

621.315

Э45

*А.Л. Кислов  
В.Л. Кислова  
А.С. Жумагилова  
Л.И. Кривко*

# ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

Конспект лекции по дисциплине “Электрическое  
материаловедение” для студентов специальности  
050718 “Электроэнергетика”



Павлодар 2007

621.315

→ 45

Министерство образования и науки Республики Казахстан

Павлодарский государственный университет  
им. С. Торайгырова

Энергетический факультет

Кафедра радиотехники и телекоммуникации

## **ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ**

Конспект лекции по дисциплине «Электротехническое  
материаловедение» для студентов специальности  
050718 «Электроэнергетика»

УДК 621.315.6 (07)

ББК 31.234Я7

Э 45

**Рекомендовано к изданию решением кафедры радиотехники  
и телекоммуникации Павлодарского  
государственного университета им. С. Торайгырова**

**Рецензент:**

кандидат технических наук, доцент Мендыбаев С.А.

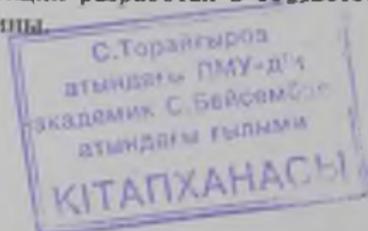
**Составители:** А.П. Кислов, В.П. Кислова, А.С. Жумадилова,

Л.И. Кривко.

Э45 Конспект лекции по дисциплине «Электротехническое материаловедение» для студентов специальности «Электроэнергетика»/ сост. А.П. Кислов, В.П. Кислова, А.С. Жумадилова, Л.И. Кривко. – Павлодар, 2007. – 90 с.

В конспекте лекции по курсу ЭТМ рассмотрены теоретические материалы, на основе которых изучаются и испытываются материалы, применяемые в электротехнике; основные характеристики по которым оценивается пригодность материалов для их использования в электротехнике.

Конспект лекции разработан в соответствии с типовой программой дисциплины.



ББК 31.234Я7

© Кислов А.П., Кислова В.П., Жумадилова А.С., Кривко Л.И., 2007

© Павлодарский государственный университет  
им. С. Торайгырова, 2007

## Введение

### Назначение и задачи курса

В современных электротехнических установках и электрических сетях применяются специальные электротехнические материалы: проводниковые, магнитные, и изоляционные. Широкое применение в электротехнике нашли также полупроводниковые материалы.

Развитие электротехники выдвинуло на одно из первых мест проблему быстреего совершенствования электротехнических материалов высокого качества, полностью отвечающих новейшим техническим требованиям. Эти материалы появляются в результате глубокого изучения физических, механических и химических характеристик таких веществ, которые могли бы быть использованы в качестве электротехнических материалов. Изучение и дальнейшая разработка нужных материалов входит в тематику научно-исследовательских институтов и лабораторий университетов и вузов.

Однако обеспечение высокого качества материалов и умение рационального их использования в современной электротехнике потребовало включение в программу подготовки инженеров-электриков специального курса "Электротехнические материалы".

В этом курсе рассматриваются:

-теоретические положения, на основе которых изучаются и испытываются материалы, применяемые в электротехнике.

-классификация электротехнических материалов по их назначению, составу и свойствам.

-основные характеристики, по которым оценивается пригодность материалов для их использования в электротехнике.

-основные особенности технологии электротехнических материалов.

-технико-экономические обоснования применения электротехнических материалов.

Студенты электроэнергетических и электротехнических специальностей должны изучить и знать материалы приведённых разделов курса в объёме утверждённых рабочих программ.

### Общие сведения о строении вещества

Основными элементарными частицами, из которых строятся вещества, являются протоны, нейтроны и электроны. Из протонов и нейтронов состоит атомное ядро, электроны заполняют оболочку атома, компенсируя положительный заряд ядра. Строение ядра атома, периодичность заполнения оболочек электронами находят с помощью таблицы Д.И.Менделеева.

Газы, жидкие и твёрдые тела состоят из атомов, молекул или ионов. Размеры атомов около 0,1 нанометра ( $1\text{нм}=1\cdot 10^{-9}\text{м}$ ). Размеры отрицательных ионов, присоединивших дополнительные электроны, больше, чем размеры соответствующих атомов, а размеры положительных ионов, получившихся из атомов, лишившихся части электронов, меньше чем размеры атомов. Ионами могут быть и группы атомов, потерявших или присоединивших электроны.

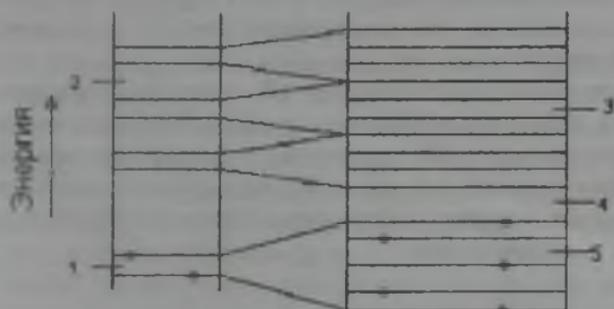
Молекулы газов содержат различное число атомов. Так например, гелий, аргон - одноатомные газы; водород, азот и др. состоят из двухатомных молекул и т.д.

Молекулы, в которых центры одинаковы по величине положительных и отрицательных зарядов совпадают, являются неполярными. Если центры не совпадают, находятся на некотором расстоянии друг от друга, то такие молекулы называются полярными или дипольными. Полярная молекула характеризуется дипольным моментом, который определяется произведением заряда и расстояния между центрами положительного и отрицательного зарядов.

Все вещества в зависимости от их электрических свойств относят к диэлектрикам, проводникам или полупроводникам. Различие между ними наглядно можно показать с помощью энергетических диаграмм зонной теории твёрдого тела.

Исследование спектров излучения различных веществ в газообразном состоянии, когда атомы расположены относительно друг от друга на больших расстояниях, показывает, что для атомов каждого вещества характерны вполне определённые спектральные линии. Это говорит о наличии определённых энергетических состояний (уровней) для различных атомов. Часть этих уровней (рисунок 1) заполнена электронами в нормальном, невозбуждённом состоянии атома, на других уровнях электроны могут находиться только после того, как атом испытывает внешнее энергетическое возбуждение; при этом он возбуждается.

