольно редко. Монокристаллы *PbS*, *PbSe*, *PbTe* получают путем осаждения из газовой фазы, методом Бриджмена — Стокбаргера, методом Чохральского или методом медленного охлаждения расплава с использованием естественного градиента температуры печи.

При отклонении от стехиометрического состава образцы халькогенидов свинца обладают электронной электропроводностью за счет избытка свинца или дырочной электропроводностью за счет избытка элемента VI группы таблицы Менделеева. Замена атомов свинца одновалентными металлами *Na*, *Ag* или *Cu* означает введение акцепторной примеси. Замена трехвалентным металлом, например *Bi*, равноценна введению донорной примеси. Замещение атома элемента VI группы галогеном VII группы также эквивалентно введению донора.

Таблица 10.5.

Основные физические свойства халькогенидов свинца.

Свойства	<i>PbS</i>	<i>PbSe</i>	<i>PbTe</i>
ΔW_0 , эВ при 300К	0,39	0,26	0,32
n_i , м ⁻³ при 300К	$2 \cdot 10^{21}$	$3 \cdot 10^{22}$	$1,5 \cdot 10^{22}$
μ_n , м ² /(В·с)	0,08	0,12	0,18
μ_p , м ² /(В·с)	0,07	0,1	0,09
Длина волны лазерного излучения, мкм	04,3	8,5	6,5

Основные физические свойства халькогенидов свинца приведены в табл. 10.5, из которой видно, что эти соединения являются узкозонными материалами. Халькогениды свинца используют для изготовления фоторезисторов в инфракрасной технике, инфракрасных лазеров, тензометров и термогенераторов, работающих в интервале температур от комнатной до 600 °С.

Карбид кремния.

Карбид кремния является полупроводниковым материалом с большой шириной запрещенной зоны 2,8–3,1эВ (в зависимости от модификации). Этот материал можно применять для изготовления полупроводниковых приборов, работающих при высоких температурах вплоть до 700 °С.

Из двух модификаций (α и β) карбида кремния в полупроводниковой технике получил применение лишь α -карбид кремния, обладающий гексагональной или ромбоэдрической кристаллической решеткой.

Кристаллы α -карбида кремния выращивают из газовой фазы в графитовых тиглях при температуре 2500 °С. Электронная электропроводность в *SiC* создается путем легирования его *N*, *P*, *As*, *Sb*, *Bi*. Кристаллы *SiC* с дырочной электропроводностью выращивают при легировании *B*, *Al*, *Ga*, *In*.

Основные физические свойства SiC приведены в табл. 10.1. Карбид кремния применяют для серийного выпуска варисторов (нелинейных сопротивлений), светодиодов, а также при изготовлении высокотемпературных транзисторов, выпрямительных и туннельных диодов.

Технология получения полупроводниковых материалов

При изготовлении большинства полупроводниковых приборов применяют монокристаллические материалы. Это объясняется тем, что подвижность и время жизни свободных носителей заряда в монокристаллах выше, чем в поликристаллическом материале, который к тому же обладает и значительной неоднородностью свойств.

Процент выхода годных полупроводниковых приборов, их характеристики зависят от степени очистки, однородности исходного материала, степени его легирования и др. Наиболее жесткие требования к полупроводниковым материалам предъявляют при производстве транзисторов и интегральных схем. В таких приборах, как фото- и терморезисторы, допускается использование поликристаллических аморфных веществ.

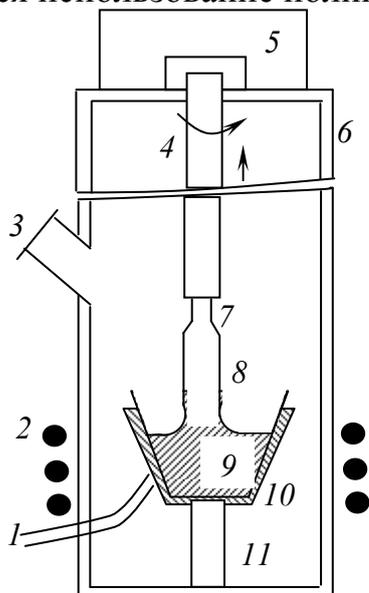


Рис.10.4. Схема установки для выращивания монокристаллов по методу Чохральского: 1 – термопара; 2 – индукционная печь; 3 – окно для визуального контроля; 4 – ось вращения; 5 – устройство для вращения; 6 – водяная рубашка; 7 – монокристаллическая затравка; 8 – выращиваемый кристалл; 9 – расплав; 10 – графитовый нагреватель; 11 – теплоизоляционная подложка.

Основными методами получения монокристаллов полупроводников являются: выращивание из расплава, метод зонной перекристаллизации и выращивание из газообразной фазы. В ряде случаев применяют метод выращивания из раствора и другие методы.

Метод выращивания монокристаллов из расплава (метод Чохральского), как правило, обеспечивает высокие скорости выращивания и получение больших по размеру кристаллов. Схема установки представлена на рис. 10.4. Сущность метода заключается в том, что в тигель с расплавленным материалом опускают монокристаллическую затравку. После оплавления затравки, которое обеспечивает хорошее ее смачивание расплавом, затравку медленно поднимают. Жидкость, тянущаяся за затравкой, попадая в область более низких температур, затвердевает, продолжая

кристаллическую структуру затравки. При вытягивании кристалла затравку или тигель вращают, чтобы не происходил преимущественный рост

кристалла в какую-либо сторону из-за возможной боковой разности температур. Кроме того, вращение кристалла относительно тигля производит размешивание расплава в тигле.

При выращивании из расплава монокристаллов полупроводниковых соединений пользуются *методом Бриджмена — Стокбаргера*. Нагреватель в этой установке устроен таким образом, что по его длине создается определенный градиент температуры (рис. 10.5). При выращивании кристаллов разлагающихся соединений тигель с веществом помещают в запаянную ампулу, в которой поддерживается необходимое давление паров летучего компонента. В положении 1 содержимое тигля расплавлено. По мере движения тигля вдоль печи в область более низких температур происходит постепенное охлаждение расплава и направленная его кристаллизация.

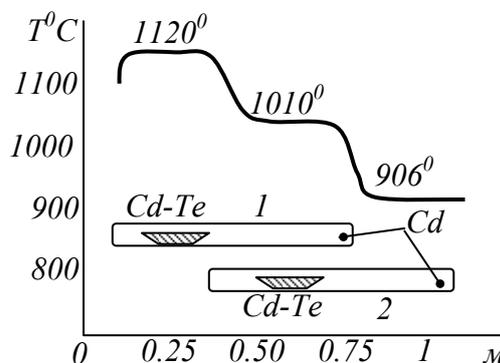


Рис.10.5. Схема установки выращивания кристаллов по методу Бриджмена-Стокбаргера: 1 – исходное положение ампулы; 2 – конечное положение ампулы; 3 – распределение температуры в печи.

Метод зонной перекристаллизации (плавки) для получения монокристаллов состоит в том, что плавление поликристаллического слитка, помещенного в тигель, осуществляется с помощью нагревателя, создающего короткую зону, температура которой выше, чем температура плавления вещества. Схема установки приведена на рис. 10.6. Если на одном конце слитка поместить монокристаллическую затравку и перемещать нагреватель от этого конца к другому, то оставшая часть слитка, последовательно расплавляясь в зоне и затем кристаллизуясь, будет продолжать структуру затравки.

Метод зонной плавки широко применяют прежде всего как один из эффективных методов очистки полупроводниковых материалов от примесей. Очистка полупроводников этим методом основана на том, что примеси неодинаково растворимы в твердой и жидкой фазе основного вещества. Наиболее распространен случай, когда растворимость примеси в жидкой фазе больше, чем в твердой. Тогда расплавленная зона при движении будет захватывать

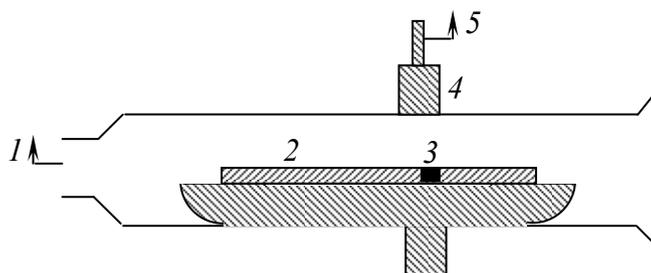


Рис.10.6. Схема установки для проведения зонной перекристаллизации: 1 – откачка на вакуум; 2 – образец в тигле; 3 – расплавленная зона; 4 – перемещаемый нагреватель; 5 – к устройству, перемещающему зону.

примесь и переносить ее в конец слитка. Этот процесс движения зоны (в том же направлении) можно повторять несколько раз, сгоняя примесь в конец слитка. Подобный результат может быть достигнут, если создать сразу несколько зон. Каждая из них на своем пути захватит определенное количество примеси и перенесет ее в конец слитка, который затем обрезается.

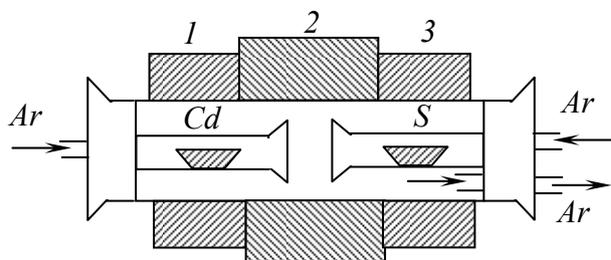


Рис.10.7. Схема установки выращивания кристаллов синтезом из компонентов: 1 и 3 – печи для испарения компонентов; 2 – печь, обеспечивающая необходимую температуру в реакторе.

Обычно в качестве материала тигля используют плавленный кварц, графит, тугоплавкие оксиды алюминия или магния. Однако для таких реакционноспособных полупроводников, как кремний, зонная перекристаллизация оказалась эффективной лишь при бестигельной зонной плавке, которая в настоящее время осуществляется несколькими спосо-

бами. Наиболее распространенным является метод плавающей зоны, который состоит в том, что расплавленная зона удерживается силами собственного поверхностного натяжения между двумя вертикальными твердыми заготовками, расположенными строго по одной линии (возможна поддержка индуцированным током и др.).

Из газобразной фазы выращивают главным образом монокристаллы полупроводниковых соединений. Существует несколько таких способов.

На рис. 10.7 приведена схема установки для выращивания монокристаллов бинарных соединений полупроводников из газовой фазы методом взаимодействия исходных компонентов. Выращивание монокристалла производится в потоке нейтрального газа или водорода. Печь применяют трехсекционную, причем две крайние секции используют для испарения

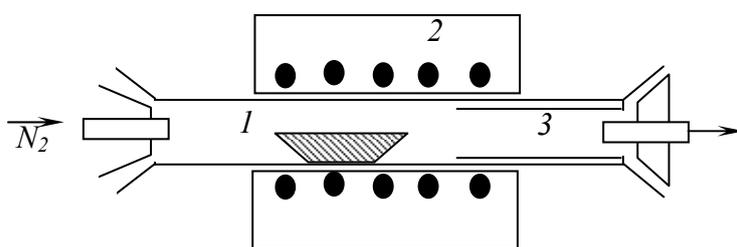


Рис.10.8. Схема установки для выращивания кристаллов методом сублимации: 1 – кварцевая лодочка с бинарным соединением; 2 – электрическая печь; 3 – зона роста кристаллов.

компонентов. Средняя печь предназначена для поддержания необходимой температуры в реакторе, где происходит смешивание паров компонентов и их реакция. Температура в реакторе ниже, чем температура плавления образующегося

соединения. Это вызывает конденсацию соединения на стенках реактора в виде кристаллов.

Другим распространенным способом выращивания из газовой фазы является *метод сублимации* (рис.10.8). В тигель помещают исходный материал, который затем испаряется. Пары вещества переносятся в зону роста кристаллов транспортирующим газом.

Качество и состав кристаллов, выращенных из газообразной фазы указанными методами, зависят от выбора температурных режимов испарителей и реактора.

Контрольные вопросы к разделу «Полупроводниковые материалы»

1. Какие вещества относятся к полупроводникам?
2. Описать механизм образования свободных носителей зарядов в собственном полупроводнике.
3. Какие примеси являются донорными, а какие – акцепторными?
4. Дать описание зонной структуры полупроводника примесного типа.
5. Описать механизм образования свободных носителей зарядов в донорном полупроводнике.
6. Описать механизм образования свободных носителей зарядов в акцепторном полупроводнике.
7. Описать характер изменения подвижности свободных носителей зарядов в полупроводнике при изменении температуры.
8. Описать характер изменения концентрации свободных носителей зарядов в примесном полупроводнике при изменении температуры.
9. Описать характер изменения электропроводности в собственном полупроводнике при изменении температуры.
10. Описать характер изменения электропроводности в примесном полупроводнике при изменении температуры.
11. Описать характер изменения электропроводности в полупроводнике при изменении напряженности электрического поля.
12. Опишите физическую сущность туннельного эффекта.
13. Описать эффект Зеебека.
14. Описать эффект Пельтье.
15. Описать эффект Томпсона.
16. Описать эффект Холла.
17. Определите тип электропроводности полупроводника с помощью эффекта Зеебека.
18. Определите тип электропроводности полупроводника с помощью эффекта Холла.
19. Описать характер изменения электропроводности полупроводника при изменении освещенности.
20. Дать определения спектра поглощения и спектра отражения.
21. Перечислить механизмы поглощения света полупроводниками.

22. Опишите явление фотопроводимости.
23. Опишите механизм люминесценции полупроводников.
24. Опишите физическую сущность $p-n$ перехода.
25. Перечислите основные типы полупроводниковых материалов.
26. На чём основан принцип работы полупроводникового термистора?
27. Опишите метод зонной перекристаллизации.
28. Опишите метод Чохральского.
29. Опишите принцип работы термоэлектрического генератора.
30. Опишите принцип работы термоэлектрического холодильника.

Часть 4. 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 элементоорганические*.

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). *Элементоорганическими* 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, описывающие поведение диэлектриков в электрическом поле являются: *электропроводность, поляризация, диэлектрические потери, электрическая прочность (пробой диэлектриков)*.

Глава 11. Физические процессы в диэлектриках

11.1. Электропроводность диэлектриков

По сравнению с электропроводностью проводников (часть 2) и полупроводников (часть 3) электропроводность диэлектриков имеет ряд характерных особенностей.

Все диэлектрики под воздействием не изменяющегося во времени на-

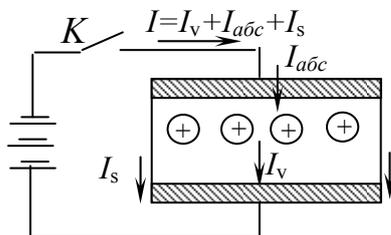


Рис.11.1. Виды электрического тока в образце диэлектрика

пряжения 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):

$$I = I_v + I_s . \quad (11.1)$$

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

$$G = G_v + G_s . \quad (11.2)$$

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

$$R = 1/G = R_v R_s / (R_v + R_s) .$$

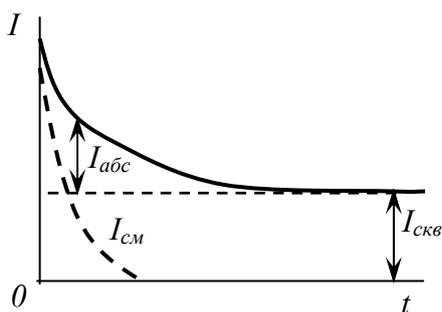


Рис.11.2. Изменение тока в диэлектрике после подключения постоянного напряжения

Следующей характерной особенностью электропроводности диэлектриков является постепенное спадание тока со временем (рис.11.2). 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 вре-

мени RC схемы источник-образец, которое очень мало (порядка 10^{-13} – 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 11.2). 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

$$I_{скв} = I_v + I_s. \quad (11.3)$$

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:

$$\rho_v = R_v \cdot \Delta, \quad (11.4)$$

где R_v – объемное сопротивление образца произвольной формы [Ом]; Δ – геометрический параметр [м]. Для плоского образца $\Delta = S/h$ (см. раздел «Общие положения»):

$$\rho_v = R_v S/h \text{ [Ом}\cdot\text{м]}, \quad (11.5)$$

где S – площадь поперечного сечения образца (площадь измерительного электрода [м^2]); h – толщина образца [м]. По удельному объемному сопротивлению может быть определена *удельная объемная проводимость* $\gamma_v = 1/\rho_v$ [$\text{См}\cdot\text{м}^{-1}$].

Удельное поверхностное сопротивление может быть найдено из выражения

$$\rho_s = R_s d/\ell \text{ [Ом]}, \quad (11.6)$$

где R_s – поверхностное сопротивление образца [Ом], измеренное между параллельными электродами шириной ℓ [м], расстояние между которыми d [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: $v_+ = \mu_+ E$ и $v_- = \mu_- E$, 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:

$$N_p = \alpha N_+ N_- , \quad (11.7)$$

где α — коэффициент рекомбинации ионов газа [$\text{м}^3/\text{с}$]. В стационарном случае $N_p = N_+ = N_-$, так что $N_p = \alpha N^2$. 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:

$$j = Nq(v_+ + v_-) = q \sqrt{N_p / \alpha} (\mu_- + \mu_+) E. \quad (11.8)$$

Принимая во внимание, что $j = \gamma E$ (0.3), получаем выражение для удельной проводимости газа:

$$\gamma = q \sqrt{N_p / \alpha} (\mu_- + \mu_+). \quad (11.9)$$

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

Из формулы (11.8) 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. 11.3). 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).

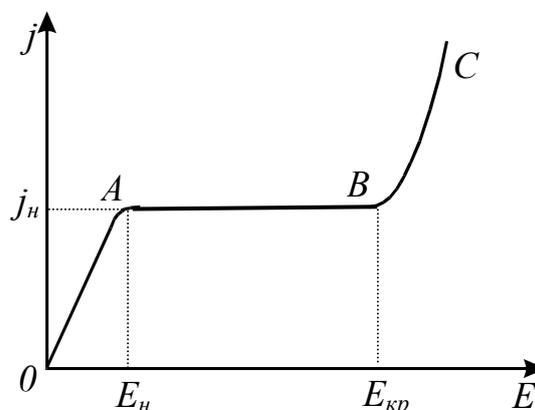


Рис.11.3. Зависимость плотности тока от напряженности электрического поля (вольт-амперная характеристика) в газе.

Для воздуха при расстоянии между электродами 0.01м насыщение достигается при напряженности поля $E_n \approx 0,5 \text{ В/м}$. Плотность тока насыщения в воздухе весьма мала и достигает 10^{-14} А/м^2 . Участок OAB называют *областью несамостоятельной электропроводности*, т.к. электропроводность (концентрация свободных носителей зарядов) определяется мощностью внешних ионизаторов. Величина удельного сопротивления воздуха ρ составляет порядка $10^{18} \text{ Ом}\cdot\text{м}$. При дальнейшем повышении напряженности поля $E_{кр} > 10^6 \text{ В/м}$ (участок BC) происходит значительное повышение плотности тока вследствие процессов *ударной ионизации* молекул электронами в сильном электрическом поле вплоть до пробоя газового промежутка. Участок BC называют *областью самостоятельной электропроводности*.

электрoпроводность (концентрация свободных носителей зарядов) определяется мощностью внешних ионизаторов. Величина удельного сопротивления воздуха ρ составляет порядка $10^{18} \text{ Ом}\cdot\text{м}$. При дальнейшем повышении напряженности поля $E_{кр} > 10^6 \text{ В/м}$ (участок BC) происходит значительное повышение плотности тока вследствие процессов *ударной ионизации* молекул электронами в сильном электрическом поле вплоть до пробоя газового промежутка. Участок BC называют *областью самостоятельной электропроводности*.

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:

$$n = n_0 \exp(-W/kT), \quad (11.10)$$

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

$$\gamma = nq(\mu_- + \mu_+) = A \exp(-a/T), \quad (11.11)$$

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

Логарифм проводимости жидкости линейно уменьшается с увеличением обратной абсолютной температуры $1/T$ (рис.11.4), как в собственных полупроводниках. Однако в отличие от полупроводников (6.10), где $a=\Delta W/2k$ (ΔW – ширина запрещенной зоны), показатель экспоненты в жидкостях определяется энергией диссоциации: $a=W/k$.

Удельное сопротивление жидкостей:

$$\rho = B \exp(a/T), \quad (11.12)$$

где B – константа. Вязкость η жидкости экспоненциально убывает при увеличении температуры (если нет полимеризации или других побочных процессов).

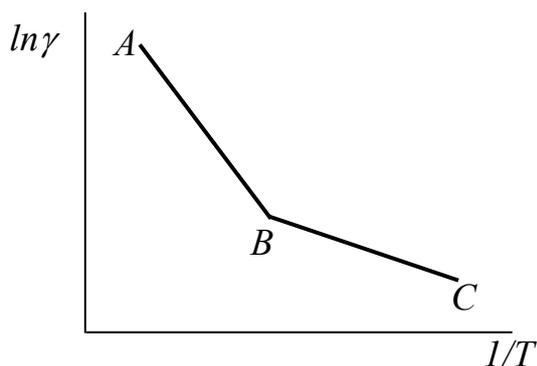


Рис.11.4. Зависимость удельной электрической проводимости жидкости от температуры (в общем виде). AB -собственная проводимость, BC -примесная проводимость.

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.

Диссоциация молекул легче происходит в полярных жидкостях, чем в неполярных (см. п.11.2). Ввиду того, что энергия диссоциации полярных жидкостей значительно меньше, чем неполярных, их удельная проводимость существенно выше. Так, для сильно полярных жидкостей (дистиллированная вода, этиловый спирт, ацетон) $\rho=10^3-10^5$, для слабо полярных (совол, касторовое масло) $\rho=10^8-10^{10}$, для неполярных (бензол, трансформаторное масло) $\rho>10^{10}-10^{13}$ 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 *молниенная 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 твердых диэлектриках ионного строения электропроводность обусловлена, главным образом, перемещением ионов, вырывааемых из решетки 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 :

$$\gamma = qn\mu. \quad (11.13)$$

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

$$n_T = n_0 \exp(-W_\delta/kT), \quad (11.14)$$

где n_0 – общее число ионов в единице объёма; W_δ – энергия диссоциации иона; kT – тепловая энергия.

Направленное движение ионов (дрейф) осуществляется путём перескока («прыжковая проводимость») с ловушки на ловушку (рис.11.5). Вероятность таких переходов, а значит и подвижность ионов, экспоненци-

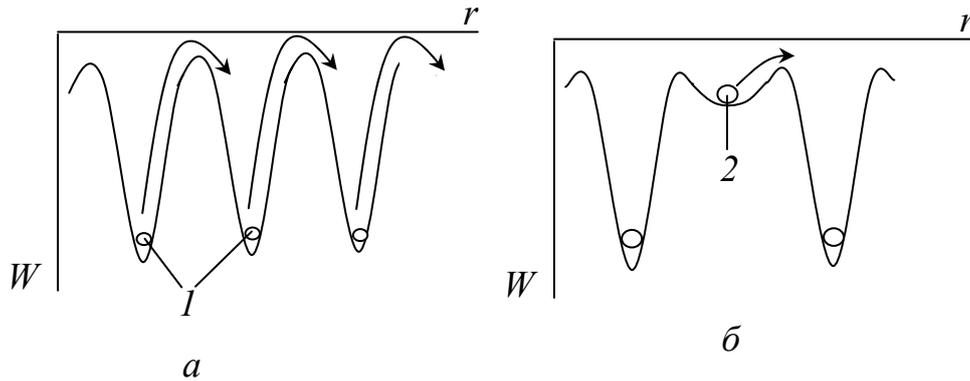


Рис.11.5. Механизмы а) собственной, б) примесной электропроводности (1-собственные ионы, 2-ион примеси).

ально зависит от температуры:

$$\mu = \mu_0 \cdot \exp(-W_\Pi/kT), \quad (11.15)$$

где μ_0 – предельная подвижность иона; W_Π – энергия перехода иона из одного неравновесного состояния в другое. Подставив (11.14) и (11.15) в (11.13), получаем зависимость удельной проводимости от температуры:

$$\gamma = A \cdot \exp(-b/T), \quad (11.16)$$

где $b=(W_\delta + W_\Pi)/kT$, а коэффициент A объединяет постоянные n_0 , μ_0 и q . Обычно ток в диэлектрике обусловлен дрейфом нескольких видов носителей заряда. В этом случае (11.16) принимает вид:

$$\gamma = \sum A_i \exp\left(-\frac{W_i}{kT}\right). \quad (11.17)$$

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. 11.6). 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 трудновоспроизводимой низкотемпературной области электропроводности, определяемой в основном природой и концентрацией примесей, значение собствен-

ной удельной проводимости не зависит от примесей, хорошо воспроизводится и является физической характеристикой данного соединения.

Температура, при которой наблюдается излом 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 при более высоких температурах рисунок 11.6. По наклонам участков прямых зависимостей $\ln \gamma = f(1/T)$ 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 свою электропроводность (рис 11.7). 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 мо-

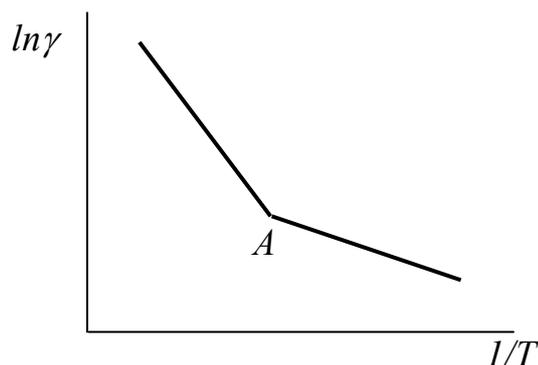


Рис.11.6. Зависимость удельной электрической проводимости диэлектрика от температуры.