Стремясь прийти к устойчивому состоянию, атом излучает избыток энергии в момент возвращения электронов на уровни, при которых энергия атома минимальна. При переходе газообразного вещества в жидкое, а затем при образовании кристаллической решётки твёрдого тела все имеющиеся у данного типа атомов электронные уровни (как заполненные электронами, так и не заполненные) несколько смешаются вследствие действия соседних атомов друг на друга.

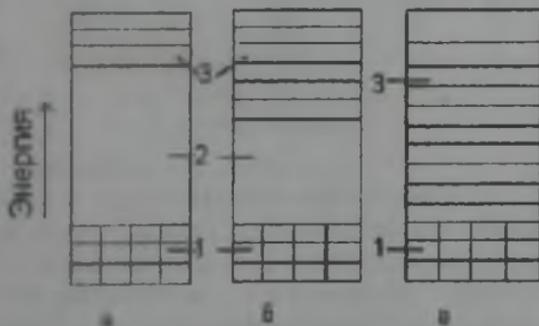


1- нормальный энергетический уровень атома; 2- уровни возбужденного состояния атома; 3- свободная зона; 4- запрещённая зона; 5- заполненная электронами зона.

Рисунок 1 – Схема расположения энергетических уровней единичного атома (слева) и неметаллического твёрдого тела (справа)

Таким образом, из отдельных энергетических уровней уединенных атомов в твёрдом теле образуется целая полоса- зона энергетических уровней.

Энергетические диаграммы диэлектриков, полупроводников и проводников различны (рисунок 2).



1- заполненная электронная зона; 2- запрещённая зона; 3- зона свободных энергетических уровней.

Рисунок 2 - Энергетические диаграммы диэлектриков (а), полупроводников (б) при нуле гр. Кельвина в соответствии с зонной структурой твёрдого тела

Диэлектриками являются материалы (а), у которых запрещённая зона (2) настолько велика, что электронной электропроводности в обычных случаях не наблюдается.

Полупроводниками будут вещества (б), у которых заполненная электронами зона вплотную прилегает к зоне свободных энергетических уровней. Вследствие этого электроны в металле свободны, т.е. могут переходить с уровней заполненной зоны на незанятые уровни свободной зоны под влиянием слабой напряжённости приложенного к проводнику электрического поля.

# 1 Диэлектрики

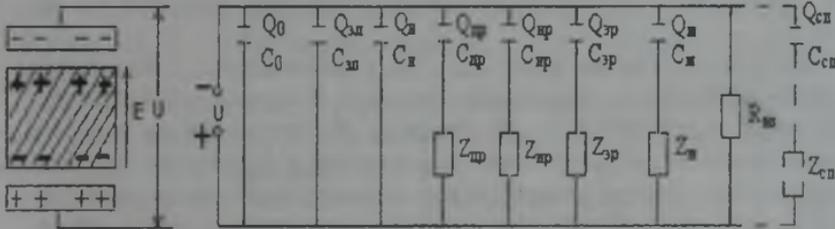
## 1.1 Поляризация диэлектрика и диэлектрическая проницаемость

Под влиянием электрического поля связанные электрические заряды диэлектрика смещаются в направлении действующих на них сил и тем больше, чем выше напряжённость поля. При снятии электрического поля заряды возвращаются в прежнее состояние. Этот процесс называется поляризацией.

Любой диэлектрик с нанесённым на него электродами и включённый в цепь, может рассматриваться как конденсатор определённой ёмкости. Заряд конденсатора определяется по формуле

$$Q = C \cdot U \quad (1.1)$$

где  $C$  - ёмкость конденсатора;  
 $U$  - приложенное напряжение.



$U$  - источник напряжения;  
 $C_0$  и  $Q_0$  - ёмкость и заряд в вакууме соответственно;  
 $C$  и  $Q$  - соответственно ёмкости и заряды от электронно-ионной, дипольно-релаксационной, ионно-релаксационной, электронно-релаксационной, миграционной и спонтанной поляризации;  
 $Z$  - сопротивления, эквивалентные потерям энергии при этих механизмах поляризации;  
 $R_{ш}$  - сопротивление изоляции сквозному току через диэлектрик.

Рисунок 1.1 – Диэлектрик сложного состава с различными механизмами поляризации в электрическом поле (а) и его электронная схема (б)

Заряд  $Q$  при заданном значении приложенного напряжения складывается из заряда  $Q_0$ , который присутствовал бы на электродах, если бы их разделял вакуум, и заряд  $Q_g$ , который обусловлен поляризацией диэлектрика, фактический разделяющего электроды

$$Q = Q_0 + Q_g \quad (1.2)$$

Преобразовывая это уравнение, можно получить

$$E_z = \frac{Q}{Q_0} = 1 + \frac{Q_g}{Q_0} \quad (1.3)$$

где  $E_z$  — относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика, одна из важнейших его характеристик.

Относительная диэлектрическая проницаемость любого вещества не зависит от выбора системы единиц и всегда больше единицы.

Различают мгновенную и не мгновенную (релаксационную) поляризации (рисунок 1.1,б). К мгновенной поляризации, при которой не происходит выделения тепла в диэлектрике, относится ионная и электронная.

Электронная поляризация ( $C_{эл}$ ,  $Q_{эл}$ ) наблюдается у всех видов диэлектриков, особенно характерна для газов. Она представляет упругое смещение и деформацию электронных оболочек атомов и ионов. При повышении температуры она усиливается в результате ослабления упругих сил, действующими между ионами, из-за увеличения расстояния между ними обусловленного тепловым расширением. Время установления этой поляризации составляет  $10^{-15}$  с.

Релаксационная поляризация (замедленная поляризация) сопровождается рассеиванием энергии в диэлектрике.

Дипольно-релаксационная ( $C_{д,р}$ ,  $Q_{д,р}$ ,  $Z_{д,р}$ ) отличается от электронной и ионной тем, что она связана с тепловым движением частиц. Дипольные молекулы, находящиеся в хаотическом тепловом движении, частично ориентируются под действием поля, что и является причиной поляризации. Однако при большой температуре ориентация под действием поля ослабевает из-за увеличенной энергии теплового движения. Поворот диполей в направлении поля в вязкой среде, которая обусловлена температурой, требует преодоление некоторого сопротивления, поэтому эта поляризация связана с потерей энергии. На рисунке 1.1.б это отражено последовательно включенным с ёмкостью активным сопротивлением  $z, q, p$ .

Примером вещества с этой поляризацией является целлюлоза, полярность которой объясняется наличием гидроксильной группы OH.

Ионно-релаксационная поляризация ( $C_{и,р}$ ;  $Q_{и,р}$ ;  $Z_{и,р}$ ) наблюдается в неорганических стёклах. Слабо связанные ионы под воздействием внешнего электрического поля (среди хаотического теплового движения ионов) смещаются в направлении поля. После снятия электрического поля ионно-релаксационная поляризация постепенно ослабевает.

Электронно-релаксационная поляризация ( $C_{э,р}$ ;  $Q_{э,р}$ ;  $Z_{э,р}$ ) отличается от электронной и ионной и возникает вследствие тепловой энергией избыточных электронов. Эта поляризация характерна для диоксид титана, загрязнённого примесями бария  $Ba^{+2}$ , кальция  $Ca^{+2}$  и ниобия  $Nb^{+5}$ .

Миграционная поляризация ( $C_m, Q_m, Z_m$ ) понимается как дополнительный механизм поляризации, появляющейся в твёрдых телах неоднородной структуры при макроскопических неоднородностях и наличии примесей. Эта поляризация проявляется при низких частотах и связана со значительным рассеянием электрической энергии. Причиной такой поляризации являются проводящие и полупроводящие включения в диэлектриках, наличие слоев с различной проводимостью.

Все ёмкости эквивалентной схемы рисунок 1.1,б шунтированы сопротивлением  $R_{и}$ , представляющим собой сопротивление изоляции сквозному току через диэлектрик.

Самопроизвольная или спонтанная поляризация ( $C_{сп}, Q_{сп}, Z_{сп}$ ) проявляются у сегнетоэлектриков.

В веществах с самопроизвольной поляризацией имеются отдельные области (домены), обладающие электрическим моментом в отсутствии внешнего электрического поля. Однако ориентация их при этом различна. Наложение внешнего поля способствует ориентации электрических моментов доменов в направлении поля, даёт эффект очень сильной поляризации.

## 1.2 Процессы в многослойном диэлектрике

В промышленной изоляции применяются комбинации диэлектриков, сочетание которых позволяет получить наиболее благоприятные свойства изоляционной конструкции. В частности, большое распространение получила слоистая изоляция, в состав которой входят волокнистые материалы типа бумаги (кабеля, конденсаторы, вращающиеся машины, трансформаторы и др.). Ухудшение качества

слоистой изоляции в большинстве случаев происходит путём более или менее однородного изменения свойств одного или нескольких слоёв, тогда, как характеристики остальных слоёв остаются практически неизменными. Это приводит к неоднородности диэлектрика и своеобразному характеру изменения его ёмкости и диэлектрических потерь.

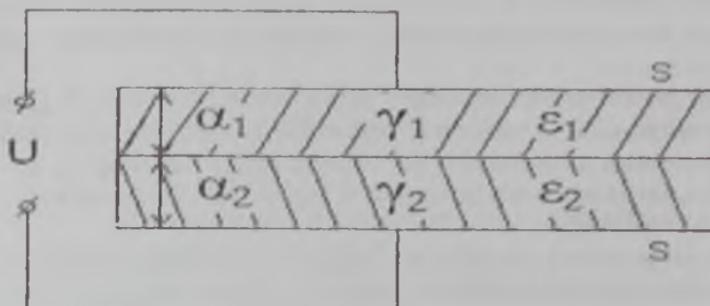


Рисунок 1.2 – Двухслойный диэлектрик

Рассмотрим модель неоднородного диэлектрика, состоящую из двух слоёв (рисунок 1.2), обладающих различными диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  и удельными проводимостями  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ . Если площадь диэлектрика равна  $S$ , а толщина слоя соответственно  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , то ёмкость и проводимость слоёв обмотки равны

$$C_1 = \epsilon_1 s / \alpha_1, \quad C_2 = \epsilon_2 s / \alpha_2 \quad (1.4)$$

$$G_1 = \gamma_1 s / \alpha_1, \quad G_2 = \gamma_2 s / \alpha_2 \quad (1.5)$$

Допустим, что в результате ухудшения состояния изоляции, например увлажнения, проводимость первого слоя резко увеличилась, в то время как второй слой остался в нормальном состоянии и его проводимость пренебрежимо мала. В этом случае  $G_2 < G_1$  и схема замещения двухслойного диэлектрика может быть представлена с помощью рисунка 1.3.

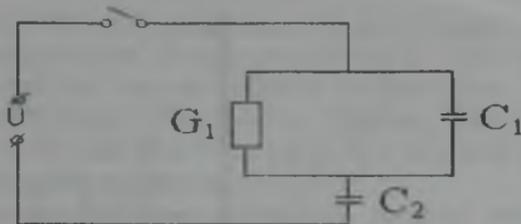


Рисунок 1.3 – Упрощённая схема замещения двухслойного диэлектрика с резко не однородными проводимостями слоёв

В момент включения такого диэлектрика на постоянное напряжение с амплитудой  $U$  распределение напряжения между слоями будет определяться только ёмкостями, поэтому при  $t=0$

$$U_{10} = C_2 U / (C_1 + C_2); \quad U_{20} = C_1 U / (C_1 + C_2) \quad (1.6)$$

Причём на обкладках обоих конденсаторов будут находиться одинаковые заряды

$$Q = Q_{10} = Q_{20} = C_1 U_{10} = C_2 U_{20} = C_1 C_2 U / (C_1 + C_2) \quad (1.7)$$

Если источник, к которому подключается диэлектрик, бесконечно мощный, то заряд  $Q$  будет сообщен диэлектрику в очень короткий промежуток времени, т.е. будет иметь место весьма кратковременный всплеск тока теоретически большой амплитуды. Вслед за этим начинается переходный процесс, так как конденсатор  $C_1$ , зашунтированный проводимостью  $G_1$ , не может удержать первоначального заряда  $Q_{10}$ . В итоге этого переходного процесса  $C_1$  полностью разрядится и всё напряжение оказывается приложенным к ёмкости  $C_2$ .