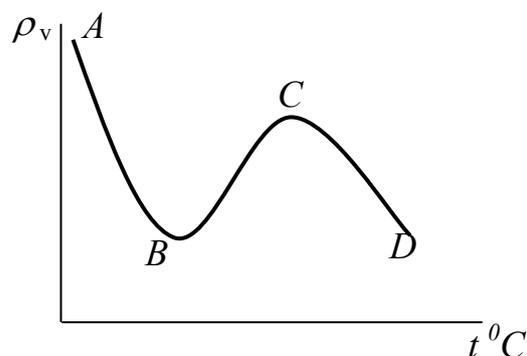


Рис.11.7. Изменение сопротивления увлажненного диэлектрика при изменении температуры.

лекул диэлектрика на ионы.

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 $E > 10^6 - 10^7$ В/м, то есть близких пробивным напряженностям поля, зависимость электропроводности от величины напряженности поля подчиняется закону Пуля:

$$\gamma = \gamma_0 \cdot \exp(\beta_1 E). \quad (11.18)$$

Для ряда диэлектриков более точным оказывается закон Френкеля

$$\gamma = \gamma_0 \cdot \exp(\beta_2 \sqrt{E}), \quad (11.19)$$

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

11.2. Поляризация диэлектриков

Электрической поляризацией называют процесс смещения упруго связанных электрических зарядов или ориентацию диполей в направлении приложенного электрического поля. Другими словами электрическая поляризация – это состояние вещества, при котором электрический момент некоторого объема этого вещества отличен от нуля.

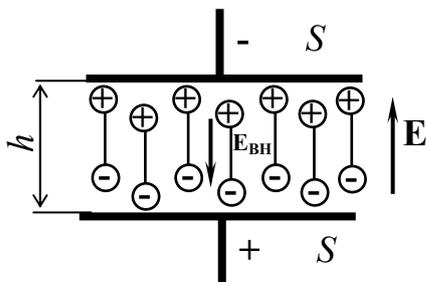


Рис.11.8. Перераспределение зарядов в поляризованном диэлектрике (плоском конденсаторе) S -площадь обкладки (электрода): h – расстояние между обкладками (толщина диэлектрика).

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 изме-

рения его параметров в лаборатории.

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.11.8). 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:

$$P = dp/dV. \quad (11.20)$$

Согласно определению (11.20), единица измерения поляризованности [Кл/м²] совпадает с единицей поверхностной плотности электрического заряда и электрического смещения. У обычных «линейных», то есть не активных, диэлектриков вектор P прямо пропорционален напряженности внешнего поля:

$$P = \epsilon_0 \chi E, \quad (11.21)$$

где $\epsilon_0 \approx 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – диэлектрическая постоянная; χ – безразмерный параметр, который называют *диэлектрической восприимчивостью*.

Для однородного диэлектрика с неполярными молекулами, находящегося в однородном электрическом поле, величина *индуцированного электрического момента* p_i молекулы (или атома) диэлектрика:

$$p_i = \alpha \cdot E, \quad (11.22)$$

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

$$P = N_0 \cdot p_i,$$

и подставив (11.21) и (11.22), получаем выражение для восприимчивости:

$$\chi = N_0 \cdot \alpha / \epsilon_0. \quad (11.23)$$

Молекулы *полярного диэлектрика*, из-за несимметричного распределения положительного и отрицательного зарядов, представляют собой диполи и обладают собственным, независимым от внешнего поля, электрическим моментом (рис.11.9). Собственный электрический (*дипольный*) момент молекулы равен:

$$p = q \cdot \ell, \quad (11.24)$$

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 от-

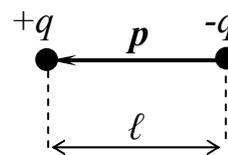


Рис.11.9.

рицательного заряда к положительному. В молекулах *полярного диэлектрика*, электрические заряды не образуют диполя. Поэтому и собственный электрический момент молекул неполярного диэлектрика равен 0.

Для однородного полярного диэлектрика помещенного в однородное электрическое поле:

$$\mathbf{P} = N_0 \cdot \mathbf{p}_{cp}, \quad (11.25)$$

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

$$\mathbf{p}_{cp} = L(a)\mu = (\text{cth } a - 1/a)\mu, \quad (11.26)$$

где $a = \mu E / kT$; $L(a)$ – классическая функция Ланжевена. При $a \ll 1$, то есть в слабых полях, $L(a) \approx a/3$. В этом случае из (11.21) получим для χ формулу Дебая-Ланжевена:

$$\chi = N_0 \cdot \mu^2 / 3 \varepsilon_0 kT. \quad (11.27)$$

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 представляет отношение заряда Q , полученного при некотором напряжении на конденсаторе с данным диэлектриком к заряду Q_0 , который можно получить в конденсаторе тех же геометрических размеров и при том же напряжении если бы между электродами находился вакуум.

$$\varepsilon = Q / Q_0 = (Q_0 + Q_d) / Q_0 = 1 + Q_d / Q_0. \quad (11.28)$$

Из (11.28) следует, что величина ε не может быть меньше 1.

Значение относительной диэлектрической проницаемости любого 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.

Величина заряда Q может быть найдена из выражения $Q = C \cdot U$, где C – емкость конденсатора; U – приложенное напряжение. И из (11.27):

$$Q = \varepsilon \cdot Q_0 = C \cdot U = \varepsilon \cdot C_0, \quad (11.29)$$

где C_0 – емкость вакуумного конденсатора (геометрическая емкость).

Анализируя выражение (11.29) 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 $C = \varepsilon \varepsilon_0 \Delta$; где Δ – геометрический фактор.

Поскольку вектор электрической индукции \mathbf{D} (электрическое смещение) в диэлектрике связан с напряжённостью электрического поля $\varepsilon\varepsilon_0\mathbf{E}=\mathbf{D}=\varepsilon_0\mathbf{E}+\mathbf{P}$, то используя (11.20), можно связать величину диэлектрической проницаемости ε с диэлектрической восприимчивостью χ :

$$\varepsilon = 1 + \chi, \quad (11.30)$$

а подставив выражение для χ (11.23), получим связь макроскопической характеристики диэлектрика ε с микроскопической характеристикой поляризуемости молекул диэлектрика α :

$$\varepsilon = 1 + N_0 \cdot \alpha / \varepsilon_0. \quad (11.31)$$

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

$$\varepsilon_a = \varepsilon\varepsilon_0 = D/E. \quad (11.32)$$

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.

Так, 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 йодистый калий KI (рис.11.10,а), имеют весьма большой постоянный электрический мо-

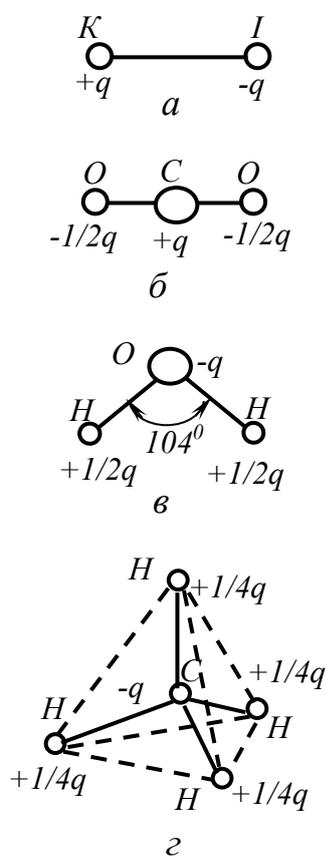


Рис.11.10. Схемы пространственного строения молекул: (а) йодистого калия KI , (б) углекислого ангидрида CO_2 , (в) воды H_2O и (г) метана CH_4

мент $p = 23 \cdot 10^{-30}$ Кл·м, направленный от отрицательно заряженного иона I^- к положительно заряженному иону K^+ .

Чем больше отличаются друг от друга электроотрицательности атомов, образующих двухатомную молекулу, т. е. 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:

Вещество	<u> </u> HF	HCl	HBr	HI
$p, 10^{-30}$ Кл·м	<u> </u> 6,7	3,5	2,6	1,3

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 в записях CO_2 и H_2O похожи, но в действительности молекула угольного ангидрида имеет симметричное строение с центром симметрии (рис.11.10,б). Поэтому угольный ангидрид неполярен, а молекула воды имеет вид равнобедренного треугольника (рис.11.10,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 весьма мало). Однако при замене отдельных атомов водорода атомами галогенов F, Cl, Br или I либо группами $-OH, -NO_2$ и пр. (т.е. диэлектрофорами Вальдена) образуются несимметричные молекулы, обладающие $p>0$.

Так, рассмотрим простейший углеводород – метан CH_4 (молекула его имеет вид тетраэдра, в центре которого расположен атом C , а по вершинам атомы H , см. рис.11.10,з) 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 и 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 $p=0$.

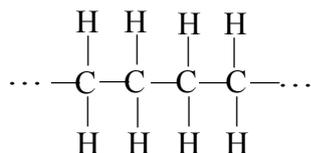
Бензол C_6H_6 – вещество неполярное, но при замещении одного атома водорода в бензоле другим элементом или группой получаем полярные вещества:

моноклорбензол	C_6H_5Cl	$\mu=5,17 \cdot 10^{-30}$ Кл·м;	
моноидбензол	C_6H_5I	$\mu=4,3 \cdot 10^{-30}$ Кл·м;	
фенол	C_6H_5-OH	$\mu=5,2 \cdot 10^{-30}$ Кл·м;	
анилин	$C_6H_5-NH_2$	$\mu=5,1 \cdot 10^{-30}$ Кл·м;	
нитробензол	$C_6H_5-NO_2$	$\mu=13,2 \cdot 10^{-30}$ Кл·м	и т.д.

Ацетон $CH_3-CO-CH_3$ вследствие наличия в молекуле группы $-CO$ полярнен; для него $p=9,7 \cdot 10^{-30}$ Кл·м.

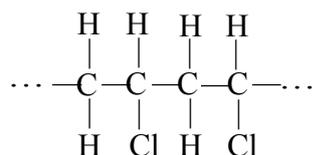
Примеры неорганических веществ с высоким значением p : йодид алюминия AlI_3 ($p=16,5 \cdot 10^{-30}$ Кл·м) и хлорид олова $SnCl_4$ ($p=17,0 \cdot 10^{-30}$ Кл/м).

Из числа применяемых в электроизоляционной технике органических материалов практически неполярными являются такие вещества углеродородного состава, как полиэтилен — полимер, имеющий строение (упрощенно):



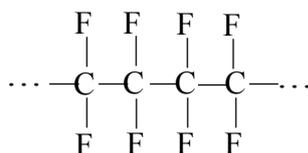
а также парафин, церезин, полиизобутилен, полипропилен, полистирол, не вулканизированный каучук, эскапон, нефтяные электроизоляционные масла и др.

Сильно полярными являются полимеры поливинилхлорид:



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

Политетрафторэтилен (фторлон-4):



который можно рассматривать как полиэтилен, в котором атомы водорода полностью замещены атомами фтора, благодаря симметричной структуре каждого звена молекулярной цепочки неполярнен. Но политрифторхлорэтилен (фторлон-3), молекулы которого представляют собой молекулы полиэтилена, в которых атомами F замещены каждые три из четырех атомов водорода, имеет несимметричное строение и потому полярнен.

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 раз-

личных видов поляризации. При этом в одном диэлектрике одновременно

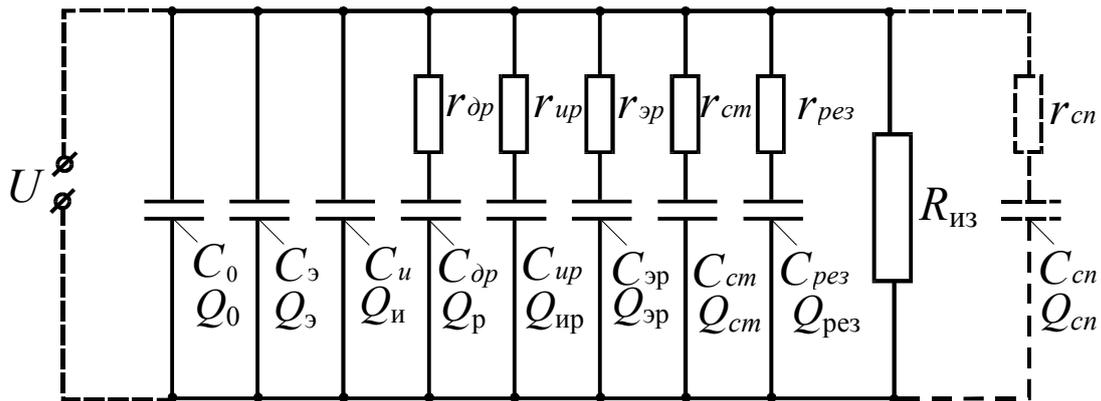


Рис.11.11 Эквивалентная схема диэлектрика сложного состава с различными механизмами поляризации. U – источник напряжения; C_0, Q_0 – емкость и заряд в вакууме; C и Q – с остальными индексами соответственно емкости и заряды от электронной, ионной, дипольно-релаксационной, ионно-релаксационной, электронно-релаксационной, структурной, резонансной и спонтанной поляризации; r – с соответствующими индексами сопротивления, эквивалентные потерям энергии при этих механизмах поляризации; $R_{из}$ – сопротивление изоляции сквозному току через диэлектрик.

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.11.11). Емкость C_0 и заряд Q_0 соответствуют геометрической емкости и заряду (между электродами находится вакуум).

Электронная поляризация (на схеме рис.11.11 емкость $C_э$ и заряд $Q_э$), представляет собой смещение центра заряда электронного облака относительно положительно заряженного ядра под действием внешнего электрического поля (рис.11.12). Смещению противодействует кулоновское притяжение электронов к ядру.

Время установления электронной поляризации очень мало (около 10^{-15} с), поэтому она практически не зависит от частоты электромагнитного поля (рис.11.16) 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.11.15).

Электронная поляризация наблюдается у всех видов диэлектриков. При увеличении размеров атомов электронная поляризуемость увеличивается, так как ослабевают связи внешних электронных оболочек с ядром

атома. Поэтому увеличивается смещение оболочки ℓ и возрастает индуцированный заряд q .

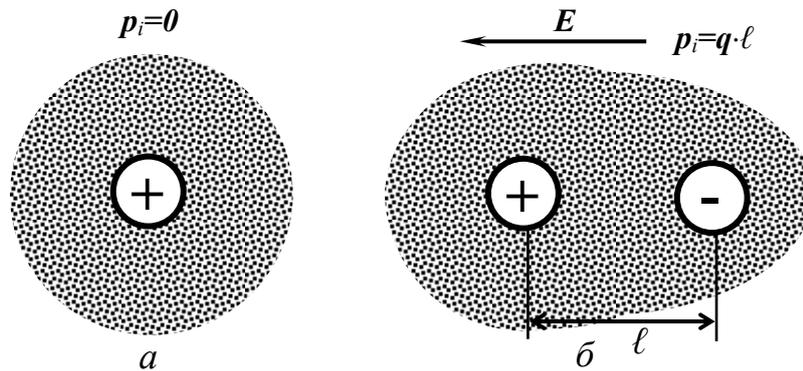


Рис. 11.12. Схематическое изображение электронной поляризации: *a* – неполяризованный атом при отсутствии электрического поля; *б* – поляризованный атом при воздействии электрического поля.

Для удобной и наглядной оценки электронной поляризуемости α атома или иона введено понятие *геометрической поляризуемости*, равной отношению α к диэлектрической постоянной ϵ_0 и имеющей размерность объема $[\text{м}^3]$. Геометрическая поляризуемость α/ϵ_0 имеет порядок объема атома: 10^{-30} – 10^{-29} м^3 . 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* – $5,8 \cdot 10^{-30} \text{ м}^3$.

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 $\alpha/\epsilon_0 r^3$ 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 весьма высокое значение ϵ (например, рутил TiO_2 $\epsilon=110$).

Ионная поляризация (ёмкость C_u и заряд Q_u на схеме рис.11.11) заключается в возникновении упругого смещения связанных ионов из положений равновесия на расстояния, не превышающие постоянную кристаллической решетки, при воздействии внешнего электрического поля (рис.11.13). Время установления ионной поляризации $\sim 10^{-13}$ с. Поэтому у ионных кристаллов ϵ начинает зависеть от частоты поля в инфракрасном диапазоне (10^{12} – 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, так же как и электронная, не связана с потерями энергии и не зависит от частоты, вплоть до частот инфракрасного диапазона (рис.11.16). Ионная

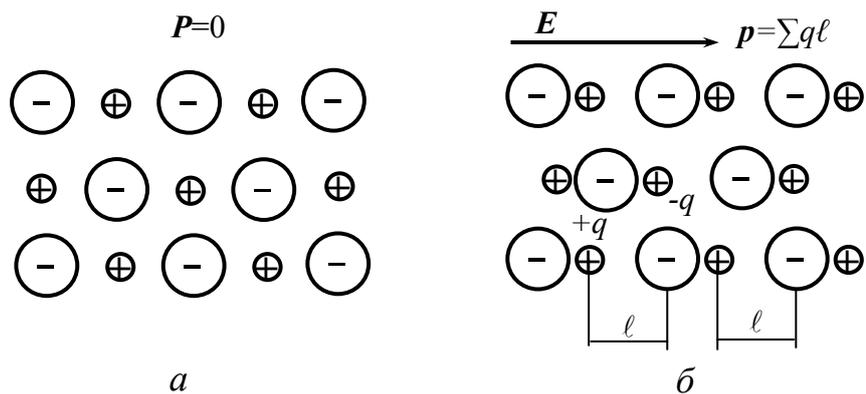


Рис. 11.13 Схематическое изображение ионной поляризации. Ионная кристаллическая решетка: а – при отсутствии электрического поля; б – при воздействии электрического поля.

поляризация характерна для кристаллических диэлектриков ионного строения с плотной упаковкой ионов (*NaCl*, *LiF* и т.п.).

Электронная и ионная поляризации называются *упругими* или *быстрыми* видами поляризации, в отличие от *медленных* или *релаксационных* видов, время установления которых на много больше.

Дипольно-релаксационная поляризация (ёмкость $C_{др}$ и заряд $Q_{др}$ на схеме рис.11.11) заключается в повороте (ориентации) дипольных молекул в направлении внешнего электрического поля. Дипольные молекулы, находящиеся в хаотическом тепловом движении, ориентируются в направлении внешнего электрического поля, создавая эффект поляризации диэлектрика (рис.11.14)

Дипольно-релаксационная поляризация возможна, если межмолекулярные взаимодействия не мешают диполям ориентироваться вдоль поля. С увеличением температуры взаимодействие между диполями ослабляется, что должно усиливать дипольно-релаксационную поляризацию. Однако в то же время возрастает энергия хаотического теплового движения молекул, что уменьшает ориентирующее влияние внешнего электрического поля. Поэтому, величина дипольно-релаксационной поляризации с увеличением температуры вначале возрастает, пока ослабление сил межмолекулярного взаимодействия преобладает над возрастанием интенсивности хаотического теплового движения молекул. Затем, когда интенсивность теплового движения молекул будет преобладать (тепловая энергия «разбрасывает» диполи), величина дипольно-релаксационной поляризации будет уменьшаться (рис.11.15).

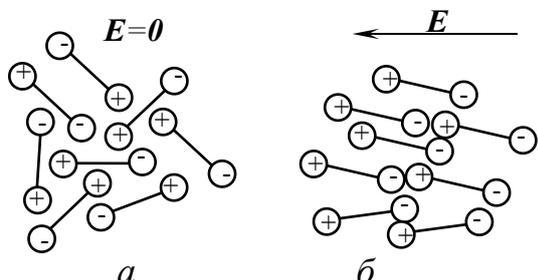


Рис.11.14 Схематическое изображение дипольно-релаксационной поляризации. Расположение дипольных молекул: (а) – при отсутствии электрического поля; (б) – при воздействии электрического поля.

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

$$P(t) = P_0 \exp(t/\tau), \quad (11.33)$$

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

Время релаксации – это промежуток времени, в течение которого поляризованность диэлектрика после снятия поля уменьшается вследствие теплового движения молекул в e раз от первоначального значения. В большинстве случаев τ дипольно-релаксационной поляризации имеет порядок $10^{-6} - 10^{-10}$ с. Поэтому этот вид поляризации проявляется лишь на частотах ниже $10^6 - 10^{10}$ Гц.

Дипольно-релаксационная поляризация связана с потерей энергии поля, поскольку поворот диполей в направлении поля связан с преодолением некоторого сопротивления. Это отражено на рис.11.11 включенным последовательно с емкостью $C_{др}$ активным сопротивлением $R_{др}$.

При приближении угловой частоты внешнего электрического поля $\omega = 2\pi f$ к угловой частоте релаксации $\omega_p = 1/\tau$, величина $\epsilon_{др}$ 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 дипольно-релаксационной и миграци-

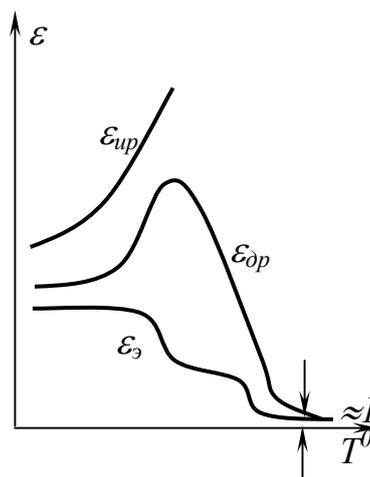


Рис.11.15 Типичные кривые температурной зависимости относительной диэлектрической проницаемости при электронной ($\epsilon_э$), дипольно-релаксационной ($\epsilon_{др}$) и ионно-релаксационной ($\epsilon_{иp}$) поляризациях.

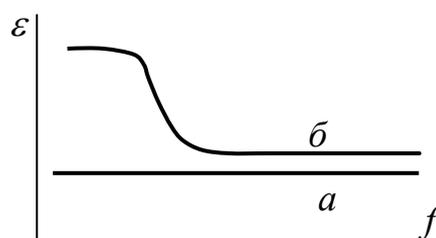


Рис.11.16 Типичные частотные зависимости относительной диэлектрической проницаемости: (а) – для неполярных ($\epsilon_э$ и $\epsilon_и$) диэлектриков; (б) – для полярных ($\epsilon_{иp}$ и $\epsilon_{др}$) диэлектриков.

онной поляризации ε монотонно снижается с ростом частоты. Такое поведение называется *релаксационной дисперсией*.

Дипольно-релаксационная поляризация проявляется в полярных газах, жидкостях; этот вид поляризации может наблюдаться также и в твердых диэлектриках. Однако в некоторых твердых, в большинстве своем органических, диэлектриках дипольно-релаксационная поляризация обычно обусловлена не ориентацией самой молекулы, а ориентацией имеющихся в ней полярных радикалов по отношению к молекуле. Такую поляризацию называют *дипольно-радикальной*. Примером веществ с этим видом поляризации является целлюлоза, полярность которой объясняется наличием гидроксильных групп – *ОН* 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. 11.11) заключается в смещениях слабосвязанных ионов под действием внешнего электрического поля на расстояния, превышающие амплитуду ангармонических тепловых колебаний. Поляризация заметно усиливается с повышением температуры (рис. 11.15) за счет ослабления сил межсионного взаимодействия. При увеличении частоты величина ε_{ip} снижается за счет инерционности процесса переориентации (рис. 11.16). Этот вид поляризации связан с потерями энергии, что отражено на (рис. 11.11) в виде включенного последовательно с емкостью C_{ip} активного сопротивления 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 $C_{эp}$ и заряд $Q_{эp}$ на рис. 11.11) возникает в связи с ориентацией возбужденных тепловой энергией избыточных «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 $C_{эp}$ активного сопротивления $R_{эp}$.

Миграционная (структурная) поляризация (ёмкость C_{cm} и заряд Q_{cm} на схеме рис.11.11) обусловлена наличием в технических диэлектриках проводящих и полупроводящих включений, слоев с различной проводимостью, а также в композиционных диэлектриках. При внесении неоднородных материалов в электрическое поле, свободные электроны и ионы проводящих и полупроводящих включений начинают перемещаться в пределах каждого включения, образуя поляризованные области на границе раздела сред (рис.11.18).

Процессы установления и снятия миграционной поляризации сравнительно медленны и могут продолжаться секунды, минуты и даже часы. Поэтому этот вид поляризации обычно возможен лишь на низких частотах. в виде включенного последовательно с емкостью C_{cm} активного сопротивления R_{cm} .

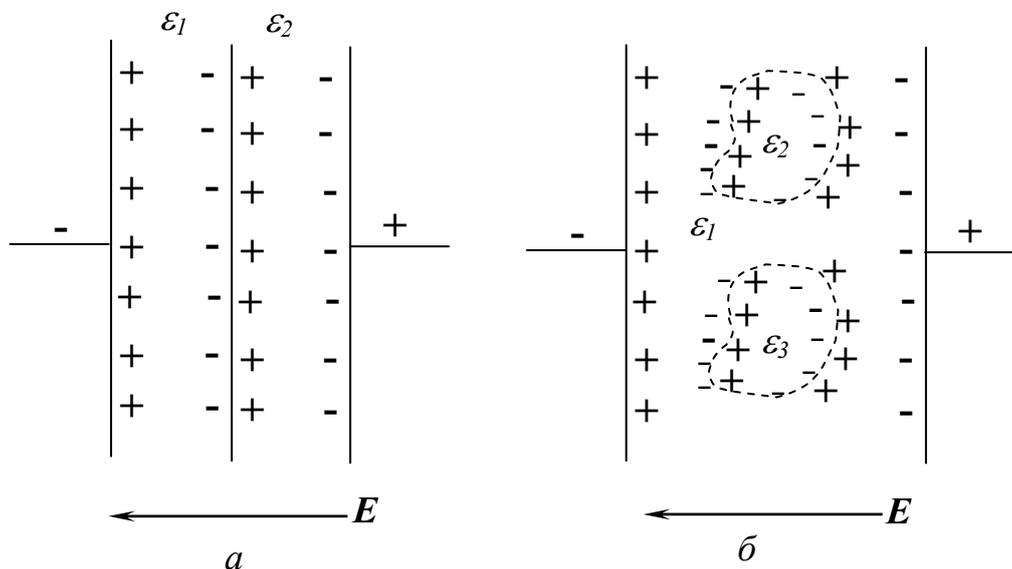


Рис.11.18. Перераспределение зарядов (а) – в слоистых диэлектриках и (б) – в диэлектриках с включениями.

Резонансная поляризация (ёмкость $C_{рез}$ и заряд $Q_{рез}$ на рис.11.11) 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.11.11 шунтированы сопротивлением $R_{из}$, что отражает потери энергии поля на сопротивление диэлектрика току сквозной проводимости.

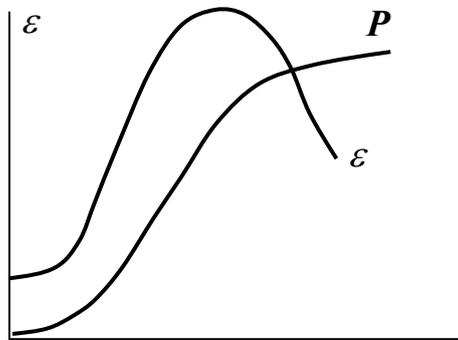


Рис.11.19. Зависимость поляризованности P и диэлектрической проницаемости ε от напряженности электрического поля в сегнетоэлектриках.

Спонтанная (самопроизвольная) поляризация (ёмкость $C_{сн}$, и заряд $Q_{сн}$ и активное сопротивление $R_{сн}$ на рис.11.11) – 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.11.19). При циклическом изменении E имеет вид характерной замкнутой кривой (петли

гистерезиса, рис.11.20). Диэлектрики, обладающие спонтанной поляризацией, получили название *сегнетоэлектрики*, по названию сегнетовой соли – первого вещества, в котором было обнаружено явление спонтанной поляризации (сегнетова соль $NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$; титанат бария $BaTiO_3$; нитрит натрия $NaNO_2$ и т.д.). Особенностью строения сегнетоэлектриков является наличие в них доменной структуры (подобно ферро- и ферромагнетикам).

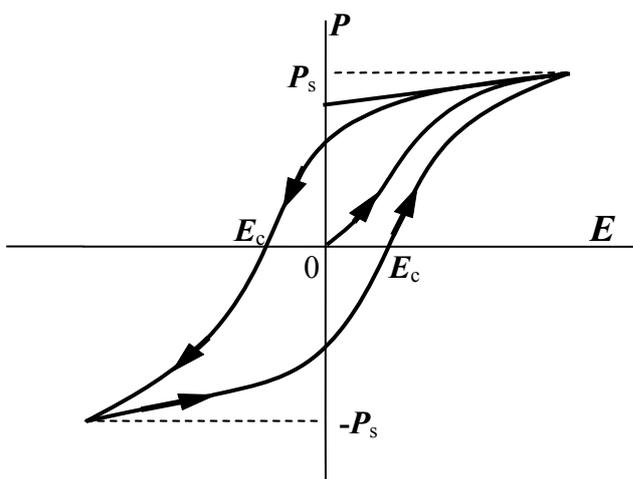


Рис.11.20. Цикл поляризации сегнетоэлектриков.

Следовательно, наложение внешнего электрического поля способствует преимущественной ориентации электрических моментов в направлении поля, что дает эффект очень сильной поляризации.

Одним из основных параметров сегнетоэлектриков является *сегнетоэлектрическая точка Кюри* (в отличие 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.11.21).

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*, которые, в зависимости от состава, способны к любым видам поляризации.

В отдельный класс следует выделить *активные диэлектрики*, к которым относятся 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.

Как уже отмечалось, 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. Как уже отмечалось, зависимость ϵ от частоты внешнего поля f называется *дисперсией диэлектрической проницаемости*. В переменном электрическом поле

$$\mathbf{E} = E_0 \sin \omega t, \quad (11.34)$$

поляризованность вещества отстаёт от поля:

$$\mathbf{P} = P_0 \sin(\omega t - \delta). \quad (11.35)$$

Сдвиг фаз δ зависит от соотношения времени релаксации τ и периода внешнего поля $T = 2\pi/\omega$. При $\tau \ll T$ (низкие частоты), направление \mathbf{P} изме-

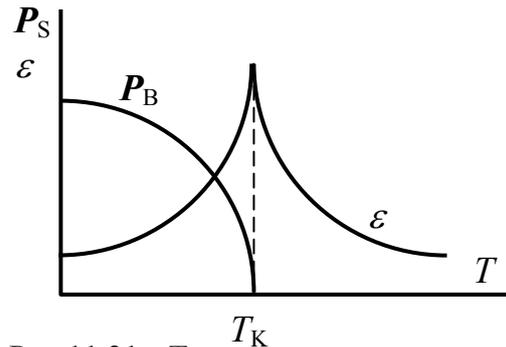


Рис.11.21. Температурные зависимости спонтанной поляризованности P_S и диэлектрической проницаемости ϵ в сегнетоэлектриках.

няется практически одновременно с E , то есть $\delta \approx 0$. При $\tau \ll T$ (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:

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'' \quad (11.36)$$

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

$$\varepsilon''/\varepsilon' = \operatorname{tg} \delta \quad (11.37)$$

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.

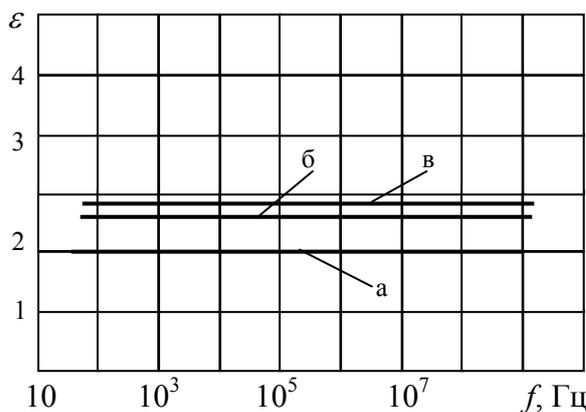


Рис.11.22. Зависимость диэлектрической проницаемости ε от частоты f для твердых неполярных диэлектриков (органических полимеров с симметричной структурой звена молекулы). а – полиэтилентерефталат; б – полистирол; в – полидихлорстирол.

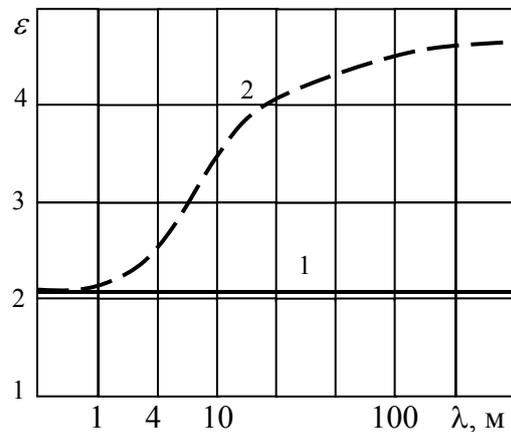


Рис. 11.23. Зависимости ε от длины волны (логарифмическая шкала) λ для неполярного диэлектрика – трансформаторного масла (кривая 1) и для того же масла с добавкой 20% сильнополярной жидкости – нитробензола $C_6H_5NO_2$. (кривая 2)

Если в диэлектрике осуществляется несколько различных механизмов поляризации, то в широком диапазоне частот будет наблюдаться не-

сколько 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. Из рис. 11.22 видно, что ϵ неполярных диэлектриков не зависит от частоты в очень широком интервале частот.

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 приближенно получено:

$$f_0 \approx kT / 8\pi\eta r^3, \quad (11.38)$$

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, то есть 100 ГГц. При повышении температуры, помимо увели-

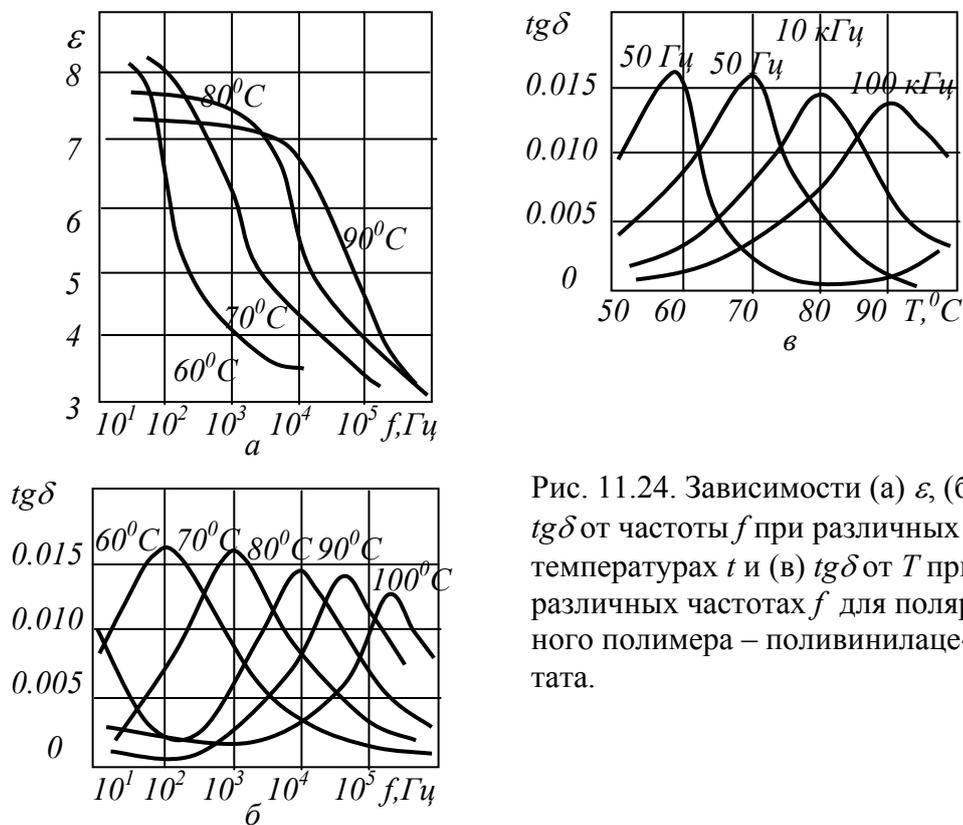


Рис. 11.24. Зависимости (а) ϵ , (б) $tg\delta$ от частоты f при различных температурах t и (в) $tg\delta$ от T при различных частотах f для полярного полимера – поливинилацетата.

чения T в числителе (11.36) уменьшается и η в знаменателе, поэтому f_0 должно возрастать. Это иллюстрирует рис.11.24.

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 ди-

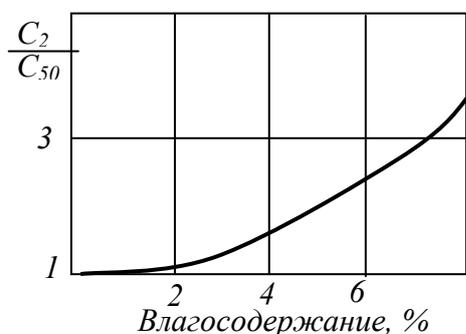


Рис.11.25. Зависимость отношения значений емкости C образца электроизоляционного картона при значениях частоты 2 и 50 Гц от влагосодержания (по массе). Температура 20°C .

электрика – 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.

Сказанное дает основание к оценке степени увлажнения некоторых видов изоляции, в частности волокнистой, по способу «емкость – частота»: емкость изоляции измеряется при од-

ной и той же температуре, но при разных частотах – очень низкой (2Гц) и обычной промышленной (50Гц). Отношение этих двух значений емкости C_2/C_{50} (рис.11.25) 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

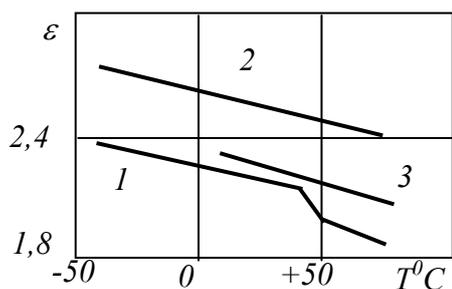


Рис. 11.26 Зависимости ϵ от температуры для неполярных диэлектриков: 1 – парафин; 2 – полистирол; 3 – бензол C_6H_6

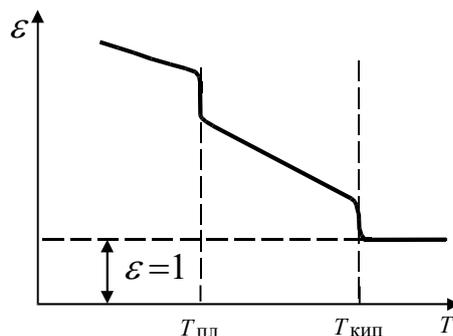


Рис. 11.27 Зависимость ϵ неполярных диэлектриков от температуры при ее изменении в широких пределах (схематически): $T_{\text{пл}}$ – температура плавления; $T_{\text{кип}}$ – температура кипения.

может считаться надежным, но сам факт наличия различных частотных зависимостей ϵ диэлектрика при различных влажностях представляет значительный интерес.

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.11.26) 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.11.27.

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 . Это можно видеть из рис.11.28 для типичного щелочно-галогенного кристалла – каменной соли, из рис.11.29 для неорганических стекол различного состава (для силикатных, а также борных стекол увеличение содержания щелочных оксидов вызывает увеличение ϵ) и из рис.11.30 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 электронную поляризацию (например, некоторые соединения титана: рутил TiO_2 и перовскит $CaTiO_3$), значение ϵ , при росте температуры может и уменьшаться (рис.11.31).

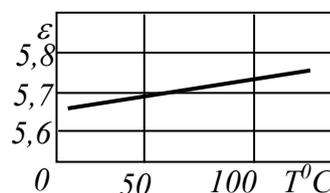


Рис. 11.28 Зависимость ϵ каменной соли $NaCl$ от температуры. Частота 50 Гц.

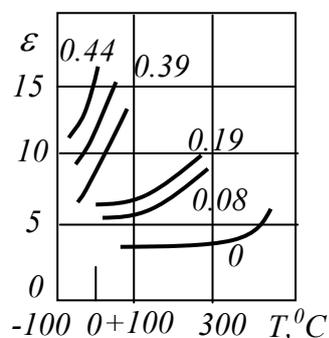


Рис. 11.29 Зависимости ϵ от температуры для борнонатриевых стекол системы $(B_2O_3)_{1-x}(Na_2O)_x$. Значения x указаны при кривых.

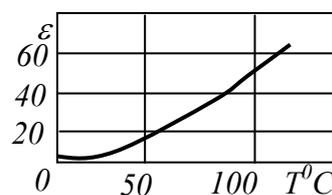


Рис. 11.30 Зависимость ϵ электротехнического фарфора от температуры. Частота 50 Гц.

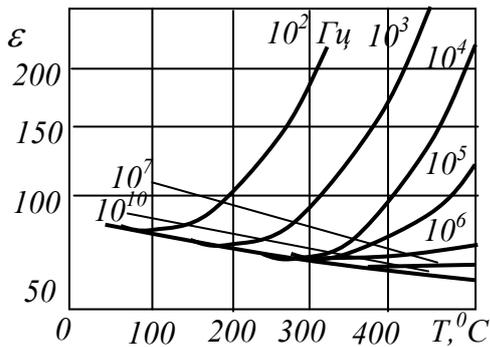


Рис.11.31 Зависимости ϵ титано-содержащей конденсаторной керамики от температуры при различных частотах.

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 $\epsilon(T)$ проходит через максимум и затем снижается. Типичный пример дан на рис.11.32 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 ($C_6H_5NO_2$, $T_{пл} = +5.7^\circ C$).

Характерные семейства кривых получаются при снятии зависимости

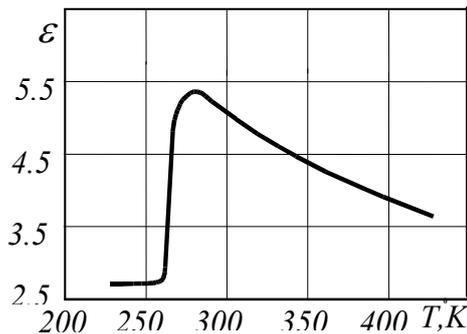


Рис. 11.32 Зависимость ϵ хлорированного дифенила от T . Частота 50 Гц.

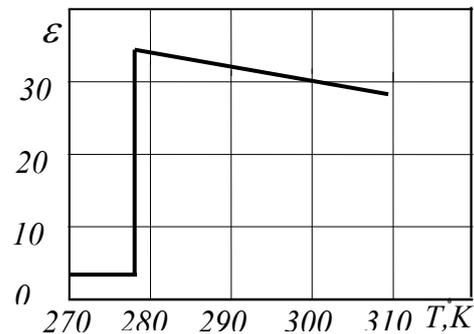


Рис. 11.33 Зависимость ϵ нитробензола от температуры.

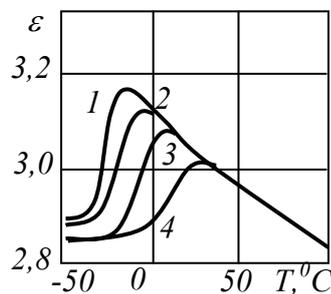


Рис.11.34. Зависимости ϵ полиэтиленэтилсилоксановой жидкости от температуры при частотах: 1 – 200 Гц; 2 – 1 кГц; 3 – 50 кГц; 4 – 1,5 мГц

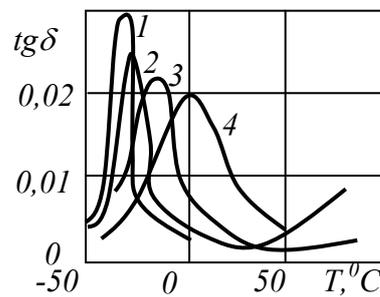


Рис.11.35. Зависимости $tg \delta$ полиэтиленэтилсилоксановой жидкости от температуры при частотах: 1 – 200 Гц; 2 – 1 кГц; 3 – 50 кГц; 4 – 1,5 мГц

диэлектрической проницаемости сильнополярных диэлектриков от двух изменяющихся факторов – частоты и температуры (рис.11.34 и 11.35).

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

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:

$$TK\varepsilon = 1/\varepsilon \cdot d\varepsilon/dT, \quad (11.39)$$

$$TKC = 1/C \cdot dC/dT. \quad (11.40)$$

Ёмкость конденсатора произвольной формы: $C = \varepsilon\varepsilon_0 \cdot \Delta$, 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:

$$TKC = TK\varepsilon + TK\ell, \quad (11.41)$$

где $TK\ell$ – 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:

$$\varepsilon = 1 + a \cdot p, \quad (11.42)$$

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], диэлектриков равен:

$$BK\varepsilon = 1/\varepsilon \cdot d\varepsilon/dp. \quad (11.43)$$

Для неполярных газов $BK\varepsilon$ определяется из (11.43):

$$BK\varepsilon = a/\varepsilon = (\varepsilon - 1)/\varepsilon p, \quad (11.44)$$

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

$$BK\varepsilon = (\varepsilon - 1)/p. \quad (11.45)$$

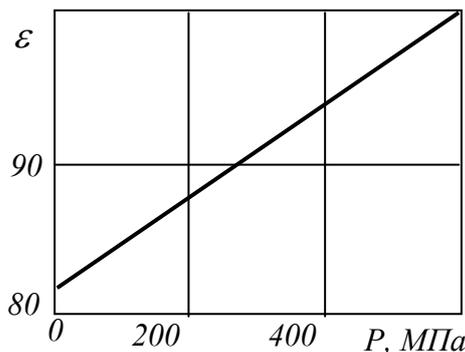


Рис.11.36. Зависимость ε воды от давления p .

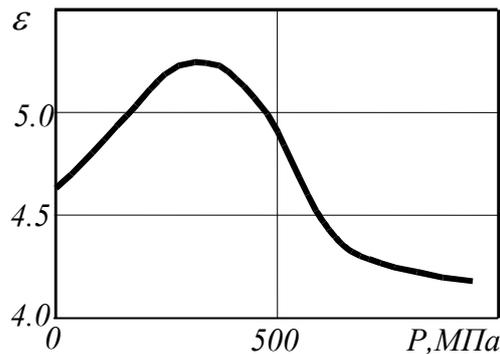


Рис.11.37. Зависимость ε касторового масла от давления.

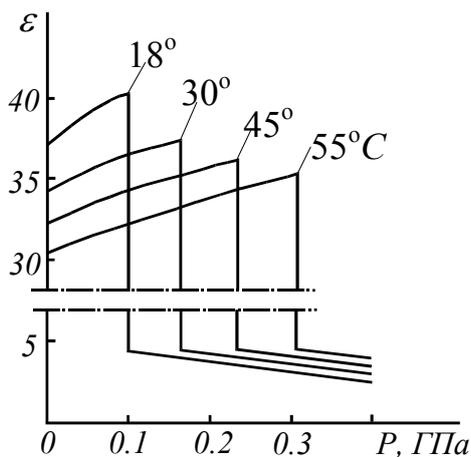


Рис.11.38. Изменение ε нитробензола при изотермическом повышении давления.

Давление оказывает также влияние на диэлектрическую проницаемость жидкостей и твердых тел. Так, ε воды в интервале давлений от нормального атмосферного до 600 МПа монотонно возрастает (рис.11.36). В ряде случаев, у полярных жидкостей в зависимости ε может наблюдаться максимум. Пример, 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.11.37.

На рис. 11.38 даны значения ε нитробензола, снятые при разных температурах (18; 30; 45 и 55°C) 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 .

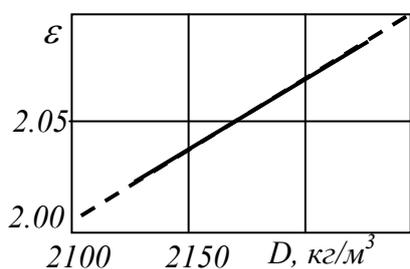


Рис.11.39. Изменение ε политетрафторэтилена от плотности. Температура 25°C (289 К). По данным фирмы «Дюпон»

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 его плотности представлена на рис. 11.39. 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 (C_2H_4). По Ланце (U. L. Lanza) и Герману (D. В. Herrmann) зависимость ϵ полиэтилена от его плотности D может быть выражена формулой

$$\epsilon = 2.276 + 0.00201(D - 920),$$

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 приведён на рис. 11.40.

Конечно, использовать как положительный факт явление увеличения емкости диэлектрика при увлажнении, например в конденсаторах, 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 воздуха может быть применена номограмма рис. 11.41. Вопрос о влиянии увлажнения на ϵ диэлектрика при различных частотах рассматривался выше (см. рис.11.25).

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.

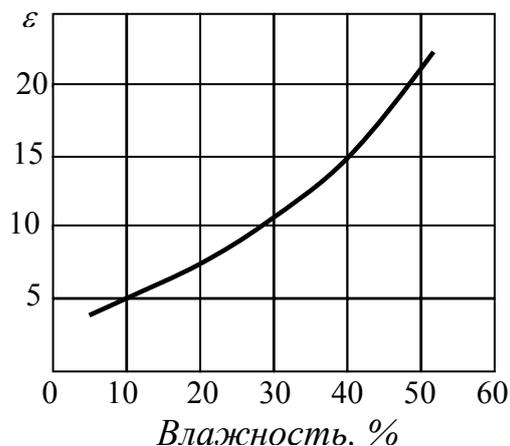


Рис.11.40 Зависимость ϵ древесины береза, вдоль волокон) от влажности (содержания воды по массе, %). По А.В.Нетушилу.

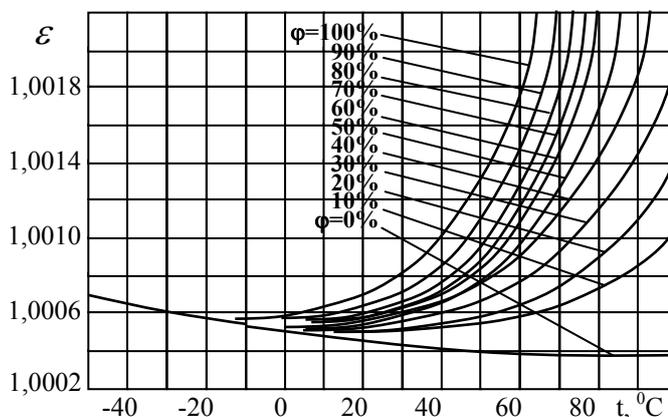


Рис.11.41. Зависимости от температуры диэлектрической проницаемости ϵ воздуха при различных значениях относительной влажности ϕ . По А.Р.Вольперту.

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.

При рассмотрении этого вопроса предполагаем, что смесь – физическая, то есть ее компоненты не вступают друг с другом в химические реакции. Все рассмотрение ведем здесь 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, т. е. такое значение диэлектрической проницаемости фиктивного однородного

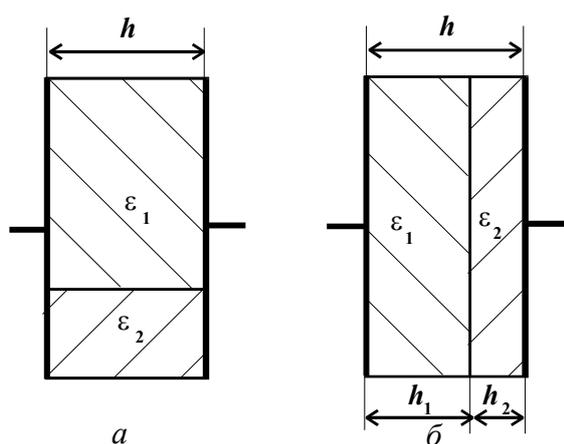


Рис.11.42. Конденсаторы с двумя (а) параллельно (р-схема) и (б) последовательно (s-схема) включенными диэлектриками.