Нетрудно показать, что во время переходного процесса

$$U_1 = U C_2 e^{-t/\tau} / (C_1 + C_2); \quad U_2 = U \{1 - C_2 e^{-t/\tau} / (C_1 + C_2)\} \quad (1.8)$$

где  $\tau = (C_1 + C_2) / G_1$

Диэлектрик, являющийся изоляцией, в электрическую сеть включается так, что одна сторона (одна обкладка конденсатора) соединена с землёй (рисунок 1.4)

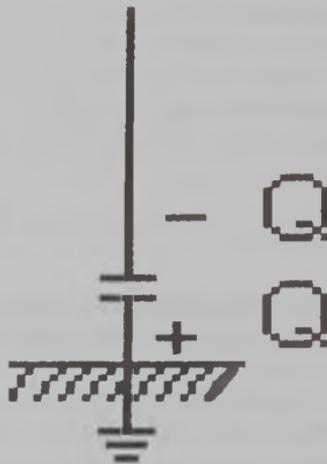


Рисунок 1.4 – Заряды на конденсаторе, соединены с землёй

Следует правильно представлять себе, как происходит заряд конденсатора в этом случае. С начала обе обкладки не имеют зарядов и потенциалы у них равны нулю.

Пусть теперь обкладка, изолированная от земли (верхняя обкладка) получает некоторый постоянный отрицательный заряд, т.е. избыток электронов  $-Q$ . Он будет отталкивать с нижней обкладки равный по значению одноимённый заряд, т.е. электроны с этой обкладки уйдут и на ней останется положительный заряд  $+Q$ . Несмотря на наличие этого заряда, потенциал нижней обкладки останется равным нулю, так как она соединена с землёй. Если бы между этой обкладкой и землёй была постоянная разность потенциалов, то она вызвала бы постоянный ток в соединительном проводе. Но это противоречит действительности. Кратковременный ток проходит только в процессе заряда, а когда конденсатор заряжен, то никакого тока уже нет.

Рассмотренный случай хорошо подчёркивает разницу между зарядом и потенциалом. Мы видим, что тело может быть заряжено, имея нулевой потенциал.

Если верхняя обкладка конденсатора, включенного по рисунку 1.4, заряжается положительно, то нижняя обкладка зарядится отрицательно; из соединительного провода на нее придут электроны, притягиваемые положительным зарядом верхней обкладки. Так как нижняя обкладка зарядилась отрицательно, то условно можно сказать, что из неё “ушёл в землю положительный заряд”.

атериалов

### 1.3 Диэлектрическая проницаемость различных материалов

1.3.1 Диэлектрическая проницаемость газов. Газообразные вещества характеризуются весьма малыми плотностями вследствие больших расстояний между молекулами. Поэтому диэлектрическая проницаемость незначительна и близка к 1. Для газа основное значение имеет электронная поляризация.

1.3.2 Диэлектрическая проницаемость жидких диэлектриков. Жидкие диэлектрики могут быть из неполярных молекул или из полярных (дипольных).

Значение диэлектрической проницаемости неполярных жидкостей (бензол, трансформаторное масло, толуол) невелики и близки к значению квадрата показателя преломления света  $\epsilon_r \approx n^2$ .

Зависимость диэлектрической проницаемости неполярной жидкости от температуры (рисунок 1.5) связана с уменьшением числа молекул в единице объема. Чем выше температура, тем меньше  $\epsilon_r$ . При температуре кипения  $\epsilon_r \approx 1$ , как у газа.

По абсолютному значению температурный коэффициент диэлектрической проницаемости

$$TK\epsilon_r = \alpha\epsilon_r = \frac{1}{\epsilon_r} \frac{d\epsilon_r}{dT} \quad (1.9)$$

приближается к коэффициенту объёмного расширения жидкости  $\beta$ .

Частота электрического поля не влияет на коэффициент диэлектрической проницаемости неполярной жидкости.

Температурная зависимость диэлектрической проницаемости полярной жидкости (например, соевол) более сложная, чем неполярной (рисунок 1.6). Изменение кривых объясняется дипольно-релаксационной поляризацией.

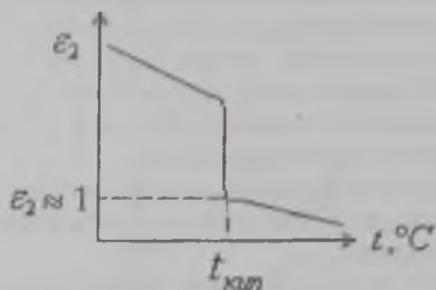


Рисунок 1.5 – Зависимость диэлектрической проницаемости неполярной жидкости от температурно-трансформаторного масла

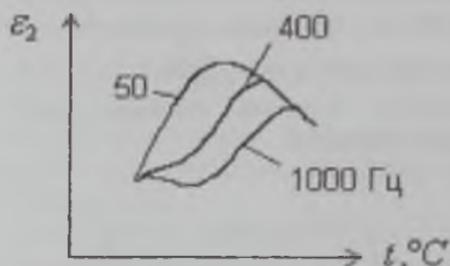


Рисунок 1.6 – Зависимость диэлектрической проницаемости от температуры для полярной жидкости-совола

Значительное влияние  $\epsilon_r$  дипольной жидкости оказывает частота (рисунок 1.7). Пока частота мала диполи успевают следовать за полем  $\epsilon_r$  велика и равна  $\epsilon_{r,\infty}$ , определенной при постоянном напряжении. Когда частота становится большой, молекулы не успевают следовать за изменением поля диэлектрическая проницаемость уменьшается, приближаясь к  $\epsilon_{r,\infty}$ , обусловленной электронной поляризацией  $\epsilon_{r,\infty} = n^2$ .