диэлектрика, который при заполнении им пространства между обкладками конденсатора создаст такую же емкость, как и емкость этого конденсатора с рассматриваемым неоднородным диэлектриком. Особенно легко произвести такой расчет в двух случаях: когда неоднородный диэлектрик состоит только из двух сплошных макроскопических объемов двух различных однородных диэлектриков, соединенных между собой параллельно или последовательно. 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. 11.42,а) результирующая емкость C_p конденсатора составляет

$$C_p = C_1 + C_2. \quad (11.46)$$

Подставляя вместо C_1 и C_2 их выражения имеем:

$$C_p = \epsilon_0 \epsilon_1 S_1 / h + \epsilon_0 \epsilon_2 S_2 / h, \quad (11.47)$$

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.11.42.а). Заменим 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 :

$$C_p = \varepsilon_0 \varepsilon^* (S_1+S_2)/h \quad (11.48)$$

осталась равной ёмкости прежнего конденсатора со сложным диэлектриком. Приравнявая (11.47) и (11.48) получаем выражение для ε^* :

$$\varepsilon^* = \frac{S_1}{S_1 + S_2} \varepsilon_1 + \frac{S_2}{S_1 + S_2} \varepsilon_2. \quad (11.49)$$

Заменяя отношения $S_1/(S_1+S_2)$ и $S_2/(S_1+S_2)$ значениями y_1 и y_2 , представляющими собой доли объемного содержания (объемные концентрации) в сложном диэлектрике первого и второго компонентов ($y_1+y_2=1$), окончательно получаем:

$$\varepsilon^* = y_1 \varepsilon_1 + y_2 \varepsilon_2. \quad (11.50)$$

В случае последовательного соединения (рис. 11.42,б):

$$1/C_S = 1/C_1 + 1/S_2. \quad (11.51)$$

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

$$C_S = \varepsilon_0 \varepsilon^* S / (h_1 + h_2), \quad (11.52)$$

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

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

$$1/\varepsilon^* = y_1/\varepsilon_1 + y_2/\varepsilon_2, \quad (11.53)$$

или

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

Для более общего случая смеси, состоящей из произвольного числа m компонентов, формула (11.50) преобразуется в формулу

$$\varepsilon^* = \sum_{i=1}^{i=m} y_i \varepsilon_i, \quad (11.54)$$

а формула (11.53) – в формулу

$$\frac{1}{\varepsilon^*} = \sum_{i=1}^{i=m} \left(\frac{y_i}{\varepsilon_i} \right). \quad (11.55)$$

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.11.42 непригодны и, следовательно, непригодны и формулы, выведенные на ос-

новании этих схем. Значение эффективной диэлектрической проницаемости ε^* статистической смеси должно лежать между значениями, определяемыми формулами (11.54) и (11.55). Это положение называется “неравенством Винера” (O. Wiener):

$$[\sum(y_i/\varepsilon_i)]^{-1} \leq \varepsilon^* \leq \sum y_i \cdot \varepsilon_i, \quad (11.56)$$

которое наглядно иллюстрируется графиками рис.11.43.

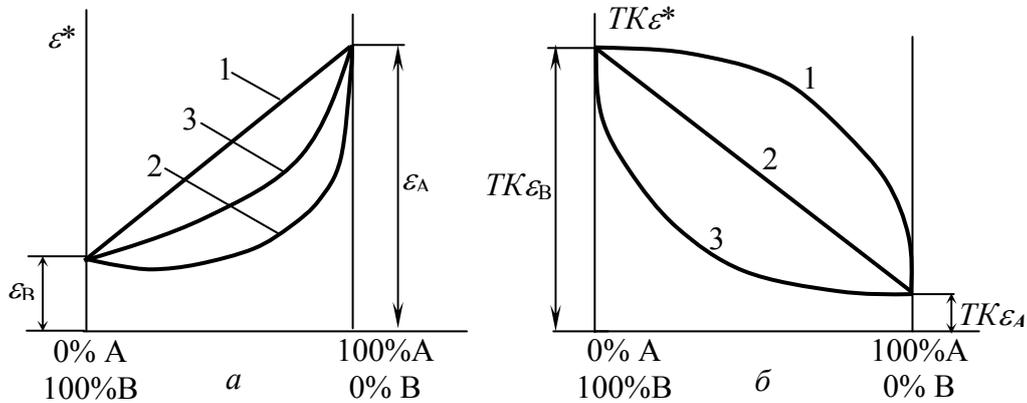


Рис. 11.43. Зависимости (а) эффективной диэлектрической проницаемости ε^* и (б) температурного коэффициента $TK\varepsilon$ смеси компонентов A и B от их объемного содержания в смеси (схематически):

1 – p -схема; 2 – s -схема; 3 – статистическая смесь.

Для расчета диэлектрической проницаемости статистических смесей предложено большое число формул, вывод которых основан на различных теоретических предположениях и экспериментальных данных. Весьма широкое применение имеет удобная для расчетов формула Лихтнекера (K. Lichtenecker), или *логарифмический закон смешения*, имеющая вид для смеси двух компонентов (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):

$$\lg \varepsilon^* = y_1 \lg \varepsilon_1 + y_2 \lg \varepsilon_2, \quad (11.57)$$

или

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

Необходимо отметить, что выражения (11.57) приводят к «арифметическому закону смешения» для температурных коэффициентов диэлектрической проницаемости:

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

а модели (11.50) и (11.53) дают более сложные зависимости (см. рис.11.43б). Формула (11.57) является приближённой, но как и другие формулы для диэлектрической проницаемости, даёт тем более точные результаты, чем ближе друг к другу значения ε_1 и ε_2 .

На рис.11.44 приведёно сравнение результатов расчёта ε^* по формуле (11.57) с экспериментальными значениями для смеси двух жидких диэлектриков

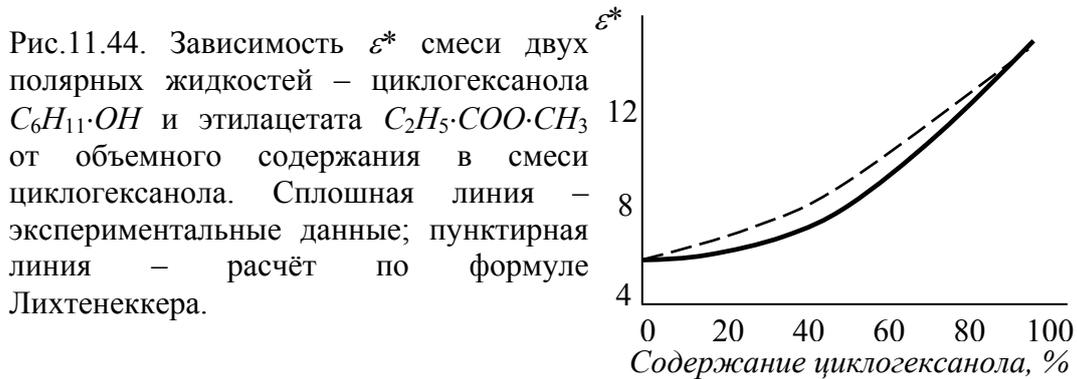


Рис.11.44. Зависимость ε^* смеси двух полярных жидкостей – циклогексанола $C_6H_{11}\cdot OH$ и этилацетата $C_2H_5\cdot COO\cdot CH_3$ от объемного содержания в смеси циклогексанола. Сплошная линия – экспериментальные данные; пунктирная линия – расчёт по формуле Лихтенеккера.

В более общем виде для смеси m компонентов:

$$\lg \varepsilon^* = \sum y_i \lg \varepsilon_i, \quad (11.58)$$

или

$$\varepsilon^* = \prod \varepsilon_i^{y_i}. \quad (11.59)$$

Для вывода (11.59) отметим, что (11.54) и (11.55) могут рассматриваться как отдельные предельные случаи обобщенной формулы

$$\varepsilon^{*\beta} = \sum_{i=1}^{i=m} y_i \varepsilon_i^\beta, \quad (11.60)$$

где показатель степени $\beta = +1$ соответствует случаю параллельного соединения компонентов смеси (11.54) и $\beta = -1$ соответствует случаю последовательного соединения (11.55). Примем, что случай статистической смеси может соответствовать промежуточному значению показателя $\beta = 0$. Так как непосредственная подстановка значения $\beta = 0$ в (11.60) дает лишь самоочевидное тождество:

$$\sum y_i = 1, \quad (11.61)$$

используем следующий прием раскрытия неопределенности: дифференцируем (11.60) 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 (11.59).

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

$$\sqrt[3]{\varepsilon^*} = \sum_{i=1}^m y_i \sqrt[3]{\varepsilon_i}, \quad (11.63)$$

а также формулу Беера (Beer):

$$\sqrt{\varepsilon^*} = \sum_{i=1}^m y_i \sqrt{\varepsilon_i}. \quad (11.64)$$

11.3. Диэлектрические потери

Диэлектрическими потерями называют энергию, рассеиваемую в единицу времени в диэлектрике при воздействии на него электрического поля и вызывающую нагрев диэлектрика.

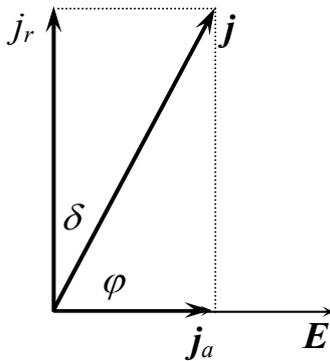


Рис. 11.45. Векторная диаграмма плотностей тока в диэлектрике

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

$$P = U^2/R, \quad (11.65)$$

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. 11.45. «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° .

Более наглядной характеристикой является угол δ , дополняющий угол φ до 90° : $\delta = 90^\circ - \varphi$. Угол δ называют *углом диэлектрических потерь*, а характеристикой материала или конструкции является *тангенс угла диэлектрических потерь*, который определяется как отношение активной и реактивной составляющих полного тока:

$$\operatorname{tg} \delta = I_a/I_r, \quad (11.66)$$

и может быть определён экспериментально.

Потери энергии (11.65) в участке изоляции с ёмкостью C , с учётом (11.66) и того, что $I_a = U/R_a$, можно выразить через тангенс угла диэлектрических потерь:

$$P = U \cdot I_a = U \cdot I_r \cdot \operatorname{tg} \delta. \quad (11.67)$$

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

$$P = U^2 \cdot \omega \cdot C \cdot \operatorname{tg} \delta \quad [\text{Вт}]. \quad (11.68)$$

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.

Из (11.68) 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*:

$$Q = 1/\operatorname{tg} \delta. \quad (11.69)$$

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 такого куба:

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

Напряжение, возникающее между противоположными гранями: $U = E \cdot \ell$. И из (11.68) находим величину удельных диэлектрических потерь:

$$p = E^2 \cdot \omega \cdot \varepsilon \varepsilon_0 \cdot \operatorname{tg} \delta \quad [\text{Вт/м}^3], \quad (11.70)$$

которая представляет 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. 11.45).

В переменном поле $E = E_0 \cdot \exp(i\omega t)$ через диэлектрик течёт ток, плотность которого представляет собой сумму плотности сквозного тока $j_{\text{СКВ}}$ и плотности тока смещения $j_{\text{СМ}}$:

$$j = j_{\text{СКВ}} + j_{\text{СМ}}. \quad (11.71)$$

При этом плотность сквозного тока прямо пропорциональна напряжённости поля $j_{\text{СКВ}} = \gamma \cdot E$, а плотностью тока смещения называется скорость изменения индукции $j_{\text{СМ}} = dD/dt = d(\varepsilon \varepsilon_0 \cdot E)/dt$ (см. раздел 11.1).

В переменных электрических полях, диэлектрическая проницаемость представляет собой комплексную функцию частоты (11.36):

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega). \quad (11.72)$$

Физический смысл ε^* в том, что вектор смещения $D = \varepsilon \varepsilon_0 \cdot E$ имеет две составляющие: $\varepsilon' E$, находящуюся в фазе с E и $\varepsilon'' E$, которая отстаёт по фазе

от E на угол $\pi/2$. Поскольку $E = E_0 \cdot \exp(i\omega t)$, то $dD/dt = \varepsilon_0 \varepsilon^* i\omega E$ и (11.71) можно переписать в виде:

$$\mathbf{j} = \gamma \cdot \mathbf{E} + i\omega \varepsilon_0 (\varepsilon' - i\varepsilon'') \mathbf{E}. \quad (11.73)$$

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

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_a &= \gamma \cdot \mathbf{E} + \omega \varepsilon_0 \varepsilon'' \mathbf{E}, \\ \mathbf{j}_r &= \omega \varepsilon_0 \varepsilon' \mathbf{E}. \end{aligned} \quad (11.74)$$

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

$$\operatorname{tg} \delta = j_a / j_r = \varepsilon'' / \varepsilon'. \quad (11.75)$$

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):

$$p = \omega \cdot \varepsilon_0 \varepsilon'' \cdot E^2, \quad (11.76)$$

а (11.72) преобразовать в

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

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. При этом он характеризуется той же удельной электрической проводимостью γ (или удельным сопротивлением $\rho=1/\gamma$), что и на постоянном токе. Наличие сквозного тока в переменном поле приводит к рассеянию мощности в единице объема диэлектрика:

$$p_{\text{СКВ}} = \gamma E^2. \quad (11.77)$$

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

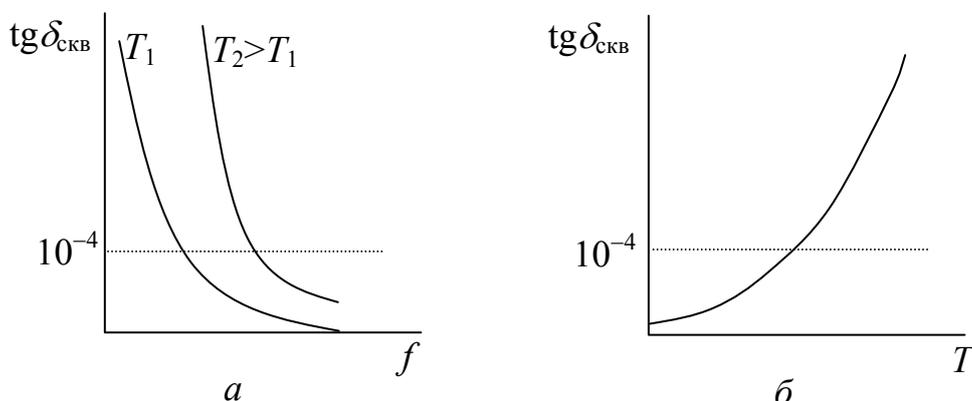


Рис.11.46. Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь на электропроводность: (а) – от частоты при температурах T_1 и T_2 ; (б) – от температуры

Мощность потерь на электропроводность, как видно из (11.77), не зависит от частоты. Однако тангенс угла потерь, обусловленных сквозным током,

$$\text{tg } \delta = \gamma / (\omega \epsilon \epsilon_0) = 1,8 \cdot 10^{10} / (f \epsilon \rho) \quad (11.78)$$

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.11.46а). Следовательно, потери на электропроводность существенны лишь при низких частотах (50 – 1000 Гц).

Диэлектрические потери, обусловленные сквозной электропроводностью, возрастают с ростом температуры по экспоненциальному закону (рис. 11.46.б):

$$P_T = A \cdot \exp(-B/T), \quad (11.79)$$

где A и B – постоянные, определяемые свойствами диэлектрика. Или в соответствии с приближенным выражением:

$$P_T = P_0 \cdot \exp(\alpha T), \quad (11.80)$$

где P_T – диэлектрические потери при температуре (T); P_0 – диэлектрические потери при температуре 0°C или 20°C ; α – постоянная, определяемая свойствами диэлектрика. Такое поведение связано с увеличением удельной проводимости диэлектриков (γ в (11.77)) в области высоких температур (см. раздел 11.1).

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°C), 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:

$$\omega = \int P dE. \quad (11.81)$$

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:

$$\omega = \oint P dE, \quad (11.82)$$

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 $\oint P dE = 0$.

Следовательно, диэлектрические потери на поляризацию максимальны, когда период изменения электрического поля сравним с временем ус-

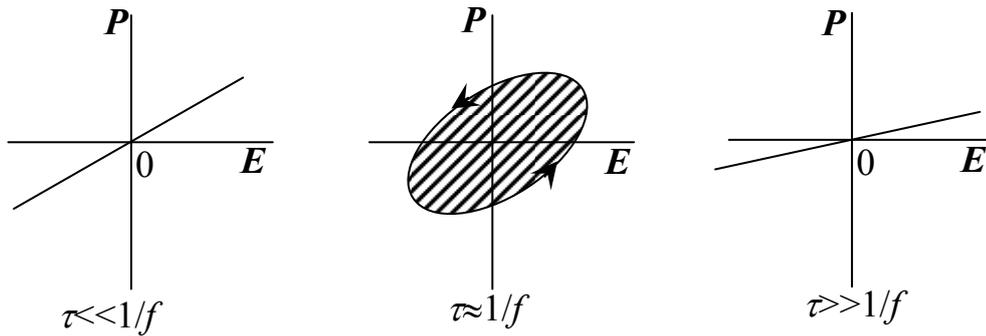


Рис.11.47. Зависимость поляризованности P от напряженности переменного поля E для трех соотношений времени установления поляризации τ и периода изменения поля $1/f$

тановления 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 11.2).

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.

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

Математически релаксация описывается уравнением:

$$dP_\delta/dt = (P_c - P_\delta)/\tau. \quad (11.83)$$

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:

$$\tilde{\chi}_\delta = \frac{\chi_c}{1 + i\omega\tau} = \frac{\chi_c}{1 + \omega^2\tau^2} - i \frac{\omega\tau\chi_c}{1 + \omega^2\tau^2}. \quad (11.84)$$

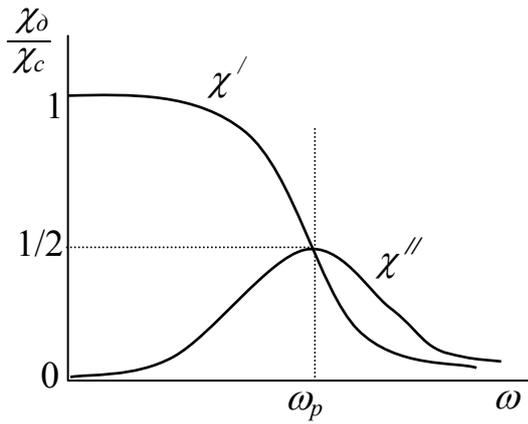


Рис.11.48. Частотные зависимости действительной и мнимой составляющей комплексной дипольной восприимчивости

Действительная составляющая дипольной восприимчивости $\chi'_d = \chi_c / (1 + \omega^2 \tau^2)$ уменьшается с ростом частоты от статического значения χ_c при $\omega \rightarrow 0$ до нуля при $\omega \rightarrow \infty$ (рис.11.48). При частоте:

$$\omega_p = 1/\tau \quad (11.85)$$

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

Мнимая составляющая восприимчивости $\chi''_d = \omega \tau \chi_c / (1 + \omega^2 \tau^2)$ при этой частоте имеет максимум

(рис. 11.48), равный $\chi_c/2$.

Перейдем от дипольной восприимчивости к диэлектрической проницаемости ε , которая с учетом (11.84), также будет комплексной:

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{1 + i\omega\tau}, \quad (11.86)$$

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 ε при $\omega \rightarrow 0$; $\varepsilon_\infty - \varepsilon_c = \chi_{дс}$. Уравнение (11.86) – 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 $tg\delta = \varepsilon''/\varepsilon'$:

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (11.87)$$

$$\varepsilon'' = \omega\tau \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (11.88)$$

$$tg\delta = \omega\tau \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)}{\varepsilon_c + \varepsilon_\infty + \omega^2 \tau^2}. \quad (11.89)$$

Частотные зависимости ε' , ε'' и $tg\delta$ представлены на рис. 11.49. С ростом частоты ε' монотонно снижается от статического значения ε_c ($\omega \rightarrow 0$) до высокочастотного ε_∞ ($\omega \rightarrow \infty$), 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 $tg\delta$ лежит при несколько большей частоте:

$$\omega_T = \frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_\infty}} = \omega_p \sqrt{\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_\infty}}, \quad (11.90)$$

где он достигает значения:

$$\operatorname{tg} \delta_{max} = \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{2\sqrt{\varepsilon_c \varepsilon_\infty}}. \quad (11.91)$$

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. 11.50)

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 (11.86) в этом случае описывается соотношением :

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha}}, \quad (11.92)$$

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

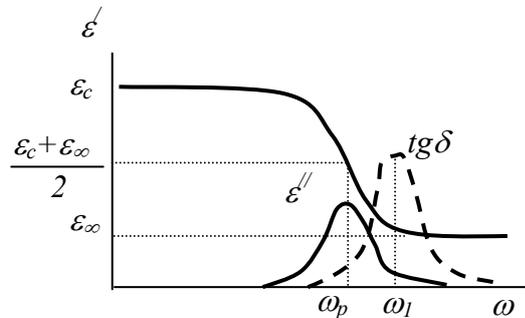


Рис. 11.49. Частотные зависимости комплексной диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь при релаксационной дебаевской дисперсии (масштаб $\operatorname{tg} \delta$ увеличен)

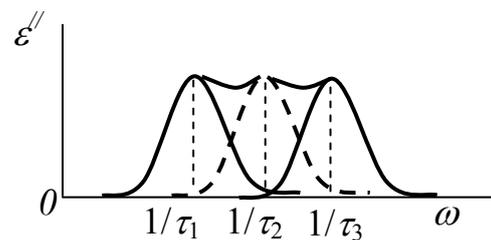


Рис.11.50. Зависимость коэффициента диэлектрических потерь от частоты при наличии диполей с различными временами релаксации τ_1, τ_2, τ_3 .

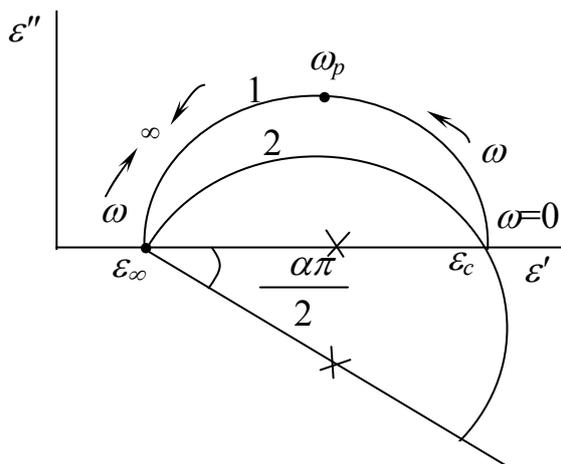


Рис. 11.51. Диаграмма Коул-Коула: 1 – при одном времени релаксации; 2 – при интервале распределения времен релаксации (крестиками отмечены центры окружностей)

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 $10^{-6} - 10^{-11}$ 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:

$$\tau = \tau_0 e^{\Delta W/kT}, \quad (11.93)$$

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:

$$\omega_p = 1/\tau \cdot e^{-\Delta W/kT}, \quad (11.94)$$

Соответственно частота релаксационного максимума диэлектрических потерь также повы-

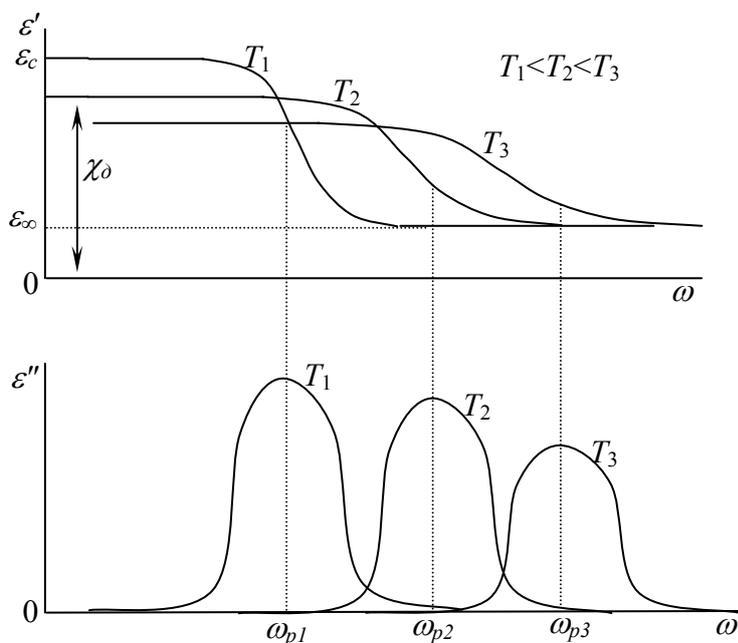


Рис. 11.52. Частотные зависимости ε' и ε'' полярного диэлектрика при различных температурах

шается с ростом температуры (рис. 11.52). Значения ε и $\operatorname{tg} \delta$ полярных диэлектриков сильно зависят от температуры T (рис. 11.53). 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. 11.53). Таким образом, релаксационная дисперсия может наблюдаться при изменении не только частоты, но и температуры.

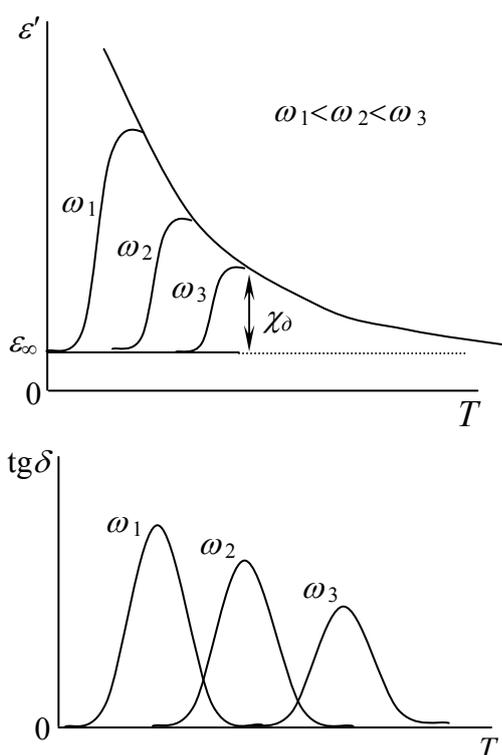


Рис.11.53. Температурные зависимости ε и $\operatorname{tg} \delta$ полярных диэлектриков на разных частотах

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

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 11.2). 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.