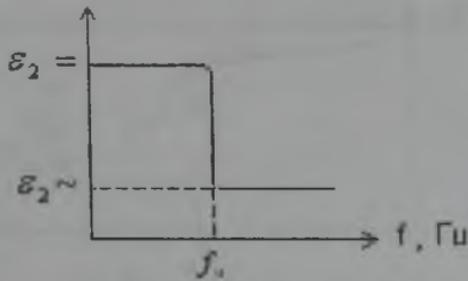


Рисунок 1.7 – Зависимость диэлектрической проницаемости от частоты для полярной жидкости-совола

Частота, при которой начинает снижение  $\epsilon_2$ , определяется по формуле

$$f_0 = \frac{kT}{8\pi\eta r^3} \quad (1.11)$$

где  $\eta$  – динамическая вязкость;  $r$  – радиус молекулы;  $k$  – коэффициент;  $T$  – температура.

Время релаксации молекул  $\tau_0$  связано с частотой  $f_0$  следующим соотношением

$$\tau_0 = \frac{1}{2\pi f_0} \quad (1.12)$$

Диэлектрическая проницаемость полярных жидкостей изменяется в пределах 3,5-5 и заметно выше неполярных жидкостей (1.4 - 1.5).

Диэлектрическая проницаемость твердых диэлектриков зависит от структурных особенностей твердого диэлектрика. В твердых телах возможны все виды поляризации.

Для твердых неполярных диэлектриков (парафин) характерны те же закономерности, что и для неполярных жидкостей и газов. Это подтверждается зависимостью  $\epsilon_r = f(t)$  для парафина (рисунок 1.8).

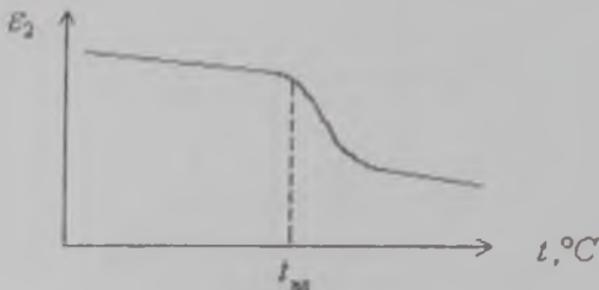


Рисунок 1.8 – Зависимость диэлектрической проницаемости от температуры для неполного диэлектрика-парафина

При переходе парафина из твердого состояния в жидкое ( $t_{\text{пл}}=54^\circ\text{C}$ ) происходит резкое уменьшение диэлектрической проницаемости вследствие понижения плотности вещества.

Твёрдые диэлектрики, представляющие собой ионные кристаллы с неплотной упаковкой частиц (например, KCl) обладающие электронной и ионной поляризациями и имеют  $\epsilon_2$ , изменяющуюся в широких пределах (рисунок 1.9.)

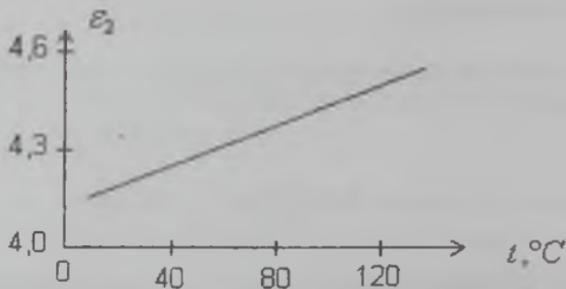


Рисунок 1.9 – Зависимость диэлектрической проницаемости от температуры для ионного кристалла KCl

Твердые диэлектрики, представляющие собой ионные кристаллы с неплотной упаковкой частиц (электротехнический фактор), в которых наблюдаются помимо электронной и ионной поляризации также и ионно-релаксационная поляризация, характеризуются невысоким значением диэлектрической проницаемости и большим положитель-

ным температурным коэффициентом диэлектрической проницаемости (рисунок 1.10).

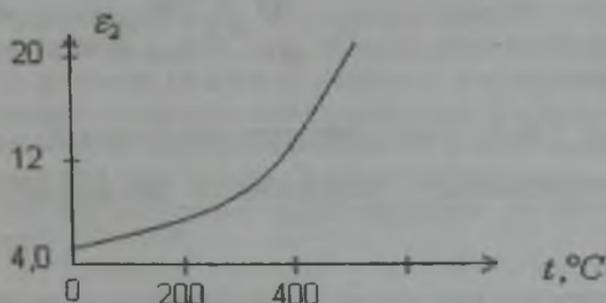


Рисунок 1.10 – Температурная зависимость диэлектрической проницаемости электротехнического фарфора

## 2 Электропроводность диэлектриков

### 2.1 Физическая сущность электропроводности диэлектриков

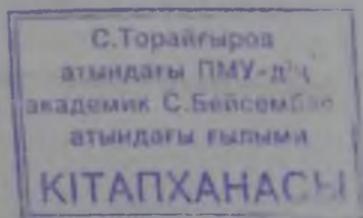
Электропроводность любого материала характеризует способность этого материала проводить электрический ток в замкнутой цепи с ЭДС. Наличие в диэлектрике небольшого количества свободных электронов приводит к возникновению слабых по величине сквозных токов  $I_{ск}$ . Токи смещения различных видов замедленной поляризации называются абсорбционными токами  $I_{аб}$ .

Ток утечки  $I_{ут}$  в техническом диэлектрике представляет собой сумму токов

$$I_{ут} = I_{ск} + I_{аб} \quad (2.1)$$

Для плотностей токов можно записать

$$J_{ут} = J_{ск} + J_{аб} \quad (2.2)$$



Плотность тока смещения определяется скоростью изменения вектора смещения

$$J_{см} = \frac{\partial D}{\partial \tau} = \epsilon_r \frac{\partial E}{\partial \tau} = J_{об} \quad (2.3)$$

где  $D = \epsilon_r E$  – вектор смещения диэлектрика,  $\epsilon_r$  – диэлектрическая проницаемость,  $E$  – напряженность электрического поля,  $\tau$  – время.