Рассмотрим свойства неоднородного диэлектрика на про-

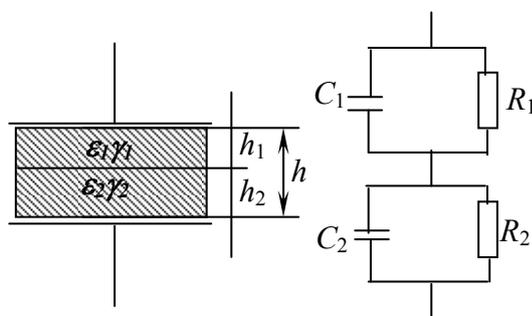


Рис.11.54. Двухслойный конденсатор и его эквивалентная схема: $C_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_1 S / h_1$; $C_2 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 S / h_2$; $R_1 = h_1 / (\gamma_1 S)$; $R_2 = h_2 / (\gamma_2 S)$

стейшей 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. 11.54). 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:

$$\tilde{Z} = \frac{1}{i\omega \cdot C_1 + \frac{1}{R_1}} + \frac{1}{i\omega \cdot C_2 + \frac{1}{R_2}}, \quad (11.95)$$

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

$$\tilde{Z} = \frac{1}{i\omega \cdot \tilde{C}} = \frac{h}{i\omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon} \cdot S}. \quad (11.96)$$

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

$$\varepsilon' = \varepsilon_- + \frac{\varepsilon_- - \varepsilon_c}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (11.97)$$

$$\varepsilon'' = \frac{\gamma}{\varepsilon_0 \omega} + \frac{\omega \tau (\varepsilon_- - \varepsilon_c)}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (11.98)$$

Здесь введены следующие обозначения. Диэлектрическая проницаемость при постоянном токе:

$$\varepsilon_- = \frac{\varepsilon_1 h_1 \gamma_2^2 + \varepsilon_2 h_2 \gamma_1^2}{(h_1 \gamma_2 + h_2 \gamma_1)^2} h. \quad (11.99)$$

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

$$\varepsilon_c = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 h}{h_1 \varepsilon_2 + h_2 \varepsilon_1}. \quad (11.100)$$

Время релаксации миграционной поляризации:

$$\tau = \varepsilon_0 \frac{\varepsilon_1 h_2 + \varepsilon_2 h_1}{\gamma_1 h_2 + \gamma_2 h_1}. \quad (11.101)$$

Эффективная удельная электрическая проводимость двух последовательно соединенных слоев:

$$\gamma = \frac{\gamma_1 \gamma_2 h}{\gamma_1 h_2 + \gamma_2 h_1}. \quad (11.102)$$

Из (11.97), (11.98) видно, что частотные зависимости ε' и ε'' двухслойного диэлектрика описываются формулами Дебая, аналогичными формулам дипольной поляризации (11.87), (11.88). Функция $\varepsilon''(\omega)$, в отличие от дебаевской, содержит еще составляющую $\gamma/(\omega\varepsilon_0)$, обусловленную сквозной проводимостью.

Угловая частота релаксации миграционной поляризации согласно (11.101) и с учетом (11.100) и (11.102)

$$\omega_{p.миг} = \frac{1}{\tau} = \frac{\gamma_1\gamma_2\varepsilon_c}{\varepsilon_0\varepsilon_1\varepsilon_2\gamma}. \quad (11.103)$$

Полученные результаты для упрощенной модели неоднородного диэлектрика качественно не изменяются, если вместо двух 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 (11.103).

Для композиционных материалов, состоящих из двух хороших диэлектриков, частота релаксации получается очень низкой (менее 1 Гц) и лежит за пределами рабочих частот электро- и радиотехники. Например, при $\gamma_1=10^{-10}$ См/м, $\gamma_2=0$, $h_1=h_2$, $\varepsilon_1=\varepsilon_2=3$, частота релаксации $f_p=0,3$ Гц, и миграционные потери малы даже на промышленной частоте (50 Гц). Однако если в диэлектрике содержатся сильно проводящие включения, то f_p оказывается в области рабочих частот электро- и радиотехники. 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 (11.98), кроме $\omega\tau$ определяются глубиной дисперсии, то есть статической миграционной восприимчивостью

$$\Delta\varepsilon_{миг} = \varepsilon_- - \varepsilon_c = \frac{\theta_1\theta_2(\varepsilon_2\gamma_1 - \varepsilon_1\gamma_2)^2}{(\theta_2\gamma_1 + \theta_1\gamma_2)^2(\theta_2\varepsilon_1 + \theta_1\varepsilon_2)}, \quad (11.104)$$

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

$$\Delta\varepsilon = \frac{\theta_1 \cdot \varepsilon}{\theta_2} = \frac{\varepsilon \cdot h_1}{h_2} \quad (11.105)$$

и потери

$$\varepsilon'' = \frac{\theta_1\varepsilon\omega\tau/\theta_2}{1 + \omega^2\tau^2}. \quad (11.106)$$

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 обычно растет по экспоненциальному закону. Поэтому время релаксации миграционной поляризации зависит от температуры так же, как и в случае дипольной поляризации [ср. (11.101) с (11.93)]. Частота релаксации и максимума потерь повышается с ростом температуры. Однако глубина дисперсии миграционной поляризации (11.104), в отличие от дипольной (см. рис. 11.52), практически не зависит от температуры.

Миграционные потери существуют в таких неоднородных диэлектриках, как гетинакс, текстолит, слюдопласты, керамические материалы. В гигроскопичных диэлектриках (бумага, пенопласт, пористая керамика и т.п.) миграционные потери возникают при увлажнении, так как проводимость воды велика. Поэтому $\text{tg}\delta$ 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. 11.55). 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, обусловленные ионизацией диэлектрика в электрическом поле, и называют *ионизационными диэлектрическими потерями*.

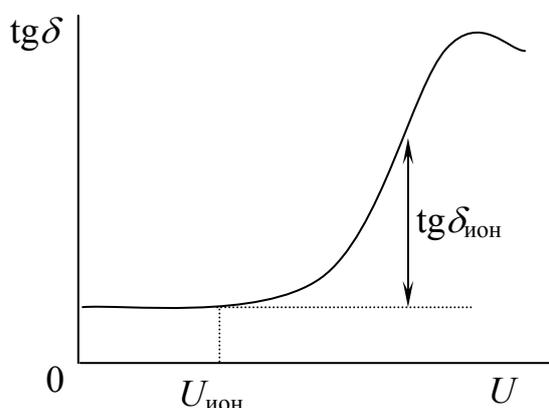


Рис. 11.55. Ионизационные потери пористых диэлектриков при напряжениях выше напряжения ионизации $U_{\text{ион}}$.

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. 11.55) 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 бо-

лее 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:

$$P_{\text{ион}} = Af(U - U_{\text{ион}})^3, \quad (11.107)$$

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 электрическом поле имеет вид

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + kx = qE, \quad (11.108)$$

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

При синусоидальном поле комплексная амплитуда смещения частицы

$$\tilde{x} = \frac{q\tilde{E}}{-m\omega^2 + ir\omega + k} = \frac{q\tilde{E}/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\omega_0\Gamma}, \quad (11.109)$$

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

$$\tilde{P}_1 = Nq\tilde{x} = \frac{Nq^2/k}{1 - (\omega^2/\omega_0^2) + (i\omega\Gamma/\omega_0)} \tilde{E}. \quad (11.110)$$

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

$$\tilde{\chi}_1 = \frac{Nq^2/(\varepsilon_0 k)}{1 - (\omega^2/\omega_0^2) + (i\omega\Gamma/\omega_0)}, \quad (11.111)$$

а комплексная диэлектрическая проницаемость

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_{\text{н.ч}} - \varepsilon_\infty}{1 - (\omega^2/\omega_0^2) + (i\omega\Gamma/\omega_0)}, \quad (11.112)$$

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

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

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_{\text{н.ч}} - \varepsilon_\infty)(1 - \omega^2/\omega_0^2)}{(1 - \omega^2/\omega_0^2)^2 + \Gamma^2 \omega^2/\omega_0^2}, \quad (11.113)$$

$$\varepsilon'' = \frac{(\varepsilon_{н.ч} - \varepsilon_{\infty})\Gamma\omega / \omega_0}{(1 - \omega^2 / \omega_0^2)^2 + \Gamma^2 \omega^2 / \omega_0^2}. \quad (11.114)$$

С повышением частоты ε' растет от своего низкочастотного значения $\varepsilon_{н.ч}$, достигает максимума, затем падает и снова растет, приближаясь к значению ε_{∞} (рис.11.56). 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:

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_{н.ч} - \varepsilon_{\infty} = Nq^2 / (\varepsilon_0 k) \quad (11.115)$$

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).

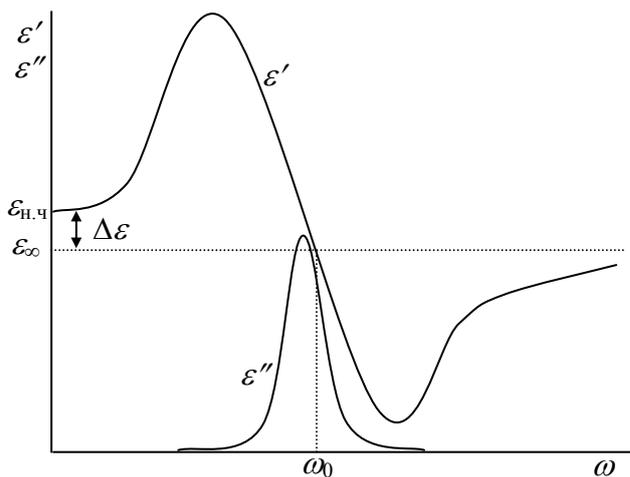


Рис.11.56. Частотные зависимости ε' и ε'' при резонансной дисперсии

Резонансные диэлектрические потери ε'' максимальны при частоте, близкой к ω_0 (рис.11.56). 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 $10^{14} - 10^{17}$ 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} – 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 – 10^{10} Гц).

Полный диэлектрический спектр

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

$$p = p_{скв} + p_{д} + p_{ион} + p_{рез} + p_{миг} . \quad (11.116)$$

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

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

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

Для некоторого материала, обладающего всеми механизмами потерь, частотная зависимость ε'' (спектр поглощения) в слабом поле ($\varepsilon''_{ион} = 0$) выглядит, как показано на рис.11.57. 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: $\Delta \varepsilon = \chi_{эл} \approx 1$ в твердых и жидких веществах. В области дисперсии электронной поляризации (10^{14} – 10^{16} Гц), когда частота внешнего поля совпадает с одной из частот собственных колебаний электронных оболочек

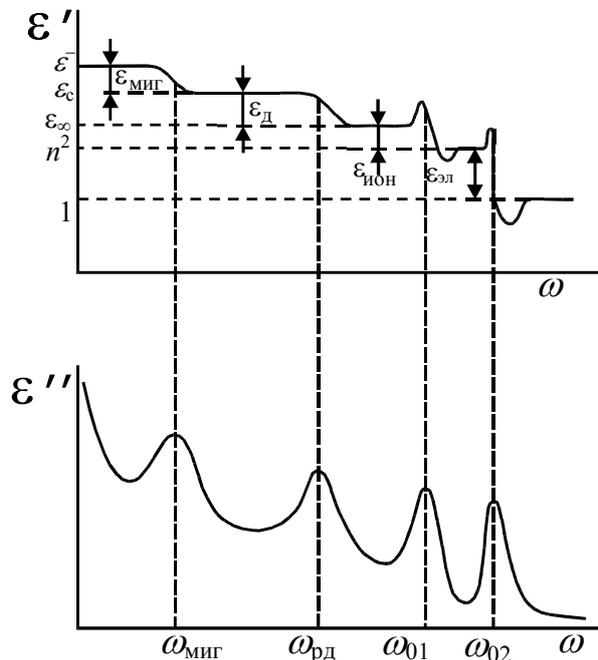


Рис.11.57. Полный диэлектрический спектр

(ω_{02}), наблюдаются узкие максимумы резонансных потерь, известные как оптические спектры поглощения.

В инфракрасном диапазоне (10^{12} – 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 $\Delta\varepsilon_{\text{ион}} = \chi_{\text{ион}}$. На частотах резонанса ионов (ω_{01}) наблюдаются максимумы резонансного поглощения.

В радиочастотном диапазоне (10^3 – 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 $\text{tg}\delta$ 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 достигается путем выбора однородных ($\Delta\varepsilon_{\text{миг}} = 0$), неполярных ($\Delta\varepsilon_{\text{д}} = 0$) диэлектриков с высоким удельным сопротивлением. В таких материалах (например, полиэтилен, политетрафторэтилен, кварц, сера, парафин, трансформаторное масло) $\text{tg}\delta$ во всем диапазоне частот электро и радиотехники ($50 - 10^{11}$ Гц) лежит на уровне 10^{-4} . В полярных же диэлектриках (целлюлоза, полиметилметакрилат и т.д.) $\text{tg}\delta$ в области частот релаксации достигает значений 0,01 – 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 $\text{tg}\delta$ может быть определена по (11.75).

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 примесей с дипольными молекулами и величина $\operatorname{tg} \delta$ с ростом температуры будет возрастать (рис.11.58а), а с ростом частоты приложенного электрического поля – уменьшаться (рис.11.58б) согласно (11.75) и (11.78).

В полярных жидкостях в зависимости от условий эксплуатации (повышения температуры, частоты и т.п.) могут проявляться потери, обусловленные дипольно-релаксационной поляризацией, помимо потерь, обусловленных электропроводностью. Для таких жидкостей зависимости $\operatorname{tg} \delta$ от температуры (рис.11.59.а) и частоты (рис.11.59.б) приложенного электрического поля носят более сложный характер.

Объяснение природы диэлектрических потерь в полярных вязких жидкостях можно дать основываясь на представлениях о дипольно-релаксационной поляризации (см. раздел 11.2).

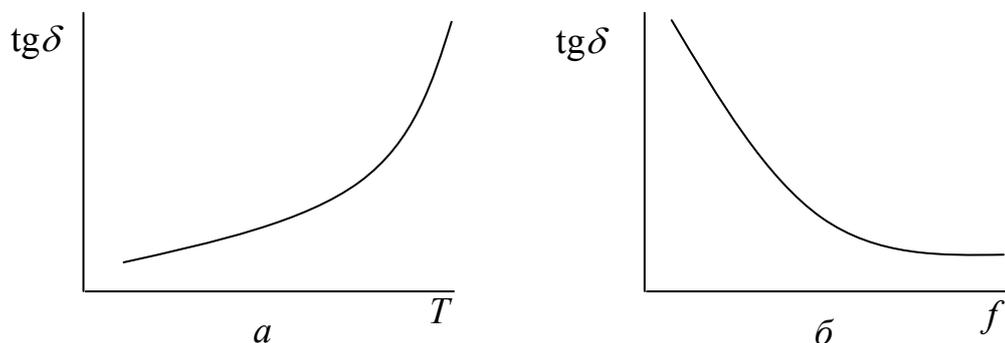


Рис.11.58. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ (а) от температуры и (б) от частоты для неполярной жидкости.

При низких температурах (участок I рис.11.59.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.11.59.а) вязкость жидкости снижается (ослабевают силы межмолекулярного взаимодействия) дипольные молекулы, следуя за изменением электрического поля, поворачиваются в вязкой среде и вызывают потери энергии на «трение» с выделением тепла.

Положение релаксационного максимума определяется из условия

$$\omega = 1/\tau, \quad (11.118)$$

где ω – круговая частота приложенного электрического поля, τ – время релаксации (см. раздел 11.2).

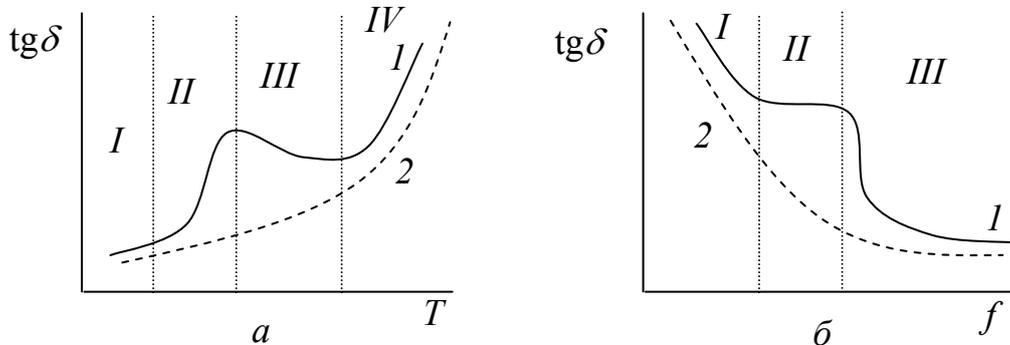


Рис.11.59. Зависимость $\text{tg } \delta$ (а) от температуры и (б) от частоты для полярных жидкостей (1) (для сравнения приведена зависимость для неполярных жидкостей (2)).

С дальнейшим повышением температуры (участок III рис.11.59а) вязкость жидкости мала (ослаблены силы межмолекулярного взаимодействия) велика тепловая энергия подведенная к диэлектрику и ориентация дипольных молекул по направлению приложенного электрического поля происходит без «трения». При этом может наблюдаться даже некоторое снижение $\text{tg } \delta$ ввиду того, что силовым при ориентации дипольных молекул является тепловое поле, а электрическое лишь указывает направление ориентации без затрат энергии.

При высоких температурах (участок IV рис.11.59.а), в диэлектрике начинают преобладать потери обусловленные сквозной электропроводностью, и кривая 1 асимптотически приближается к кривой 2.

При низких частотах (участок I рис 11.59.б), дипольные молекулы за полупериод изменения напряжения успевают полностью переориентироваться по направлению электрического поля. Величина $\text{tg } \delta$ уменьшается, согласно (11.75) и (11.78), как у неполярного диэлектрика, то есть потери на медленные виды поляризации не проявляются.

На средних частотах (участок II рис.11.59.б), возрастает активная составляющая тока медленных видов поляризации. За полупериод изменения приложенного электрического поля дипольные молекулы не успевают полностью переориентироваться по направлению приложенного электрического поля, происходит дополнительное рассеяние энергии и $\text{tg } \delta$ возрастает. Положение релаксационного максимума находится из условия (11.118).

При высоких частотах (участок III рис. 11.59.б), дипольные молекулы, вследствие своей инерционности, перестают реагировать на изменение электрического поля. Вклад потерь на медленные виды поляризации в об-

щие потери уменьшается, и кривая 1 асимптотически приближается к кривой 2.

Диэлектрические потери в твердых диэлектриках

Диэлектрические потери в твердых диэлектриках необходимо рассматривать в связи с их структурой. В них 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 температуры будет возрастать (рис.11.58.а), а с ростом частоты приложенного электрического поля – уменьшаться согласно (11.75) и (11.78) (рис.11.58.б).

В *полярных твердых диэлектриках*, обладающих дипольно-релаксационной, ионно-релаксационной и другими медленными видами поляризации, в зависимости от условий эксплуатации (повышенные 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 диэлектриков имеют вид (рис.11.59).

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. 11.60 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.

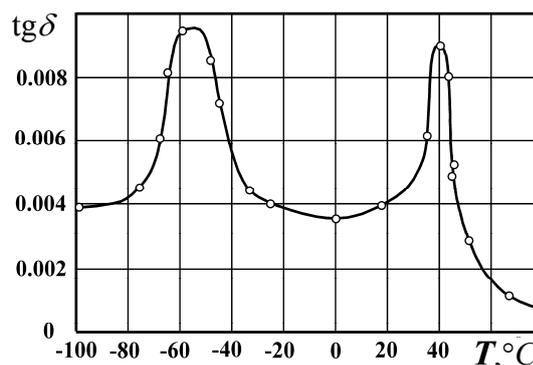


Рис.11.60. Зависимость $\text{tg}\delta$ от температуры для конденсаторной бумаги, пропитанной компаундом (80% канифоли+20% трансформаторного масла).

11.4. Пробой диэлектриков

Основные понятия о пробое

Ранее (разделы 11.1–11.3) рассматривались различные 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*.

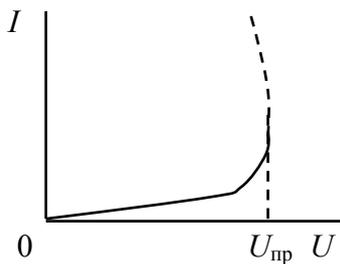


Рис.11.61. Вольт-амперная характеристика электрической изоляции.

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

Вольтамперная характеристика образца диэлектрика (или электрической изоляции), линейная при обычных напряжениях U , отклоняется от линейной с приближением U к $U_{пр}$ (рис. 11.61). 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 пробоя между электродами, образец оказывается короткозамкнутым, и напряжение на нем падает несмотря на рост тока.

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 расплавленного 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, т. е. 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,

$$E_{пр} = U_{пр} / h. \quad (11.119)$$

Напряженность однородного электрического поля, приводящую к пробое, называют *электрической прочностью*. Электрическая прочность $E_{пр}$ 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 1с в 1см³ 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 $W_{и}$, необходимой для ионизации нейтральной молекулы газа ($W \geq W_{и}$), то возможен пробой. Энергию ионизации $W_{и}$ обычно характеризуют ионизационный потенциалом:

$$U_{и} = W_{и}/q. \quad (11.120)$$

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 $\lambda_{ср}$ 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 такой перестройке электронных оболочек молекулы. 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 – аргоне, неоне, гелии, криптоне, ксеноне и 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:

$$v \approx 600 \cdot U^{1/2} \text{ [км/с]}. \quad (11.121)$$

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 газовом промежутке очень быстро («лавинообразно») увеличивается.

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, причем каждая вновь образующаяся лавина, по сравнению с предыдущей, должна содержать большее число электронов – происходит «раскачивание» электронных лавин (рис.11.62). Лавинный пробой, как правило, развивается в течение относительно длительного времени (более 1мкс) 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 стриме-

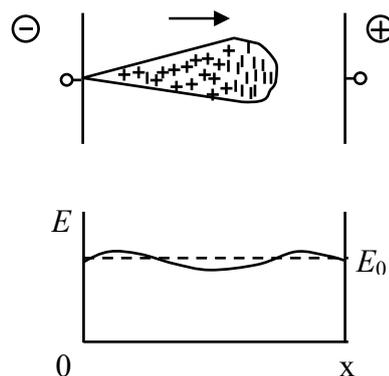


Рис.11.62. Схематическая картина искажения электрического поля в промежутке между электродами, создаваемого лавиной: E_0 - напряженность неискаженного поля

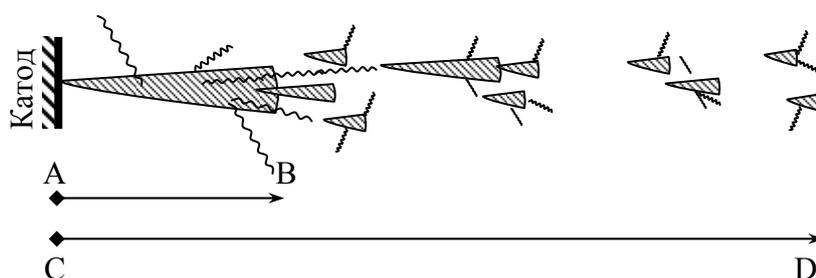


Рис. 11.63. Схема развития отрицательного стримера.

ров (отрицательного и положительного) на весь межэлектродный промежуток происходит пробоем 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, и таким образом лавинообразно нарастает число электронов, движущихся к аноду, 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, скажем, на величину малой стрелки *AB*, показанной на рис. 11.63 намечающийся канал повышенной электропроводности газа, т.е. стример, распространяется на величину большой стрелки *CD*, показанной на том же рисунке.

В следующей стадии отдельные лавины в отрицательном стримере, нагоняя друг друга, сливаются, образуя сплошной канал ионизированного 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. 11.64. Электронные лавины оставляют на своем пути большое число новообразованных положительных ионов, концентрация которых особенно велика там, где лавины получили свое наибольшее развитие, т. е. около анода. Если концентрация положительных ионов здесь достигает определенной величины (близкой к 10^{12} ионам в 1см^3), то, во-первых, обнаруживается интенсивная фотоионизация, во-вторых, электроны, освобожденные 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.

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} – 10^{-8} сек.

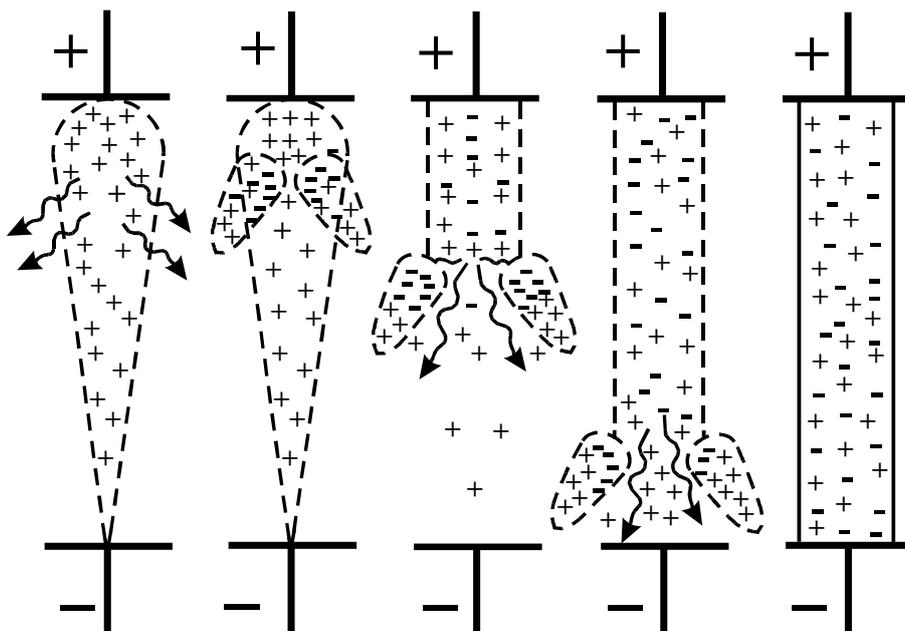


Рис.11.64. Схема возникновения и развития положительного стримера.

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*:

$$\beta = U_{\text{пр.имп}} / U_{\text{пр}}, \quad (11.122)$$

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

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

Однородное поле можно получить между плоскими электродами с закругленными краями, а также 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 затем 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).