Зависимость тока утечки через диэлектрик от времени приведена на рисунке 2.1. Видно, что после завершения процессов поляризации через диэлектрик протекает только сквозной ток  $I_{ск}$ . Ток абсорбции протекает для изоляции из бумажной и резиновой изоляции в течение  $\sim 1$  мин.

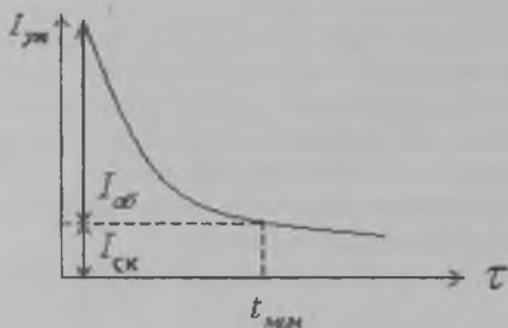


Рисунок 2.1 – Зависимость тока утечки через диэлектрик от времени

Сопротивление диэлектрика  $R_{ин}$  определяется по формуле

$$R_{ин} = \frac{U}{I_{ум} - I_{об}} = \frac{U}{I_{ск}} \quad (2.4)$$

где  $U$  – приложенное к диэлектрику напряжение.

При длительной работе под напряжением ток через твердые и жидкие диэлектрики с течением времени может уменьшаться или увеличиваться. Уменьшение тока со временем говорит о том, что электропроводность материала была обусловлена ионами посторонних примесей и уменьшалась за счет электрической очистки образца. Увеличение тока со временем говорит об участии в нем зарядов, являющихся структурными элементами самого материала, и о протекающем в нем под напряжением необратимом процессе старения, способном постепенно привести к разрушению – пробоем диэлектрика.

Диэлектрик как конденсатор характеризуется постоянной времени самозаряда

$$\tau_0 = R_{\text{вн}}C = \rho \epsilon_0 \epsilon_r \quad (2.5)$$

Значение постоянной времени определяется из выражения

$$U = U_0 \exp(-\tau/\tau_0) \quad (2.6)$$

где  $U$  – напряжение на электродах конденсатора спустя время  $\tau$  после отключения его от источника напряжения,  $U_0$  – напряжение, до которого был заряжен конденсатор ( $\tau=0$ ),  $\rho$  – удельное сопротивление,  $C$  – емкость конденсатора,  $\epsilon_0$  и  $\epsilon_r$  – соответственно абсолютная и относительная диэлектрическая проницаемость вещества.

Принимая  $\tau = \tau_0$ , можем записать

$$U\tau_0 = U_0 / e \quad (2.7)$$

Таким образом, определив постоянную времени как время, по истечении которого напряжение на выводах конденсатора уменьшится вследствие самозаряда в  $e \approx 2,7$  раза, зная вид материала (а следовательно и его диэлектрическую проницаемость) и предполагая наличие только объемного тока утечки, можно оценить удельное сопротивление использованного диэлектрика.

Для твердых изоляционных материалов различают объемную и поверхностную проводимость. Для плоского образца материала в однородном поле удельное объемное сопротивление (Ом м) рассчитывается по формуле

$$\rho = RS/h \quad (2.8)$$

где  $R$  – объемное сопротивление, Ом;  $S$  – площадь,  $m^2$ ;  $h$  – толщина, м.

Удельное поверхностное сопротивление равно сопротивлению квадрата (либых размеров), мысленно выделенного на поверхности материала, если ток проходит через квадрат, от одной его стороны к противоположной.

Его рассчитывают (в Омах) по формуле

$$\rho = R_s d/l \quad (2.9)$$

где  $R_s$  – поверхностное сопротивление материала между параллельно поставленными электродами шириной  $d$ , отстоящих друг от друга на расстоянии  $l$ .

## 2.2 Электропроводимость газов

Проводимость газов мала. Ток в них может возникнуть только при наличии ионов или свободных электронов. Ионизация молекул происходит под действием рентгеновских, ультрафиолетовых и др. Лучей, а также сильного нагрева.

Возможно создание электропроводимости за счет ионов, образующихся в результате соударения свободных электронов и ионов с молекулами газа. Это ударная ионизация.

Предположим, что ионизированный газ находится между двумя плоскими параллельными электродами, к которым приложено электрическое напряжение. Ионы под влиянием напряжения будут перемещаться и в цепи возникает ток. Часть ионов будет нейтрализовываться на электродах, часть – исчезать за счет рекомбинации.

На начальном участке кривой (до напряжения насыщения  $U_n$ ) характеризующей зависимость тока в газе от напряжения (рисунок 2.2) выполняется закон Ома, при этом запас положительных и отрицательных ионов достаточный и его можно считать постоянным. Ток пропорционален напряжению на газовом промежутке. По мере возрастания приложенного напряжения ионы уносятся к электродам, не

успевая комбинировать, и при некотором напряжении все ионы, создаваемые в газовом промежутке, будут разряжаться на электродах. Очевидно, что дальнейшее увеличение напряжения уже не будет вызывать возрастание тока, что соответствует горизонтальному участку кривой на рисунке 2.2.

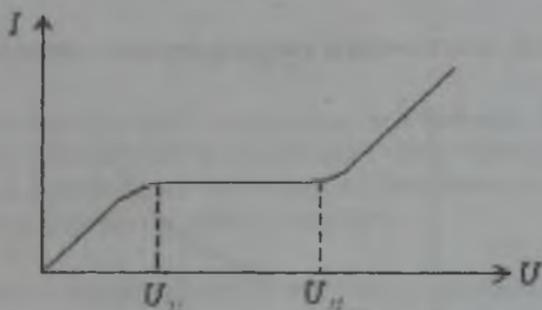


Рисунок 2.2 – Зависимость тока в газах от напряжения

При увеличении напряжения ток остается постоянным лишь до тех пор, пока ионизация осуществляется под действием внешних факторов. При возникновении ударной ионизации появляется самостоятельная электропроводность (при напряжении, большем напряжении ионизации  $U_{II}$ ), и ток вновь начинает увеличиваться с возрастанием напряжения (рисунок 2.2). Для воздуха  $E_{II} \approx 10^5 + 10^6$  В/м.

### 2.3 Электропроводность жидкостей

Очистка жидких диэлектриков от примесей заметно повышает их удельное электрическое сопротивление. При длительном пропускании электрического тока через неполярный жидкий диэлектрик (трансформаторное масло, бензол) также можно наблюдать возрастание электрического сопротивления за счет переноса свободных ионов к электродам (электрическая очистка). В полярной жидкости (соевол, дистиллированная вода) электропроводность определяется не только примесями, но иногда и диссоциацией молекул самой жидкости. Ток в жидкости может быть обусловлен как перемещением ионов, так и перемещением относительно крупных заряженных коллоидных частиц.

С увеличением температуры возрастает подвижность ионов любой жидкости из-за уменьшения вязкости и увеличения тепловой диссоциации. Оба эти фактора повышают проводимость, которая определяется по формуле

$$\gamma = A \exp(-a/T) \quad (2.10)$$

где  $A$  и  $a$  – постоянные, характеризующие жидкость.

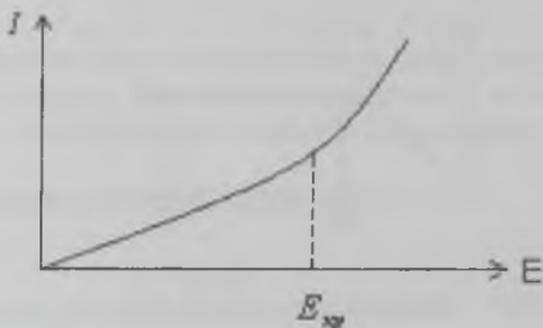


Рисунок 2.3 – Зависимость тока от напряжённости электрического поля в жидких диэлектриках

В коллоидных системах наблюдается молионная электропроводность, при которой носителями заряда являются группы молекул-молионы. При наложении поля молионы приходят в движение, что проявляется как явление электрофореза. Электрофорез отличается от электролиза тем, что при нём не наблюдается образование новых веществ, а лишь меняется относительная концентрация дисперсной фазы в различных слоях жидкости.

## 2.4 Электропроводность твердых тел

Электропроводность твердых тел обуславливается передвижением как ионов самого диэлектрика, так и ионов случайных примесей, а у некоторых материалов может быть вызвана наличием свободных электронов. Электронная электропроводность наиболее заметна при сильных электрических полях. Вид электропроводности устанавливается экспериментально, используя закон Фарадея. Ионная электропроводность сопровождается переносом вещества. При электронной электропроводности это явление не наблюдается.

В твердых диэлектриках ионного строения электропроводность обусловлена главным образом перемещением ионов, освобождаемых

под влиянием флуктуации теплового движения. При низких температурах передвигаются слабозакрепленные ионы, в частности ионы примесей. При высоких температурах освобождаются и некоторые ионы из узлов кристаллической решетки.

Удельную проводимость твердого диэлектрика можно определить по формуле

$$\gamma = B \exp(-v/T) \quad (2.11)$$

где  $B$  – постоянная, характеризующая диэлектрик;  $v$  – коэффициент диэлектрика, учитывающий увеличение числа свободных ионов в твердом теле при возрастании температуры. Величина  $v$  для твердых веществ изменяется в пределах 10000 – 20000°К.

Температурный коэффициент удельного сопротивления определяется по выражению

$$TK\rho = \alpha\rho = -v/T^2 \quad (2.12)$$

Поверхностная электропроводность твердых диэлектриков обусловлена присутствием влаги или загрязнений на поверхности. Вода имеет значительную электропроводность. Достаточно тончайшего слоя влаги на поверхности диэлектрика, чтобы была обнаружена заметная проводимость, определяемая толщиной этого слоя.

Абсорбция влаги на поверхности диэлектрика зависит от относительной влажности окружающего воздуха. Поэтому относительная влажность является важнейшим фактором, определяющим значение удельной поверхностной проводимости диэлектрика. Особенно резкое уменьшение удельного поверхностного сопротивления наблюдается при относительной влажности, превышающей 70 – 80%.

Удельная поверхность проводимости тем ниже, чем чище поверхность диэлектрика и чем лучше она отполирована. Наиболее высокое удельное поверхностное сопротивление имеют диэлектрики, поверхность которых не смачивается водой.

### 3 Диэлектрические потери

#### 3.1 Физическая сущность диэлектрических потерь

Диэлектрическими потерями называют мощность, рассеиваемую в диэлектрике при воздействии на него электрического поля и вызывающую нагрев. Потери в диэлектрике наблюдаются как при по-

стоянном, так и при переменном токе, поскольку в материале обнаруживается сквозной ток, обусловленный проводимостью.

Представим диэлектрик (рисунок 1.1), к которому приложено напряжение  $U$ . Схемы замещения такого диэлектрика (конденсатора) приведены на рисунке 3.1.

Из курса теоретических основ электротехники известно, что активная мощность

$$P_a = UI \cos \varphi \quad (3.1)$$

где  $U$  – напряжение;  $I$  – электрический ток;  $\varphi$  – угол между векторами тока и напряжения.

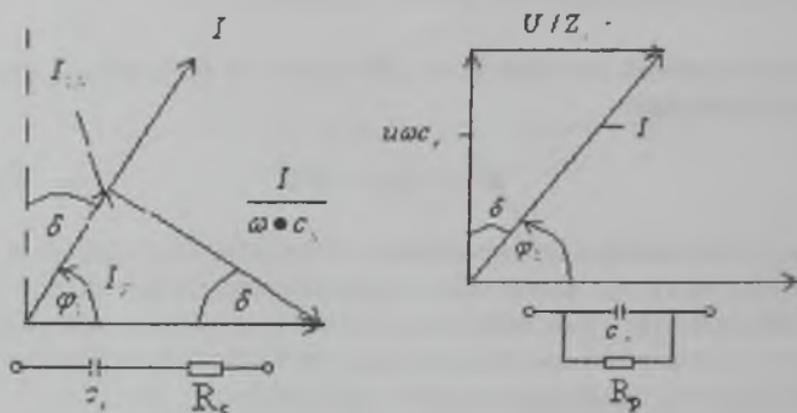


Рисунок 3.1 – Векторные диаграммы и эквивалентные схемы (последовательная и параллельная) диэлектрика с потерями