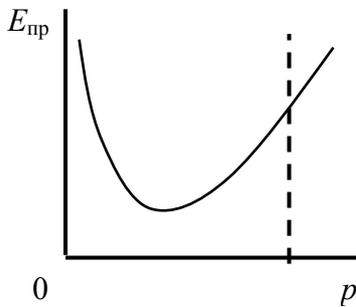


Рис.11.65 Зависимость электрической прочности газов от давления (пунктиром отмечено нормальное атмосферное давление).

Электрическая прочность $E_{пр}$ газов сильно зависит от давления (рис.11.65). При высоких давлениях p увеличение $E_{пр}$ связано с уменьшением длины свободного пробега электронов, а при малых p – с уменьшением вероятности столкновений электронов с молекулами газа. На зависимости $E_{пр}=f(p)$ основано применение газов в качестве электрической изоляции в вакуумных конденсаторах, кабелях, заполненных газом под высоким давлением, и других устройствах высокого напряжения.

Электрическая прочность также зависит от расстояния между электродами h : при уменьшении h растет $E_{пр}$ (рис.11.66). Этот рост $E_{пр}$ связан с уменьшением вероятности столкновений электронов с молекулами газа в межэлектродном промежутке.

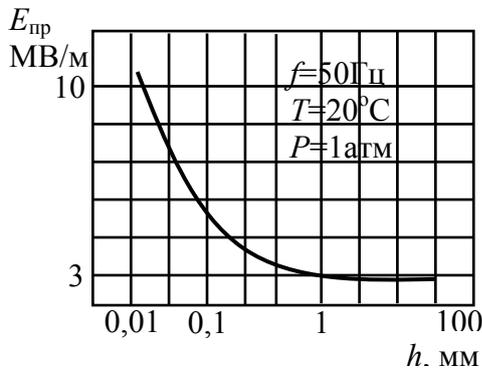


Рис. 11.66. Зависимость электрической прочности воздуха при н.у. в однородном электрическом поле от расстояния между электродами (логарифмическая шкала).

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, т. е. $U_{пр}$ 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. 11.67) объясняется следующим образом. Эффективность процессов ударной ионизации определяется, во-первых, средним числом столкновений электронов, приходящимся на еди-

ницу длины пути и, во-вторых, вероятностью того, что столкновение электрона с молекулой или атомом закончится ионизацией. Одновременное действие этих двух факторов при разном диапазоне значений 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 (327В для воздуха, 280В для водорода, 420В для CO_2) соответствует перегибу кривой зависимости α от E , то есть непосредственно связано с ударной ионизацией электронами.

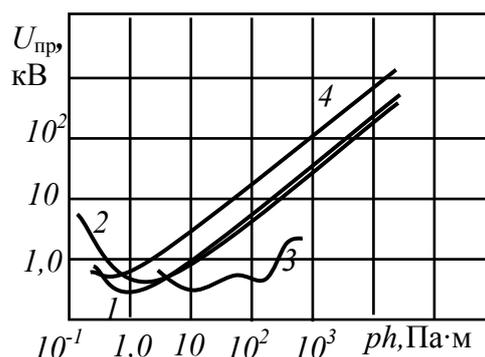


Рис.11.67. Кривые Пашена для газов: 1- воздух; 2 - азот; 3 - неон; 4 – элегаз.

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 $U_{пр}$.

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

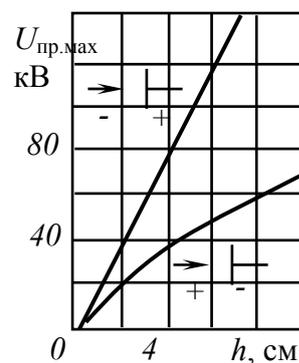


Рис. 11.68. Зависимость пробивного напряжения воздуха от расстояния между электродами в неоднородном поле.

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. 11.68). Это объясняется образованием у иглы положительного объемного заряда, содействующего развитию пробоя при положительной полярности иглы.

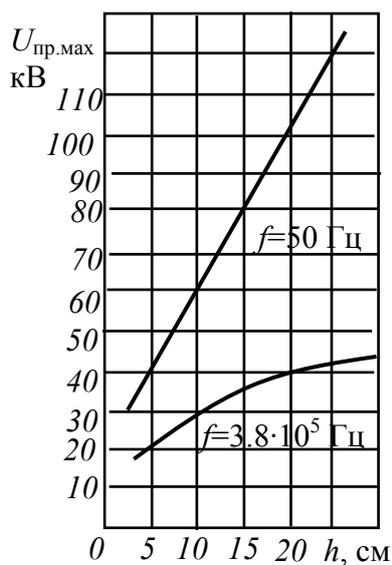


Рис. 11.69. Зависимость пробивного напряжения воздуха от расстояния между электродами в неоднородном поле при разных

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 пробивное напряжение мало возрастает с увеличением расстояния между электродами.

Сравнение пробивного напряжения воздуха в резко неоднородном поле при низкой и высокой частотах дано на рис. 11.69.

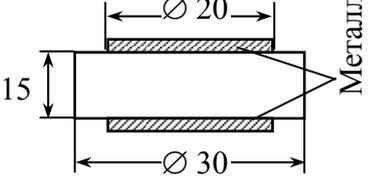
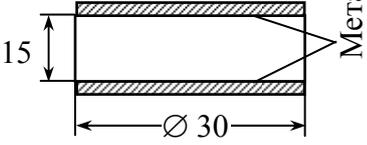
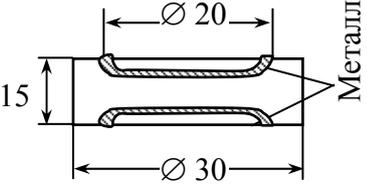
Пробой воздуха у поверхности твердого диэлектрика, называемый в технике *поверхностным перекрытием*, возникает обычно при более низких напряжениях, чем в том случае, когда между электродами имеется только воздух. На величину разрядного напряжения оказывает влияние форма электрического поля, обусловленная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

Влияние конфигурации поля на величину разрядного напряжения показано в табл. 11.1 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 в двое в случае керамического образца №3, указанного в табл. 11.1

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).

Таблица 11.1

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 значительно более высокими пробивными напряжениями, чем газы в нормальных условиях. Механизм пробоя и значение электрической прочности диэлектрических жидкостей зависят прежде всего 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. В соответствии с этим электрическая прочность тщательно очищенных жидкостей на два порядка выше, чем газов, и составляет примерно 100 МВ/м. Это объясняется тем, что требуется большая напряженность поля для того, чтобы электрон, двигаясь в более плотной среде, с меньшей длиной 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, т. е. проводящих каналов. В частно-

сти, при работе жидкости в сильных полях, особенно высокой частоты, происходит ее 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.

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

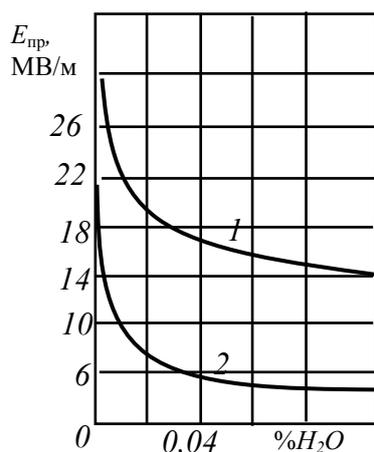


Рис. 11.70. Зависимость электрической прочности трансформаторного масла от содержания воды: 1— при 65°C; 2— при 25°C

На рис.11.70 представлена зависимость $E_{пр}$ трансформаторного масла от содержания воды. Как показывает опыт, водная эмульсия резко снижает электрическую прочность масла. При 65°C, когда заведомо большая часть воды находится в растворенном состоянии, $E_{пр}$ масла почти в три раза превышает $E_{пр}$ масла при температуре 25°C (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. Дмитриевского).

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 т.е. 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 большой полуосью направленной по полю. В качестве критерия Гемантом принято условие: когда капли выстроившись по полю перекроют на 60–70% межэлектродное пространство произойдет 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 т.к. электрическая прочность газа гораздо ниже электрической прочности жидкого диэлектрика, пробой будет происходить по этим газовым включениям.

Пробой твердых диэлектриков

Физическая картина пробоя твердых диэлектриков в разных случаях может быть весьма различна. Наряду с ионизационными процессами, к пробоем 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, 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.

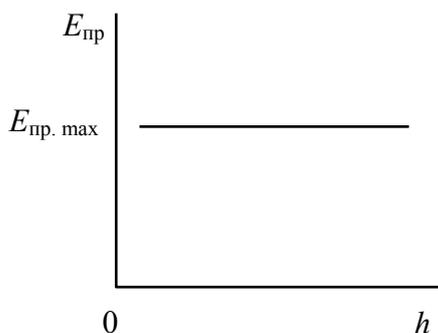


Рис.11.71. Зависимость электрической прочности от толщины для твёрдых диэлектриков в однородном поле.

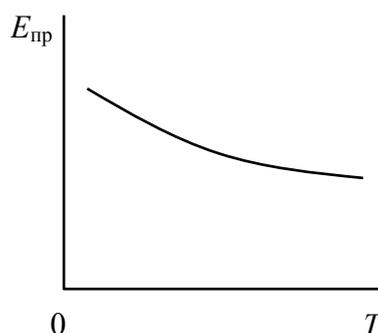


Рис.11.72. Зависимость электрической прочности от температуры при электрическом пробое.

Электрический пробой по своей природе является чисто электронным процессом, когда из немногих начальных электронов в твердом теле создается электронная лавина. 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, т. е. 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 удастся 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.11.71) и незначительно снижается при повышении температуры (рис.11.72).

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 в том случае, 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 пробую, 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 полистирол) имеют более низкие значения электротепловых пробивных напряжений, чем неорганические (кварц, керамика), при прочих равных условиях, хотя бы только вследствие их малой теплостойкости.

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

$$P_n = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta. \quad (11.123)$$

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

$$P_p = k S (T - T_0), \quad (11.124)$$

где k – коэффициент теплоотдачи.

Условие теплового равновесия определяется равенством мощностей, поглощаемой и рассеиваемой: $P_n = P_p$. Так как $\operatorname{tg} \delta$ обычно растет с повышением температуры, то, начиная с некоторой критической температуры $T_{кр}$, значение $P_n > P_p$ (другая точка равенства P_n и P_p соответствует устойчивому равновесию, рис. 11.73). В результате превышения тепловыделения над теплоотдачей диэлектрик лавинообразно разогревается, что приводит к его разрушению (плавлению, сгоранию). Согласно условию теплового равновесия

$$U_{np} = \sqrt{\frac{k \cdot S \cdot (T_{кр} - T_0)}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot C \cdot \operatorname{tg} \delta}}, \quad (11.125)$$

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

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

$$U_{np} = 382 \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{f \varepsilon_n \operatorname{tg} \delta_n T K \varepsilon''}} \cdot \varphi(k, \lambda, \lambda_0, h) \quad [\text{kB}], \quad (11.126)$$

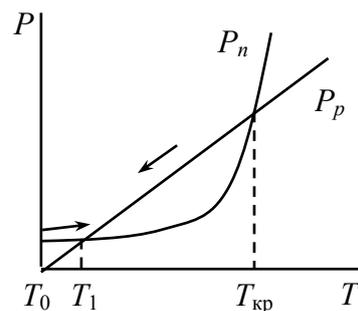


Рис. 11.73. Зависимость мощности, поглощаемой P_n и рассеиваемой P_p образцом диэлектрика, от его температуры.

где λ – коэффициент теплопроводности диэлектрика; ε_n и δ_n – диэлектрическая проницаемость и угол потерь при начальной (до приложения напряжения) температуре диэлектрика: $\varepsilon''_n = \varepsilon_n \operatorname{tg} \delta$; $\varphi(k, \lambda, \lambda_3, h)$ – коэффициент, зависящий от толщины слоя h , коэффициента теплоотдачи k от электродов в окружающую среду, λ и коэффициента теплопроводности электродов λ_3 . Значение φ обычно порядка нескольких десятых, а при $h \rightarrow \infty$ равно 0,662, что соответствует максимальному U_{np} .

Из (11.126) видно, что U_{np} при тепловом пробое для образца бесконечной толщины не бесконечно велико, как при электрическом пробое, а достигает конечного значения:

$$U_{np} = 253 \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{f \varepsilon_n \operatorname{tg} \delta_n T K \varepsilon''}} \quad (11.127)$$

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 $T K \varepsilon''$.

В отличие от электрического пробоя напряжение теплового пробоя, как видно из (11.125) и (11.126), зависит от частоты:

$$U_{np} = A / \sqrt{f}, \quad (11.128)$$

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

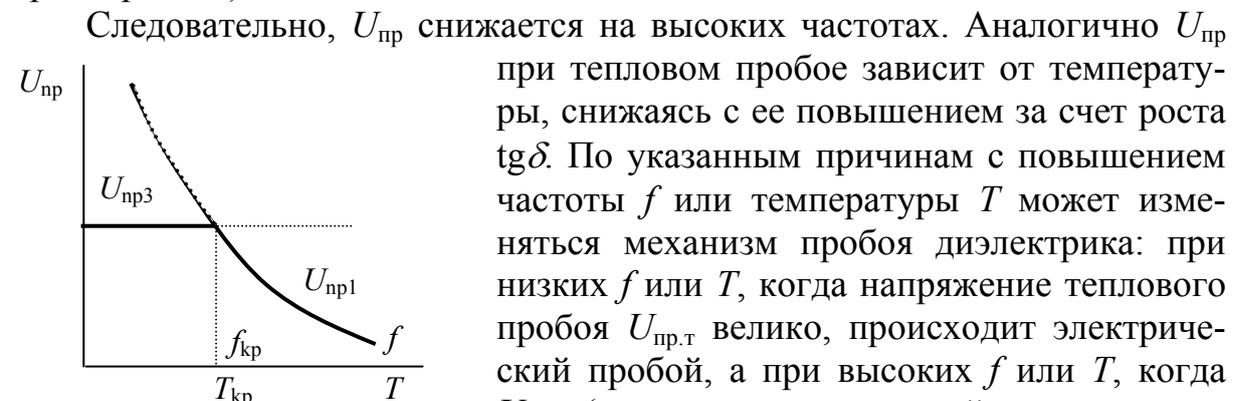


Рис. 11.74. Типичная зависимость пробивного напряжения от частоты и температуры.

Следовательно, U_{np} снижается на высоких частотах. Аналогично U_{np} при тепловом пробое зависит от температуры, снижаясь с ее повышением за счет роста $\operatorname{tg} \delta$. По указанным причинам с повышением частоты f или температуры T может измениться механизм пробоя диэлектрика: при низких f или T , когда напряжение теплового пробоя $U_{np,т}$ велико, происходит электрический пробой, а при высоких f или T , когда $U_{np,т}$ (снижается до значений, меньших напряжения электрического пробоя $U_{np,э}$ пробой становится тепловым (рис. 11.74).

Критическая частота $f_{кр}$ (или температура $T_{кр}$), 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.11.75). Это обусловлено ухудшени-

ем теплоотвода из “глубинных” слоёв диэлектрика за счёт низкой теплопроводности.

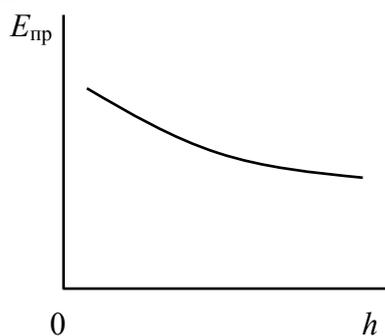


Рис.11.75. Зависимость электрической прочности твёрдого диэлектрика от его толщины при электротепловом пробое.

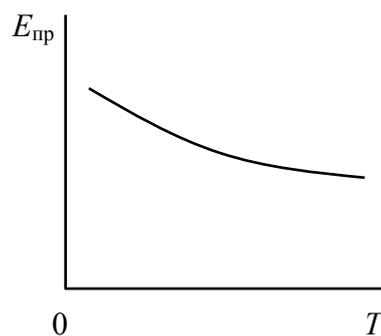


Рис.11.76. Зависимость электрической прочности твёрдого диэлектрика от температуры при электротепловом пробое.

С увеличением температуры окружающей среды, величина электрической прочности твёрдых диэлектриков при электротепловом пробое будет снижаться за счёт ухудшения условий теплоотдачи в окружающую среду (рис.11.76).

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*, т. е. 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, необ-

ходимо удлинить возможный путь разряда по поверхности. Поэтому поверхность изоляторов делают гофрированной, а в конденсаторах оставляют не металлизированные закраины диэлектрика. Поверхностное $U_{\text{пр}}$ 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, и имеют большее или меньшее количество пор (воздушных включений). Прессованные и намочные изделия имеют слоистое строение и 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 , напряженность электрического поля в отдельных слоях будет отличаться от среднего 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:

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

$$E_2 = \frac{\gamma_1(h_1 + h_2)}{\gamma_1 h_2 + \gamma_2 h_1} E_{\text{ср}}. \quad (11.129)$$

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. При этом произойдет пробой этого слоя, хотя $E_{\text{ср}} < E_{1\text{пр}}$. Это в свою очередь 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 (11.127) при замене $\gamma_{1,2}$ на $\varepsilon_{1,2}$.

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

$$\text{при постоянном напряжении} \quad E_{1np}\gamma_1 = E_{2np}\gamma_2, \quad (11.130)$$

$$\text{при переменном напряжении} \quad E_{1np}\varepsilon_1 = E_{2np}\varepsilon_2. \quad (11.131)$$

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

Ввиду малых E_{np} , 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 3МВ/м. В очень тонких слоях воздуха пробой происходит при повышенных напряженностях поля (для случая однородного электрического поля см. рис. 11.66). 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 $E_{np}=3-5$ МВ/м, а для пропитанной компаундом $E_{np}=40-80$ МВ/м.

Глава 12. Механические, тепловые и химические свойства диэлектриков

При выборе диэлектрического материала для конкретного применения следует учитывать не только его электрические (ε , $\text{tg}(\delta)$, ρ , E_{np}), но также механические и тепловые свойства, стойкость к воздействию возможных высоких и низких температур, влаги, радиации и других внешних факторов.

Механические свойства

Упругость. Под действием механических напряжений σ_j материал деформируется. При небольших σ_j выполняется закон Гука – *относительная деформация x_i прямо пропорциональна σ_j :*

$$x_i = \sum_{j=1}^6 s_{ij}\sigma_j = s_{ij}\sigma_j \quad (12.1)$$

или компоненты тензора напряжения σ_j являются линейными функциями компонент тензора деформации:

$$\sigma_j = \sum_{i=1}^6 c_{ij} x_i = c_{ij} x_i \quad (12.2)$$

(по повторяющимся индексам предполагается суммирование). Здесь коэффициенты пропорциональности s_{ij} называются *упругими податливостями*, а c_{ij} – *упругими жесткостями* или *упругими константами*.

Деформации x_i (как и напряжения σ_i) являются тензорами второго ранга с компонентами x_{kl} ($k, l=1, 2, 3$):

$$\begin{pmatrix} x_{11} & x_{12} & x_{13} \\ x_{21} & x_{22} & x_{23} \\ x_{31} & x_{32} & x_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_1 & x_6 & x_5 \\ x_6 & x_2 & x_4 \\ x_5 & x_4 & x_3 \end{pmatrix},$$

которые для краткости пишутся с одним индексом $i=1, 2, 3, 4, 5, 6$. Деформации x_1, x_2, x_3 означают растяжение или сжатие вдоль осей 1, 2 или 3, т. е. относительные изменения длины по трем направлениям; x_4 – сдвиг по оси 2 относительно оси 3, то есть изменение угла между осями 2 и 3; x_5 – сдвиг по оси 1 относительно 3, а x_6 – 1 относительно 2 (рис. 12.1).

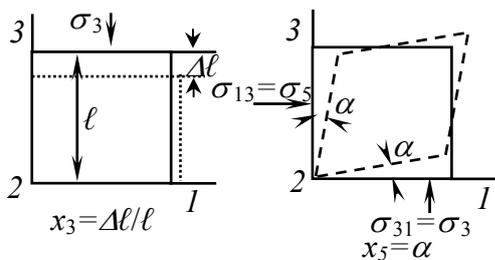


Рис.12.1. Деформация сжатия x_3 и деформация сдвига x_5 .

36 упругих констант c_{ij} , измеряемые в Паскалях (Па), как и S_{ij} ($\text{м}^2/\text{Н}$), являются тензорами 4-го ранга (рангом называется число индексов компонент тензора). В общем случае есть 21 независимая компонента для одного вещества. Ввиду симметрии кристаллов число независимых компонент их упругих констант обычно меньше 21. Так, гексагональные кристаллы имеют 5 независимых констант, а кубические – 3.

Изотропные среды описываются всего двумя независимыми упругими константами: модулем Юнга $E_{ю} = c_{11} = c_{22} = c_{33}$ и модулем сдвига $G = c_{44} = c_{55} = c_{66} = (c_{11} - c_{12})/2$ или коэффициентом Пуассона $\nu = c_{12}/(c_{11} - c_{12})$.

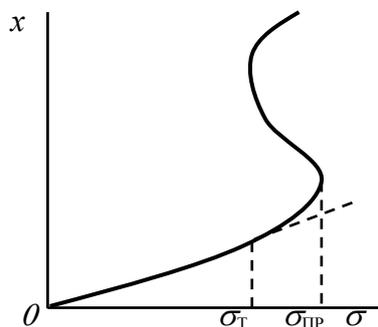


Рис.12.2. Типичная зависимость деформации x от механического напряжения σ .

С помощью упругих констант определяют деформируемость материала и скорость звука в нем.

Прочность. Закон Гука линейной связи деформации с напряжением сохраняется лишь в определенных пределах. С некоторого значения напряжения σ_T деформация растет быстрее, чем по линейному закону (рис.12.2). Это – холодное пластическое течение материала. После снятия напряжения форма образца не восстанавливается. Напряжение σ_T называют *пределом текучести*. Дальнейшее повышение механического напряжения приводит к разру-

шению образца при напряжении $\sigma_{пр}$, называемом *пределом прочности*. В таких материалах как стекла, керамика, пластическая деформация не наблюдается, и образец разрушается сразу: $\sigma_{пр} = \sigma_T$. Такие вещества называют *хрупкими*. Хрупкие материалы легко разрушаются под действием динамических нагрузок, вибраций. Во многих полимерах, наоборот, участок пластической деформации $\sigma_T - \sigma_{пр}$ очень широк. Они могут вытягиваться в десятки раз. Такие вещества называют *пластичными*.

Прочность материалов характеризуют пределами прочности при *растяжении* (σ_p), *сжатии* (σ_c), *изгибе* ($\sigma_{и}$). Для металлов все три предела прочности близки, но для диэлектриков могут сильно отличаться: $\sigma_c \gg (\sigma_p, \sigma_{и})$. Пределы прочности измеряются в единицах механического напряжения – паскалях (Па).

Механическая прочность зависит от типа связей молекул вещества: она максимальна в кристаллах с ковалентной связью и минимальна в кристаллах с молекулярной связью. Максимальная рабочая температура полимеров, например, определяется ухудшением не электрических свойств, а механической прочности - полимер становится текучим при малейших нагрузках. Наоборот, при низких температурах полимеры теряют свойство текучести и для них становится характерным хрупкое разрушение, ограничивающее возможности их применения, например в гибких кабелях.

Хрупкость. Многие материалы хрупки, то есть обладая сравнительно высокой прочностью по отношению к *статическим* нагрузкам, в то же время легко разрушаются *динамическими*, внезапно прилагаемыми усилиями.

Распространенным приемом для оценки способности материала сопротивляться действию динамических нагрузок является испытание на *ударный изгиб* (определение *удельной ударной вязкости*). Удельную ударную вязкость $\sigma_{уд}$ материала находят делением затраченной на излом образца энергии на поперечное сечение образца. Удельная ударная вязкость измеряется в Дж/м². Очень высокой удельной ударной вязкостью обладает полиэтилен, не ломающийся при $\sigma_{уд} > 100 \text{ кДж/м}^2$; для керамических материалов и микалекса $\sigma_{уд}$ составляет всего 2–5 кДж/м².

В ряде случаев проверяют способность электроизоляционных материалов выдерживать без разрушения длительное воздействие *вибраций* (повторяющихся колебаний определенной частоты и амплитуды). Такая проверка чаще всего производится на готовых изделиях, которые для этой цели крепят на платформах (*вибростендах*), подвергающихся вибрациям по заданному режиму от соответствующего приводного механизма. Определение вибрационной стойкости важно, например, для изоляции самолетного электро- и радиооборудования.

Твердость. Твердость – это способность поверхностного слоя материала противостоять деформации от сжимающего усилия, передаваемого

через посредство 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 и маятником Кузнецова.

Для многих диэлектриков важной механической характеристикой является *эластичность*, то есть способность материалов испытывать более или менее значительные упругие обратимые деформации без разрушения при действии небольших растягивающих усилий.

Вязкость. Для жидких и полужидких электроизоляционных материалов, масел, лаков, заливочных и пропиточных компаундов и т. п. важной характеристикой является вязкость.

Динамическая вязкость, или коэффициент внутреннего трения жидкости, представляет собой величину, входящую в целый ряд законов гидродинамики (в системе СИ измеряется в [Па·с], в СГС – в пуазах [П]). Так, количество (объем) жидкости с динамической вязкостью η , протекающее за время τ под действием давления p сквозь капилляр длиной ℓ и радиусом r , по закону Пуазейля равно:

$$V = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{\pi \cdot p \cdot r^4 \cdot \tau}{8 \cdot \ell} . \quad (12.3)$$

Скорость движения v твердого шарика радиуса r в неограниченной среде с динамической вязкостью η под влиянием непрерывно действующего на шарик небольшого усилия F постоянна и имеет величину, определяемую законом Стокса:

$$v = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{F}{6\pi \cdot r} . \quad (12.4)$$

Кинематическая вязкость равна отношению динамической вязкости жидкости к ее плотности:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} , \quad (12.5)$$

единица измерения в СИ [м²/с], в СГС – стокс [Ст].

Вязкость всех веществ, не претерпевающих при нагреве химических изменений, сильно уменьшается при повышении температуры (рис.12.3). Как правило, закон изменения вязкости с температурой соответствует уравнению экспоненты:

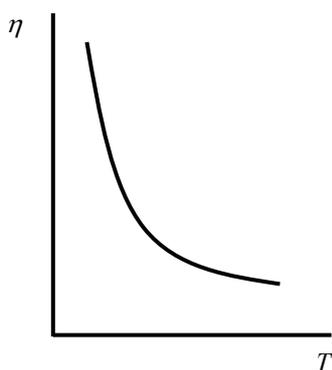


Рис. 12.3. Типичная зависимость вязкости жидкости от температуры.

$$\eta = Ae^{\frac{W}{kT}}, \quad (12.6)$$

где A – коэффициент, слабо (по сравнению с экспонентой) зависящий от температуры, характеризующий данную жидкость; W – энергия активации вязкого течения, равная работе перехода молекулы из одного стационарного положения в другое.

На практике в качестве характеристики вязкости часто используют *время истечения* стандартного объема жидкости через стандартное сопло. Например, для характеристики вязкости электроизоляционных лаков широко используются вискозиметры типа ВЗ (рис. 12.4).

Испытуемая жидкость заливается до краев в металлическую конусообразную воронку 3. При этом избыток жидкости переливается в круговой желобок 2. Наружный конус 4, наполняемый теплой водой, образует водяную рубашку. Температура воды и испытуемой жидкости измеряется термометрами. Прибор крепится на штативе 6. Открывают кран 5 выпускного отверстия и измеряют время истечения (в секундах) 100мл жидкости. Это время принимается за меру вязкости.

Вискозиметр ВЗ-4 имеет объем воронки 100мл; диаметр сопла 4мм, высота сопла 4мм. Воронка заливается до краев испытуемым лаком с температурой 20 °С. При определении конца истечения секундомер останавливают в момент первого появления прерывающейся струи. Этот вискозиметр используется для испытания лаков со временем истечения 20–150с.

Тепловые свойства.

Нагревостойкость. Весьма важна способность электрической изоляции выдерживать повышенную температуру без существенного уменьшения эксплуатационной надежности, так как от этого зависит наивысшая допустимая рабочая температура прибора или устройства.

Для электрических машин и аппаратов повышение температуры, которое обычно лимитируется в соответствии с материалами электрической

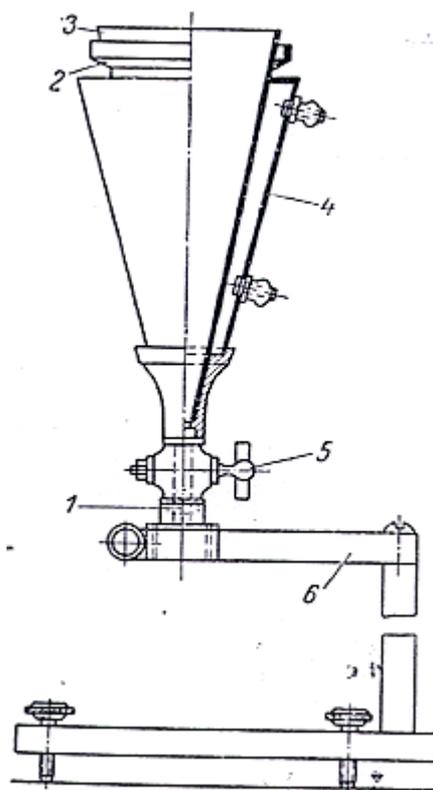


Рис.12.4. Вискозиметр ВЗ-4 для определения вязкости лаков. 1–сопло; 2–круговой желобок; 3–воронка для испытуемого лака; 4–корпус водяной бани; 5–кран; 6–штатив с кронштейном для крепления вискозиметра.

изоляции, при заданной мощности связано с возможностями уменьшения габаритных размеров, массы и стоимости изделия. Вопросы уменьшения массы и габаритных размеров особенно важны для тяговых и крановых электродвигателей, самолетного электрооборудования и других передвижных устройств. От допустимой температуры зависят пожаро- и взрывобезопасность (масляные хозяйства электрических подстанций, электрооборудование для нефтяной и угольной промышленности и др.).

В электрических печах и нагревательных приборах, в электросварочной аппаратуре, в источниках света и многих электронных и ионных приборах и т.п. необходимость высокой рабочей температуры изоляции обусловлена особенностями работы устройства.

У одних материалов при повышенных температурах недопустимо ухудшаются механические свойства, в других электрические (ρ , $\text{tg } \delta$ и др.).

У аморфных материалов (стекла, смолы и пр.) резко выраженной температуры плавления $T_{\text{пл}}$, нет, а температуру размягчения $T_{\text{разм}}$ определяют с помощью различных условных приемов. С приближением к температуре размягчения в эксплуатационных условиях возможно сильное снижение механической прочности и постепенная деформация изделий. У некоторых материалов при нагреве могут наблюдаться химическое разложение, обугливание, интенсивное окисление и даже горение. В ряде случаев при сохранении механической прочности и целостности изоляции диэлектрические свойства ее ухудшаются настолько, что делают работу изоляции при повышенной температуре невозможной. Такие изменения качества изоляции могут проявляться и при кратковременном повышении температуры.

Помимо ухудшения качества электрической изоляции, которое проявляется уже при кратковременном повышении температуры, при длительном воздействии повышенной температуры могут наблюдаться нежелательные изменения за счет медленно протекающих химических процессов – так называемого *теплового старения* изоляции. У трансформаторного масла старение проявляется в образовании продуктов окисления, у лаковых пленок – в повышении жесткости и хрупкости, образовании трещин и отставании от подложки и т. п.

Кроме температуры существенное влияние на скорость старения могут оказать: повышение давления воздуха или концентрации кислорода, наличие в окружающей среде озона, являющегося еще более сильным окислителем, чем кислород, а также различных химических реагентов, ускоряющих или замедляющих старение. Тепловое старение ускоряется при освещении образца ультрафиолетовыми лучами, при воздействии электрического поля, механических нагрузок и т. п.

Для ряда электроизоляционных материалов, особенно хрупких (стекла, керамика и т.д.), важна стойкость к резким сменам температуры (*термоударам*).

При внезапном нагреве или охлаждении поверхности изделия из хрупкого материала, например, стекла, вследствие неравномерного распределения температур в приповерхностном слое материала возникают температурные напряжения, которые могут явиться причиной растрескивания. В случае быстрого нагрева (рис. 12.5а) приповерхностный слой стекла стремится расшириться в то время как внутренние слои еще не успели прогреться, и в сечениях xx создаются напряжения сжатия. Если же поверхность внезапно охлаждается (рис. 12.5б), то вследствие теплового сокращения поверхностного слоя создается тенденция к расслоению соседних участков поверхностного слоя. Так как у стекол прочность на разрывного меньше прочности на сжатие, то внезапное внешнее охлаждение более опасно для них, чем быстрый нагрев.

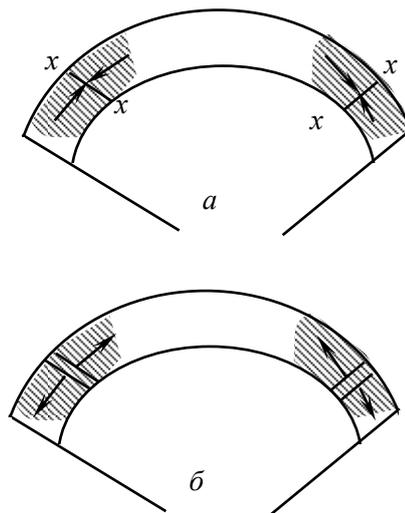


Рис. 12.5. Возникновение температурных напряжений в поверхностном слое стекла при термодарах: *а* – случай быстрого нагрева; *б* – случай быстрого охлаждения поверхности

Допустимый для эксплуатации материала или изделия температурный режим может определяться различными факторами. В результате испытаний устанавливают стойкость материала к тепловым воздействиям. Способность электроизоляционных материалов и изделий без ущерба для них как кратковременно, так и длительно выдерживать высокую температуру, а также резкую смену температур, называют *нагревостойкостью*.

Материалы, применяемые для изоляции электрических устройств с учетом их нагревостойкости (при длительном воздействии нагрева), подразделяют на *классы нагревостойкости*. Причем для каждого класса устанавливают определенную максимальную рабочую температуру.

ГОСТ 8865–70 «Материалы электроизоляционные для электрических машин, трансформаторов и аппаратов. Классификация по нагревостойкости» и рекомендацией СЭВ РС 964–67 предусмотрены классы нагревостойкости, указанные в табл.12.1. В ней приведена максимальная температура для электроизоляционных материалов при их использовании в электрооборудовании, длительно (в течение ряда лет) работающем в нормальных эксплуатационных условиях.

К *классу У* относится изоляция из непропитанных и не погруженных в жидкий диэлектрик волокнистых материалов на основе целлюлозы (древесина, бумага, картон, фибра, хлопчатобумажное волокно, гидратцеллюлозное и ацетилцеллюлозное волокно), натурального шелка и полиамидов, а также поливинилхлорид и вулканизированный натуральный каучук.

Таблица 12.1

Класс нагревостойкости	У	А	Е	В	Ф	Н	С
Рабочая температура, °С	90	105	120	130	155	180	Выше 180

К классу А принадлежат те же волокнистые материалы, но пропитанные масляными, масляно-смоляными и другими лаками либо погруженные в нефтяное масло или синтетический жидкий диэлектрик, а также изоляция эмалированных проводов на поливинилацеталевых лаках и полиамидные пленки.

К классу Е относятся слоистые пластики и пластмассы на термореактивных связующих, обеспечивающих соответствующую нагревостойкость, изоляция эмалированных проводов на эпоксидных лаках, поликарбонатные пленки и др.

Класс В образуют неорганические материалы: слюда, стекловолокно и асбест в сочетании со связующими и пропитывающими органическими составами соответствующей нагревостойкости, а также политрифторхлорэтилен и др.

К классу F относятся материалы на основе слюды, стекловолокна и асбеста с более нагревостойкими связующими и пропитывающими составами, а также изоляция эмалированных проводов на полиэфиримидных и полиэфирциануратных лаках.

В класс Н входят материалы на основе слюды, стекловолокна и асбеста в сочетании с кремнийорганическими связующими и пропитывающими составами, а также кремнийорганические эластомеры.

Класс С образуют неорганические материалы (слюда, электротехническая керамика, бесщелочное стекло, кварц) без связующих или с неорганическими связующими. К этому же классу относятся политетрафторэтилен и полиимидные материалы—пленки, волокна, изоляция эмалированных проводов.

В последнее время Международная электротехническая комиссия (МЭК) предлагает более сложные способы оценки нагревостойкости электрической изоляции с учетом воздействия не только температуры, но и других факторов.

Холодостойкость. Во многих случаях для изоляции, например, самолетного электро- и радиооборудования, линий электропередачи и связи, открытых подстанций и т. п. важна холодостойкость, т.е. способность электрической изоляции не снижать эксплуатационной надежности при низких температурах, например ($-60 - -70^{\circ}\text{C}$) и более низких (криогенных) температурах. При низких температурах, как правило, электрические свойства изоляционных материалов улучшаются; однако многие материалы, гибкие и эластичные в нормальных условиях, при низких температурах становятся хрупкими и жесткими, что создает соответствующие затруднения. Проверку электроизоляционных материалов и изделий из них на хо-

лодостойкость нередко осуществляют при одновременном воздействии вибраций.

Теплопроводность. Важное практическое значение теплопроводности объясняется тем, что тепловые потери проводников и магнитопроводов электрических машин, аппаратов, кабелей и т.п. должны переходить в окружающую среду через слой изоляции (за исключением некоторых новых конструкций электрических машин, в которых отвод тепла от проводников осуществляется за счет пропускания охлаждающего вещества через канал внутри самого проводника).

От теплопроводности электрической изоляции зависит нагрев проводников и магнитопроводов. Особое значение имеет теплопроводность сравнительно толстой изоляции в устройствах высокого напряжения. Теплопроводность влияет на электрическую прочность при тепловом пробое и на стойкость материала к термоударам.

Таблица 12.2

Вещество	λ , Вт/(мК)
Воздух (в малых зазорах)	0,05
Битум	0,07
Бумага	0,10
Лакоткань	0,13
Гетинакс	0,35
Плавленый кварц.	1,25
Фарфор	1,6
Стеатит	2,2
Двуокись титана TiO_2	6,5
Кристаллический кварц:	
по направлению оптической оси	12,3
перпендикулярно оси	6,8
Графит	18
Окись алюминия Al_2O_3	25—30
Окись магния MgO	36
Нитрид бора BN :	
по направлению горячего прессования	19
перпендикулярно	37
Никель	65
Железо	68
Окись бериллия BeO	218
Алюминий	226
Медь	390

Количественно теплопроводность материалов характеризуется коэффициентом теплопроводности λ , который определяется как количество тепла, прошедшего через единицу площади за единицу времени при гради-

енте температуры в 1К/м. Ориентировочные значения коэффициента теплопроводности некоторых веществ приведены в табл.12.2. Как видно из табл. 12.2, большинство диэлектриков имеет значения λ намного меньшие, чем проводниковые материалы. Лишь некоторые керамические оксиды металлов (Al_2O_3 , MgO , BeO) имеют λ того же порядка, как проводниковые материалы (графит и некоторые металлы приведены для сравнения). Характерно, что коэффициент теплопроводности у окиси бериллия выше, чем у металлического бериллия.

Величина:

$$A = \lambda/cD, \quad (12.7)$$

где c – удельная теплоемкость в Дж/(кг·К); D – плотность материала в кг/м³, называется *температуропроводностью* и выражается в м²/с.

Влажностные свойства.

Многие электроизоляционные материалы в той или иной степени *гигроскопичны*, то есть способны сорбировать влагу из окружающей среды, и *влагопроницаемы* (способны пропускать влагу).

Гигроскопичность. Образец электроизоляционного материала при определенных условиях влажности и температуры окружающей среды через некоторое время достигает некоторого «равновесного» состояния влажности. Так, если сравнительно сухой образец материала находится во влажном воздухе с относительной влажностью φ , то будет наблюдаться постепенное поглощение материалом влаги из воздуха. Причем влажность материала ψ (содержание влаги на единицу массы материала) в течение времени t будет повышаться, асимптотически приближаясь к равновесному значению ψ_p , соответствующему значению φ (кривая *a* на рис. 12.6). Наоборот, если при тех же условиях образец из такого же материала обладает высокой начальной влажностью, то влажность образца будет уменьшаться, асимптотически приближаясь к равновесной ψ_p . В этом случае происходит сушка материала (кривая *б* на рис. 12.6).

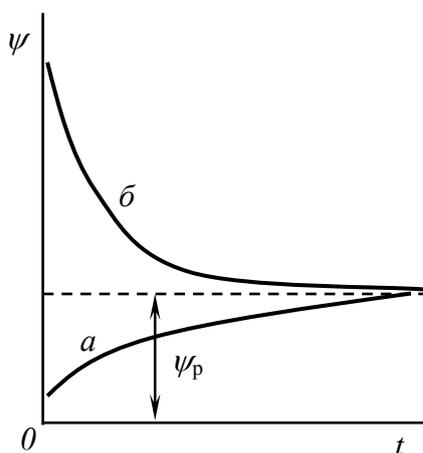


Рис.12.6 Изменение влажности ψ материала (*a*) при увлажнении и (*б*) при сушке в условиях постоянной относительной влажности и температуре окружающего воздуха

Для различных материалов значения равновесной влажности при одном и том же значении относительной влажности воздуха могут быть весьма различны (рис. 12.7).

При повышении температуры равновесная влажность, соответствующая тому же значению φ , понижается. Таким образом, сушке способствуют кроме понижен-

ной влажности окружающей среды и смены воздуха (вентиляции), обусловливающей соприкосновение с поверхностью материала новых объемов сухого воздуха, повышение температуры.

Под *гигроскопичностью* (в узком смысле слова) или *влагопоглощаемостью* подразумевают равновесную влажность данного материала при нормальной температуре в воздухе, относительная влажность φ которого близка к 100%.

Иногда электроизоляционные материалы соприкасаются не только с воздухом, содержащим пары воды, но и непосредственно с водой. Такова изоляция открытых установок, подвергающихся действию атмосферных осадков, изоляция электрических машин и аппаратов на кораблях, в насосах и т. п. В таких случаях представляет интерес *водопоглощаемость* изоляции.

Материалы *анизотропного* строения впитывают влагу в разных направлениях с различной скоростью.

Так, дерево скорее впитывает влагу вдоль волокон, т.е. с торцевого спила ствола; слоистые пластики – вдоль слоев и т. д.

Гигроскопичность материала зависит от его строения. Большую роль играют наличие и размер капиллярных пор внутри материала, в которые проникает влага. Сильно пористые материалы, в частности волокнистые, более гигроскопичны, чем материалы плотного, сплошного строения. Гигроскопичность материалов, практически лишенных пор (например, стекло), может быть только поверхностной: поглощаемая из окружающей среды влага накапливается в виде тонкой пленки на поверхности материала, но не проникает вглубь.

Гигроскопичность и водопоглощаемость не полностью отражают степень возможных изменений электрических свойств электроизоляционного материала при увлажнении. Если поглощенная влага способна образовывать внутри изоляции нити или пленки, которые могут пронизывать весь промежуток между электродами (или значительную область этого промежутка), то даже весьма малые количества поглощенной влаги приводят к очень резкому ухудшению электрических свойств изоляции. Если же влага распределяется по объему электроизоляционного материала в виде отдельных, не соединенных между собой малых включений, то влияние влаги на

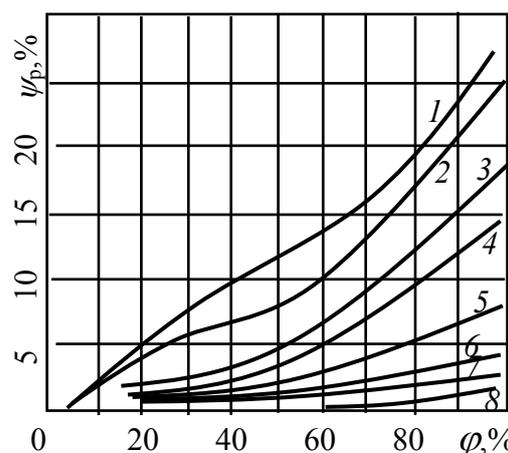


Рис.12.7. Зависимость равновесной влажности ψ_p различных волокнистых материалов от относительной влажности воздуха φ .

1–вискозный шелк; 2–натуральный шелк; 3–хлопчатобумажное волокно; 4–ацетатный шелк; 5–капрон; 6–поливинилхлоридное волокно; 7–полиэтилентерефталатное волокно; 8–полиэтиленовое волокно

электрические свойства материала менее существенно. Так например, удельное сопротивление бумаги с 3%-ной влажностью приблизительно в 10^6 раз меньше, чем абсолютно сухой бумаги, в то время как увлажнение каучуковых материалов с наполнителями вызывает лишь весьма незначительное уменьшение их ρ . Для несмачиваемых материалов уменьшение ρ_s при выдержке во влажной среде незначительно, так как влага даже в виде росы образует отдельные капли, а не сплошную водяную пленку.

Влагопроницаемость. Кроме гигроскопичности большое практическое значение имеет влагопроницаемость материалов, то есть способность пропускать через себя пары воды. Это свойство очень важно при оценке качества материалов, применяемых в виде защитных покровов (шланги кабелей, компаундные заливки, лаковые покрытия изоляции электрических машин и т. п.).

О возможности проникновения влаги через мельчайшие поры можно судить по размеру молекулы воды, диаметр которой составляет $2,5 \cdot 10^{-10}$ м.

Коэффициент влагопроницаемости Π электроизоляционного материала входит в основное уравнение влагопроницаемости: количество воды M , проходящее при стационарном режиме за время t сквозь участок площадью S слоя рассматриваемого материала толщиной h , если с двух сторон пленки существуют парциальные давления водяного пара в воздухе p_1 и p_2 соответственно, равно:

$$M = \Pi \cdot (p_1 - p_2) \cdot S \cdot t / h . \quad (12.8)$$

Это уравнение формально аналогично закону Ома при прохождении через тело электрического тока (причем разность давлений $p_1 - p_2$ подобна разности потенциалов, отношение M/t – току, а $h/(\Pi S)$ – электрическому сопротивлению тела) или уравнению теплопроводности. Из уравнения (12.8) получается единица СИ для измерения Π : $\text{кг}/(\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{Па}) = 1 \text{с}$.

Способность твердого тела смачиваться водой (или другой жидкостью) характеризуется краевым углом смачивания θ капли воды, нанесенной на поверхность тела (рис. 12.8). Чем меньше θ , тем сильнее выражена смачиваемость материала. Для смачиваемых поверхностей $\theta < 90^\circ$ (рис. 12.8а), для несмачиваемых $\theta > 90^\circ$ (рис. 12.8б).

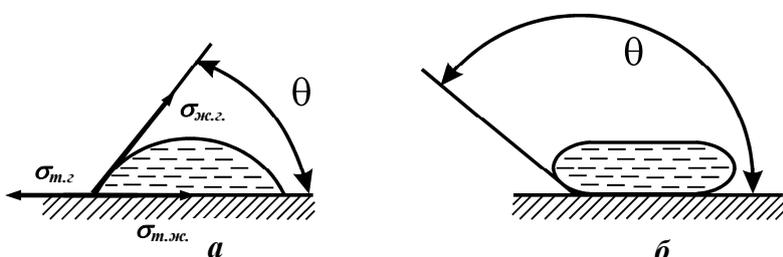


Рис.12.8. Капля жидкости на (а) смачиваемой и (б) несмачиваемой поверхности

Для уменьшения гигроскопичности и влагопроницаемости пористых электроизоляционных материалов широко применяют пропитку.

Величина равновесного краевого угла определяется соотношением

сил притяжения жидкости к твердому телу – силы адгезии, и сил взаимно-

го притяжения между частицами самой жидкости – сила когезии. Соотношение между работой адгезии и когезии определяет способность жидкости смачивать поверхность твердого тела.

Поверхностное натяжение – это сила, действующая по касательной к поверхности жидкости. Оно стремится сократить свободную поверхность жидкости до минимальных размеров. Сила поверхностного натяжения численно равна удельной свободной поверхностной энергии.

Размерность удельной свободной поверхностной энергии одна и та же, что и поверхностного натяжения [эрг/см²; Дж/м²],

По периметру смачивания твердого тела каплей жидкости действуют три поверхностных натяжения на границах раздела твердое тело-газ ($\sigma_{тг}$), жидкость-газ ($\sigma_{жг}$), жидкость-твердое тело ($\sigma_{жт}$). Поверхностное натяжение, на границе раздела твердое тело-газ увеличивает площадь соприкосновения жидкости с твердой поверхностью и способствует растеканию капли, в противоположность этому поверхностное натяжение $\sigma_{жт}$ препятствует растеканию капли и стремится сохранить границу раздела жидкость-твердое тело. Поверхностное натяжение на границе жидкости с газом $\sigma_{жг}$ стремится уменьшить поверхность капли. Оно направлено под углом θ к твердому телу.

В условиях равновесия капли можно записать:

$$W_3 = \sigma_{жг} \cdot \cos \theta = \sigma_{тж} \cdot \sigma_{жт}, \quad (12.9)$$

где W_3 – энергия смачивания. С помощью этого уравнения можно оценивать адгезию жидкости к поверхности твердого тела.

Определение энергии смачивания, энергии поверхностного натяжения и краевого угла смачивания методом погружения.

Этот метод основан на измерении веса пластины при погружении ее в жидкость. При этом происходит вытягивание или выталкивание твердого тела в зависимости от того, смачивается или не смачивается оно жидкостью.

Метод погружения пластины применяют для измерения краевых углов на гидрофильных твердых телах. При соприкосновении такого тела с поверхностью жидкости будет происходить вытягивание его в жидкость, что приводит к кажущемуся увеличению веса пластины на величину Δm . Выталкивающая сила будет противодействовать увеличению веса пластины и для момента равновесия можно записать

$$W_3 = \sigma_{жг} \cos \theta = (\rho S h g + \Delta m) / \ell, \quad (12.10)$$

где Δm – разность в весе сухой и частично погруженной в жидкость пластины (кг); g – ускорение силы тяжести (м/с²); ℓ – периметр пластины (м); S – поперечное сечение пластины (м²); h – глубина погружения пластины в жидкость (м); ρ – плотность жидкости (кг/м³); $\sigma_{жг}$ – энергия смачивания (кг/с²=Дж/м²=10⁷·эрг/м²).

Глубина погружения пластины складывается из двух составляющих: глубины втягивания пластины жидкостью h_1 и высота подъема жидкости в сосуде, вследствие вытеснения ее пластиной Δh :

$$W_3 = \sigma_{\text{жг}} \cos\theta = g(\rho S(h_1 + \Delta h) + \Delta m)/\ell. \quad (12.11)$$

Высота подъема жидкости в сосуде зависит от площади ее поверхности S_1 и поперечного сечения пластины S

$$\Delta h/h_1 = S/S_1. \quad (12.12)$$

Учитывая, что поперечное сечение пластины много меньше площади поверхности жидкости в сосуде $S \ll S_1$, следовательно, и $\Delta h \ll h_1$, тогда уравнение (12.11) можно упростить:

$$W_3 = \sigma_{\text{жг}} \cos\theta = g(\rho S h_1 + \Delta m)/\ell. \quad (12.13)$$

Слагаемое $\rho S h_1$ представляет архимедову силу и по абсолютному значению много меньше Δm . Слагаемое $\rho S h_1 \ll \Delta m$ при небольших (до 5мм)

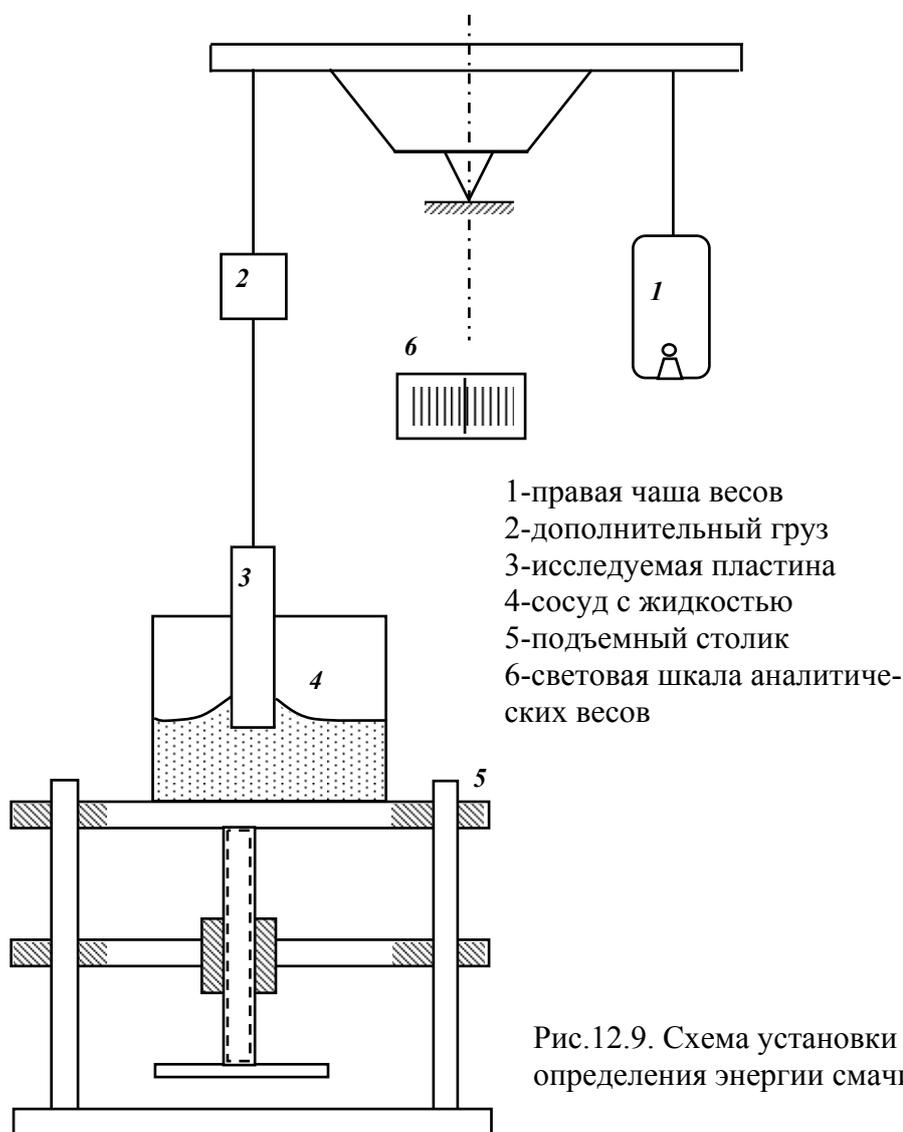


Рис.12.9. Схема установки для определения энергии смачивания.

глубинах погружении пластинки $\rho Sh_1 \approx 0.0001 \Delta m$. Учитывая сказанное, уравнение 12.11 принимает вид:

$$W_3 = \sigma_{\text{жг}} \cos \theta = g \Delta m / \ell. \quad (12.14)$$

Схема установки для измерения энергии смачивания приведена на рис.12.9. На аналитических весах определяют вес исследуемой, пластинки твердого тела. Затем, сняв левую чашку весов, в место нее подвешивают пластинку и уравнивают весы с помощью дополнительного груза, примерно равного по весу снятой чашке весов. Под свободный конец висящей пластины подводят подъемный столик со стоящим на нем сосудом с жидкостью. Поднимая, сосуд с помощью подъемного столика, доводят до соприкосновения поверхности жидкости с концом пластины. Момент соприкосновения регистрируется по резкому отклонению "зайчика" на световой шкале весов. Вследствие смачивания пластинки жидкостью она погружается в нее на некоторую глубину h . Разница в значениях веса пластинки после втягивания ее в жидкость m_1 и до соприкосновения с поверхностью m жидкости численно равна увеличению ее веса на Δm :

$$\Delta m = m_1 - m. \quad (12.15)$$

Используя уравнение (12.14) рассчитывают энергию смачивания (адгезионное напряжение) $\sigma_{\text{жг}} \cos \theta = W_3$.

Для определения угла смачивания жидкости используют метод отрыва пластины. Медленно опуская сосуд с жидкостью, регистрируют значение веса пластины в момент отрыва ее от поверхности жидкости, при этом наблюдается резкий скачок светового зайчика на шкале весов. Обозначив увеличение веса пластинки в момент отрыва через Δm_1 , получим:

$$\sigma_{\text{жг}} = g \Delta m_1 / \ell, \quad (12.16)$$

затем рассчитываем величину угла смачивания:

$$\cos \theta = \Delta m / \Delta m_1. \quad (12.17)$$

Физико-химические свойства

Растворимость. Это свойство важно для подбора растворителей лаков, пластификаторов и пр., а также для оценки стойкости электроизоляционных материалов к действию различных жидкостей, с которыми эти материалы соприкасаются в процессе изготовления изоляции (например, при пропитке лаками) и в эксплуатации (изоляция маслонаполненных трансформаторов и т.п.).

Растворимость твердых материалов можно оценить по количеству материала, переходящему в раствор за единицу времени с единицы поверхности материала, соприкасающейся с растворителем; или по тому наибольшему количеству вещества, которое может быть растворено в данном растворителе (т.е. по концентрации насыщенного раствора).

Как правило, легче всего растворяются вещества, близкие к растворителю по химической природе и содержащие в молекулах похожие группи-

ровки атомов. Полярные вещества легче растворяются в полярных жидкостях, нейтральные – в нейтральных. Так, неполярные или слабо полярные углеводороды (например, парафин, каучук) растворяются в жидких углеводородах, полярные смолы, содержащие гидроксильные группы (например, фенолформальдегидные смолы) – в спирте и иных полярных растворителях. Растворимость уменьшается с повышением степени полимеризации (молекулярной массы). Высокомолекулярные вещества с линейной структурой молекул растворяются сравнительно легко, а с пространственной структурой – трудно. При повышении температуры растворимость сильно увеличивается.

Химостойкость. Стойкость к коррозии различными химически активными веществами (газами, водой, кислотами, щелочными и солевыми растворами и т.п.) электроизоляционных материалов весьма разнообразна. При определении химостойкости образцы материалов на длительное время помещают в условия, близкие к эксплуатационным (или еще более суровые) с точки зрения выбора концентрации химической активности среды, температуры (при повышении температуры интенсивность коррозии сильно увеличивается) и т.д., после чего определяют изменение внешнего вида образцов, их массы и других характеристик.

Для масел, смол и т. п. измеряют *кислотное число*, характеризующее содержание в материале свободных кислот. Эта величина определяет технологические особенности материала, а также способность материала вызывать коррозию соприкасающихся с ним тел, например металлов. В трансформаторном масле высокое кислотное число является признаком плохой очистки при изготовлении или процесса старения масла.

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).

Радиационная стойкость. Непрерывно расширяется номенклатура материалов, а также готовых изделий электронной и электротехнической промышленности, к которым предъявляются определенные требования *радиационной стойкости*, т.е. способности работать, не теряя основных свойств, в условиях интенсивного облучения или после радиационного воздействия. Не менее важным является радиационное воздействие на материалы с целью полезного изменения структуры, улучшения или придания им новых свойств (радиационная сшивка полимеров, легирование полупроводников и т.д.).

Жесткое электромагнитное излучение (рентгеновское и гамма), электроны высоких энергий, тяжелые заряженные частицы (протоны, альфа-частицы) и нейтроны поглощаются веществом, создавая различного рода радиационные дефекты. Количество дефектов, а следовательно, и радиационные эффекты, со временем накапливаются. Поэтому радиационная

стойкость определяется суммарной (интегральной) дозой излучения, поглощенного веществом.

Единицами поглощенной дозы рентгеновского и гамма-излучения служат рентген (P) и Кл/кг ($1P=2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг), а корпускулярных излучений – рад и Дж/кг ($1\text{рад}=0,01$ Дж/кг). Часто радиационную стойкость выражают общим числом радиоактивных частиц, попадающих на единицу площади вещества и вызывающих заметное ухудшение его основных характеристик, например нейтрон/м².

Полупроводниковые материалы и приборы заметно повреждаются реакторным излучением дозой в 10^{18} нейтрон/м². Многие диэлектрики обладают значительно большей радиационной стойкостью, выдерживая дозы до 10^{22} нейтрон/м².

Светостойкость. Световые и особенно ультрафиолетовые лучи могут оказывать определенное действие на диэлектрики и полупроводники, вызывая фотопроводимость, различные химические изменения и ускоряя старение ряда органических материалов (нефтяное масло, резина, капрон). Под действием светового облучения некоторые материалы теряют механическую прочность и эластичность, в результате чего в них появляются трещины, лаковые покрытия отстают от подложек и т. д. Способность материалов сохранять свои эксплуатационные характеристики под действием светового облучения называют *светостойкостью*.

Глава 13. Классификации 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 путей, которые, предусмотрены электрической схемой устройства. Очевидно, что 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 конденсатора, а в некоторых случаях для обеспечения определенного вида зависимости этой емкости от температуры или иных факторов. Наконец, к диэлектрическим материалам принадлежат и *активные диэлектрики*, т. е. диэлектрики с управляемыми свойствами (сегнетоэлектрики, пьезоэлектрики, электреты и др.)

В различных случаях применения 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 необходимых изделий, а также стоимость и дефицитность материалов. Поэтому для различных случаев применения выбирают разные материалы.

Электроизоляционные материалы – пассивные диэлектрики, подразделяются по их агрегатному состоянию на *газообразные, жидкие и твердые*. В особую группу могут быть выделены *твердеющие материалы*, которые в исходной состоянии, во время введения их в изготавливаемую изоляцию, 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: это элементоорганические 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.

Поскольку значение длительно допускаемой рабочей температуры электрической изоляции часто играет первостепенную роль на практике

электроизоляционные материалы и их комбинации (электроизоляционные системы электрических машин, аппаратов и др.) часто относят к тем или иным классам нагревостойкости.

Необходимо иметь в виду, что электроизоляционные, механические, тепловые, влажностные и другие свойства диэлектриков заметно изменяются в зависимости от технологии получения и обработки материалов, наличия примесей, условий испытания и т. д.

Диэлектрические материалы чрезвычайно разнообразны как по своему строению, так и по областям применения. Перечислить все вещества, используемые 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 SF_6 (*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 $800\text{ }^\circ\text{C}$), $T_{\text{кип}} = -64\text{ }^\circ\text{C}$, и при комнатной температуре может быть сжат без сжижения до 20 атм. Особенно велики преимущества элегаза при повышенных давлениях. *Фреон* (дихлордифторметан CCl_2F_2) имеет электрическую прочность $E_{\text{пр}}$, близкую к элегазу, но его $T_{\text{кип}} = -28\text{ }^\circ\text{C}$ и при нормальной температуре он может быть сжат только до 6 атм. *Пары фторорганических жидкостей* (C_7F_{14} , C_7F_8 , C_8F_{16} , $C_{14}F_{14}$, 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 изготавливают 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 мас-

лонаполненных 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, в зависимости от вязкости). Нефтяные масла, по своему 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 °С), температуру застывания (не выше –45 °С), на вязкость (не выше 30 сСт при 20 °С и не выше 9,6 сСт при 50 °С), на $\text{tg}\delta$ (при $f=50\text{Гц}$, $\leq 0,003$ при $T=20\text{ °С}$ и $\leq 0,025$ при $T=75\text{ °С}$). 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 $C_{12}H_5Cl_5$. В отличие от нефтяных масел, совол сильно полярная жидкость ($\epsilon \sim 5$ при низких частотах), более тяжёлая и вязкая, чем трансформаторное масло. Поэтому он применяется в производстве силовых бумажных конденсаторов и непригоден для заливки трансформаторов (для этого используют *совтол* – совол, разбавленный трихлорбензолом $C_6H_3Cl_3$). 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 синтетическим ВМС. Эти материалы высокотехнологичны и используются для изготовления *смол, лаков, компаундов, пластических масс, волокон, плёнок* и т.д. К тому же, синтетические ВМС производится из доступного и недорогого сырья: газ, нефть, уголь. Наиболее практически важными ВМС являются *полимеры*. Полимеры – это вещества, молекулы которых состоят из большого числа (тысячи и десятки тысяч) повторяющихся звеньев. Свойства полимеров сильно зависят от способа получения и от строения их макромолекул.

Эластомеры – это синтетические полимеры макромолекулы которых обладают высокой гибкостью и способны образовывать химические связи между отдельными звеньями («сшивание»). По своим свойствам эластомер-

ры близки к натуральному каучуку. Эластомеры являются важнейшим компонентом при производстве резин.

Синтетическими смолами называют полимеры, полученные путём химических реакций полимеризации или поликонденсации. В качестве изоляционных материалов чаще используют полимеризационные смолы: полиэтилен, 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 важнейших составляющих лаков, компаундов, пластических масс, плёнок, искусственных волокнистых материалов и т.п.

Битумы – это группа аморфных материалов, представляющих собой сложные смеси углеводородов. 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, $\varepsilon=2,5-3$, $\text{tg}\delta\sim 0,01$, $E_{\text{пр}}=10-25$ кВ/мм, $\rho=10^{15}-10^{16}$ 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 известное воскообразное вещество – *парафин* ($\varepsilon=1,9-2,2$, $\text{tg}\delta=0,0003-0,0007$, $\rho>10^{16}$ Ом·см, $E_{\text{пр}}\sim 20-25$ кВ/мм). Кроме парафина также широко применяется *церезин*. Из неполярных воскообразных веществ с повышенной ε следует называть *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 тому подобных веществ, составляющих *основу лака* (плёнкообразователь). 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*, *покровные* 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.13.1а).



Рис.13.1. Классификация диэлектрических материалов. (ПОСЖ – полиоргсилоксановые жидкости; ФОСЖ – фторорганические жидкости; ХФОСЖ - хлорфторорганические жидкости).



Рис.13.1.а. Классификация твёрдых диэлектрических материалов.

Контрольные вопросы к разделу «Диэлектрические материалы»

1. Какими электрофизическими характеристиками описывается поведение диэлектриков в электрическом поле?
2. Какие вещества относятся к полярным, а какие к неполярным диэлектрикам?
3. Что называется собственным, а что индуцированным электрическим моментом?
4. Описать процесс электронной поляризации в диэлектриках.
5. Описать процесс ионной поляризации в диэлектриках.
6. Описать процесс дипольно-релаксационной поляризации в диэлектриках.
7. Описать процесс ионно-релаксационной поляризации в диэлектриках.
8. Описать процесс миграционной поляризации в диэлектриках.
9. Описать процесс спонтанной поляризации в диэлектриках.
10. Как определить диэлектрическую проницаемость диэлектрика, представляющего собой физическую смесь различных ингредиентов?
11. Перечислите быстрые и медленные виды поляризации. Чем они отличаются?
12. В каких диэлектриках наблюдаются быстрые, а в каких – релаксационные виды поляризации?
13. Назвать основные типы носителей заряда и механизм электропроводности в газообразных, жидких и твёрдых диэлектриках.
14. Почему при измерении величины тока, протекающего через диэлектрик, необходимо проводить измерения через некоторое время после подачи напряжения?
15. Дайте определение удельному объёмному и удельному поверхностному сопротивлению. В каких единицах измеряются эти величины?
16. Описать вольт-амперную характеристику газов.
17. Описать характер изменения тока в диэлектрике при подаче на него неизменяющегося во времени напряжения.
18. Описать характер изменения электропроводности диэлектрика при изменении температуры.
19. Описать характер изменения электропроводности увлажнённых диэлектриков при изменении температуры.
20. Описать виды диэлектрических потерь.
21. Описать характер изменения $tg\delta$ неполярного диэлектрика при изменении температуры.
22. Описать характер изменения $tg\delta$ неполярного диэлектрика при изменении частоты приложенного электрического поля.
23. Описать характер изменения $tg\delta$ полярного диэлектрика при изменении температуры.

24. Описать характер изменения $tg\delta$ полярного диэлектрика при изменении частоты приложенного электрического поля.
25. Описать характер изменения $tg\delta$ пористого диэлектрика при изменении напряженности электрического поля.
26. Какие существуют виды пробоя диэлектриков?
27. Описать лавинный пробой в газах.
28. Описать лавинно-стримерный пробой в газах.
29. Описать механизм пробоя увлажненных жидких диэлектриков.
30. Описать механизм пробоя жидких диэлектриков, загрязненных твердыми примесями.
31. Как влияет полярность в системе электродов «игла-плоскость» на величину пробивного напряжения газоразрядного промежутка?
32. Описать закон Пашена.
33. Описать электрический пробой твердых диэлектриков.
34. Описать электротепловой пробой диэлектриков.
35. Описать ионизационный пробой диэлектриков.
36. Какими основными характеристиками описываются механические свойства диэлектриков?
37. Описать методы определения вязкости жидких диэлектриков.
38. Описать методы определения смачивающих свойств жидкими диэлектриками поверхности твердого тела.
39. Описать классы нагревостойкости систем изоляции.
40. Описать температурный индекс диэлектриков.
41. Описать методы определения твердости диэлектриков.
42. Дайте классификацию диэлектрических материалов.

Литература

1. Богородицкий Н.П., Волокобинский Ю.М., Воробьев А.А., Тареев Б.М. Теория диэлектриков. М.: Энергия, 1965.
2. Богородицкий Н.П., Пасынков В.В. Материалы радиоэлектронной техники. М.: Высшая школа, 1969.
3. Богородицкий Н.П., Пасынков В.В., Тареев Б.М. Электротехнические материалы. Изд. 6-е, Энергия, 1977.
4. Буккель В. Сверхпроводимость. Пер. с нем., Мир, 1975.
5. Бушманов Б.Н., Хромов Ю.А. Физика твердого тела. Высшая школа, 1971.
6. Воробьев Г.А. Физика диэлектриков (область сильных полей). Изд. 2-е, изд. Томского университета, 1977.
7. Горелик С.С., Дашевский М.Я. Материаловедение полупроводников и металловедение. Металлургия, 1973.
8. Ейльман Л.С. Проводниковые материалы в электротехнике. Энергия, 1974.
9. Казарновский Д.М., Тареев Б.М. Испытание электроизоляционных материалов. Изд. 2-е, Энергия, 1969.
10. Киреев П.С. Физика полупроводников. Изд. 2-е, Высшая школа, 1975.
11. Койков С.Н. Физика диэлектриков. Ч.1., изд. Ленинградского политехн. ин-та, 1974.
12. Колосов С.Н. Структурная электрофизика полимерных диэлектриков. Ташкент, Узбекистан, 1975.
13. Корзо В.Ф., Курочкин В.А., Демин В.П. Пленки из элементоорганических соединений в радиоэлектронике. Энергия, 1973.
14. Корицкий Ю. В. Электротехнические материалы. Изд. 3-е, Энергия, 1976.
15. Костюков Н.С., Харитонов Ф.Я., Антонова Н.П. Радиационная и коррозионная стойкость электрокерамики. Атомиздат, 1973.
16. Кристи Р., Питти А. Строение вещества: введение в современную физику. Пер. с англ. Под ред. Ю.М. Широкова. Наука, 1969.
17. Кузьминов Ю.С. Ниобат и танталат лития — материалы для нелинейной оптики. Под ред. В.В. Осико. Наука, 1975.
18. Курлин М.В., Панова Я.И., Пасынков В.В., Таиров В. Н. Электро-радиоматериалы. Под ред. В.В. Пасынкова. Судостроение, 1969.
19. Майофис И.М. Химия диэлектриков. Высшая школа, 1970.
20. Мартюшов К.И., Зайцев Ю.В. Технология производства резисторов. Высшая школа, 1972.
21. Маслов В.В. Влагостойкость электрической изоляции. Энергия, 1973.

22. Месс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. Пер. с англ. Мир, 1976.
23. Неменов Л.Л., Соминский М.С. Основы физики и техники полупроводников. Наука, 1974.
24. Новиков В.В. Теоретические основы микроэлектроники. Высшая школа, 1972..
25. Окадзаки К. Технология керамических материалов. Пер. с японского. Под ред. В.М. Петрова. Энергия, 1976.
26. Ормонт Б.Ф. Введение в физическую химию и кристаллохимию полупроводников. Изд. 2-е, Высшая школа, 1973.
27. Пасынков В.В., Чиркин Л.К., Шинков А.Д. Полупроводниковые приборы. Изд. 2-е, Высшая школа, 1973.
28. Петров В.М. Диэлектрические измерения сегнетоэлектриков. МИСИС, 1972.
29. Пешков И. Б. Эмалированные провода. Изд. 2-е, Энергия, 1975.
30. Преображенский А. А. Магнитные материалы и элементы. Изд. 2-е, Высшая школа. 1976,
31. Привезенцев В.А., Гроднев И.И., Холодный С.Д., Рязанов И.Н. Основы кабельной техники. Под ред. В.А. Привезенцева. Энергия, 1975.
32. Ренне В.Т. Электрические конденсаторы. Изд. 3-е, Энергия, 1969.
33. Родо М. Полупроводниковые материалы. Металлургия, 1971.
34. Савицкий Е.М., Ефимов Ю.В. и др. Сверхпроводящие материалы. Металлургия, 1976 и др.
35. Сажин Б.И. и др. Электрические свойства полимеров. Химия, 1977.
36. Слэтер Дж. Диэлектрики, полупроводники, металлы. Пер. с англ. под ред. В.Л. Бонч—Бруевича. Мир, 1969.
37. Смоленский Г.А., Боков В.А. и др. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. Наука, 1971.
38. Строителей С.А. Кристаллохимический аспект технологии полупроводников. Под ред. А.В. Ржанова. Новосибирск, Наука, 1976.
39. Тарасов Л.В. Физические основы квантовой электроники (оптический диапазон). Советское радио, 1976.
40. Тареев Б.М. Физика диэлектрических материалов. Энергия, 1973.
41. Тареев Б.М., Филимонов Ю.П. Свойства электротехнических материалов при криогенных температурах. МИРЭА, 1972.
42. Тареев Б.М., Яманова Л.В., Волков Б.А., Ивлиев Н.Н. Герметизация полимерными материалами в радиоэлектронике. Энергия, 1974.
43. Угай Я.А. Введение в химию полупроводников. Изд. 2-е, Высшая школа, 1975.
44. Ушаков В. Я. Импульсный электрический пробой жидкостей. Изд. Томского университета, 1975.

45. Уэрт Ч., Томсон Р. Физика твердого тела. Пер. с англ., под ред. С.В. Тябликова. Мир, 1969.
46. Федотов Я.А. Основы физики полупроводниковых приборов. Изд. 2-е, Советское радио, 1969.
47. Фистуль Б.И. Введение в физику полупроводников. Высшая школа, 1975.
48. Шалимова К. В. Физика полупроводников. Изд. 2-е, Энергия, 1976.
49. Шаскольская М.П. Кристаллография. Высшая школа, 1976.
50. Справочник по электротехническим материалам.. Под ред. Ю.В. Корицкого, т.1, 1984-367 с., т.2, 1987-464 с., т.3, 1988-728 с.
51. Тареев Б.М. Электрорадиоматериалы.- М.: Высшая школа, 1978.- 336 с.

Оглавление

Предисловие.....	3
Общие положения	4
Часть 1. Магнитные материалы	10
Глава 1. Классификация веществ по магнитным свойствам	10
1.1. Общие понятия	10
1.2. Ферро-и ферромагнетизм	11
Глава 2. Основные свойства и характеристики магнитных материалов	20
2.1. Процесс намагничивания и магнитная проницаемость	20
2.2. Намагничивание ферро-и ферромагнетиков переменным магнитным полем	23
2.3. Магнитомягкие материалы	24
2.4. Магнитотвердые материалы	28
2.5. Магнитные материалы специального назначения.....	29
Контрольные вопросы к разделу "Магнитные материалы"	31
Часть 2. Проводниковые материалы	33
Глава 3. Общие представления	33
Глава 4. Основные свойства и характеристики проводниковых материалов	34
4.1. Удельное сопротивление или удельная проводимость проводников.....	34
4.2. Теплопроводность металлов	39
4.3. Термоэлектродвижущая сила	40
4.4. Температурный коэффициент линейного расширения проводников.....	40
4.5. Механические свойства проводников	41
4.6. Криопроводимость и сверхпроводимость	41
4.7. Поверхностный эффект	43
Глава 5. Классификация проводниковых материалов.....	44
5.1. Металлы и сплавы высокой проводимостью	44
5.2. Металлы и сплавы с высоким удельным сопротивлением..	47
5.3. Металлы и сплавы различного назначения	49
Контрольные вопросы к разделу "Проводниковые материалы"	52
Часть 3. Полупроводниковые материалы	53
Глава 6. Физические процессы в полупроводниках	53
Глава 7. Термоэлектрические явления в полупроводниках. Эффект холла.....	65
Глава 8. Оптические и фотоэлектрические явления в полупроводниках	71

Глава 9. Контакт электронного и дырочного полупроводника. Свойства электронно-дырочного перехода.....	79
Глава 10. Полупроводниковые материалы и технология их получения.....	81
Контрольные вопросы к разделу "Полупроводниковые материалы	95
Часть 4. Диэлектрические материалы.....	97
Глава 11. Физические процессы в диэлектриках.....	98
11.1. Электропроводность диэлектриков.....	98
11.2. Поляризация диэлектриков.....	106
11.3. Диэлектрические потери	132
11.4. Пробой диэлектриков	152
Глава 12. Механические, тепловые и химические свойства диэлектриков	169
Глава 13. Классификации диэлектрических материалов.....	185
Контрольные вопросы к разделу "Диэлектрические материалы"	192
Литература	194

Анатолий Николаевич Дудкин
Владимир Сергеевич Ким

Электротехническое материаловедение

Учебное пособие

Научный редактор канд.тех.наук Петров А.В.

Отпечатано с оригинал-макета, предоставленного автором.

Подписано к печати 29.11.2004

Формат 60×84/16. Бумага офсетная.

Печать RISO. Усл.печ.л. 11,5 Усл.изд.л. 10,42.

Тираж 250 экз. Заказ№ Цена свободная.

Издательство ТПУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 30.