Для последовательной схемы можно записать

$$P_a = \frac{U U r_s}{z z} = \frac{U^2 r_s}{x^2 [1 + (r_s^2 / x^2)]} = \frac{U^2 \omega c_s \operatorname{tg} \delta}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} \quad (3.2)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \omega c_s r_s \quad (3.3)$$

Для параллельной схемы имеем

$$P_a = UI_a = U^2 / r_p = U^2 \omega c_p \operatorname{tg} \delta \quad (3.4)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{\omega c_p r_p} \quad (3.5)$$

Приравнивая (3.2) и (3.4), а также (3.3) и (3.5) находим соотношение между  $c_p$  и  $c_s$ ,  $r_p$  и  $r_s$

$$c_p = \frac{c_s}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} \quad (3.6)$$

$$r_p = r_s \left(1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \delta}\right) \quad (3.7)$$

Для диэлектриков применяющихся в настоящее время можно пренебречь  $\operatorname{tg}^2 \delta$  по сравнению с единицей, т.е. считать, что  $c_p = c_s = \epsilon$ . Тогда из выражений (3.2) и (3.4) можно получить

$$P_a = U^2 c \omega \operatorname{tg} \delta \quad (3.8)$$

Анализ выражения (3.8) показывает, что чем больше угол  $\delta$  или то функция  $\operatorname{tg} \delta$  называемые углом или тангенсом диэлектрических потерь, тем больше мощность рассеяния  $P_a$ . Следовательно,  $\delta$  или  $\operatorname{tg} \delta$  являются характеристикой диэлектрика, обуславливающей величину потерь активной мощности в нем при подключении к электрической сети

### 3.2 Диэлектрические потери в газах

Диэлектрические потери в газах при напряженности поля ниже напряженности, при которой развивается ударная ионизация, очень малы. Газ рассматривается, как идеальный изолятор. Однако газовое включение в изолятор, твердый диэлектрик очень опасно (рисунок 2). При высоких напряжениях электрические поля молекулы газа ионизируются. Диэлектрические потери возрастают. При напряжении более напряжения ионизации газа  $U_{и}$  заметно возрастает  $\operatorname{tg} \delta$ . При  $U > U_1$  начинается пробой изоляции.

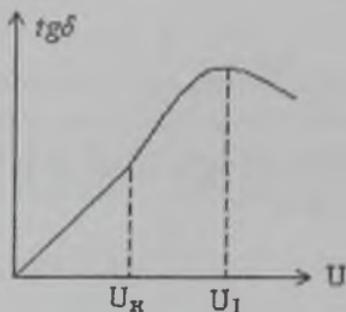


Рисунок 3.2 — Зависимость  $\text{tg}\delta$  от напряжения для изоляции с воздушными включениями

### 3.3 Диэлектрические потери в жидких диэлектриках

Применяемые в технике жидкие диэлектрики часто представляют собой смеси неполярных и полярных веществ (например, масляно-канифольные компаунды) или являются полярными жидкостями (соль).

У жидких диэлектриков с полярными молекулами заметно проявляется зависимость диэлектрических потерь от вязкости. Удельная проводимость таких жидкостей при комнатной температуре  $10^{-10}$ - $10^{-11}$  см/м. Диэлектрические потери, наблюдаемые в полярных вязких жидкостях при переменном напряжении, значительно превосходят потери, обусловленные электропроводностью. Такие потери называют дипольно-релаксационными потерями. Объяснение природы потерь в полярных вязких жидкостях можно дать, основываясь на представлениях о механизме дипольно-релаксационной поляризации.

Дипольные молекулы, следуя за изменением электрического поля, поворачиваются в вязкой среде и вызывают потери электрической энергии на трение с выделением теплоты. Если вязкость жидкости достаточно велика, молекулы не успевают следовать за изменением поля и дипольная поляризация практически исчезает: диэлектрические потери при этом будут малы. Дипольные потери будут также малы, если вязкость жидкости мала и ориентация молекул происходит без трения. При средней вязкости дипольные потери могут быть существенны и при некотором значении вязкости имеют максимум, температурная зависимость  $\text{tg}\delta$  (рисунок 3.3) масляно-канифольного компаунда при двух значениях частоты представляет собой в изменённом масштабе температурную зависимость диэлектрических потерь  $P_d$ .

При повышении частоты максимум  $\text{tg } \delta$  смещается в область более высокой температуры: большая частота требует меньшего времени релаксации, необходимого для получения максимума угла потерь, а для уменьшения времени релаксации необходимо снижение вязкости, т.е. повышение температуры.

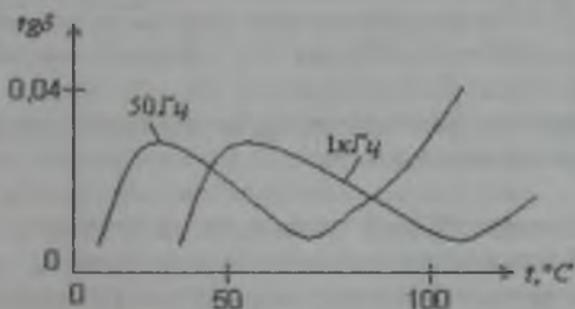


Рисунок 3.3 – Зависимость  $\text{tg } \delta$  от температуры при разных частотах для масляно-канифольного компаунда

### 3.4 Диэлектрические потери в твёрдых диэлектриках

Диэлектрические потери в твёрдых диэлектриках рассматривают в связи с их структурой. В этих диэлектриках возможны все виды поляризации.

Диэлектрики молекулярной структуры с полярными молекулами представляют собой главным образом органические вещества, широко используемые в технике. К ним принадлежат материалы на основе целлюлозы (бумага, картон), полярные полимеры: полиметилметакрилат (органическое стекло), полиамиды (капрон) и полиуретаны, каучуковые материалы (эбонит), фенолформальдегидные смолы (бакелит), эфиры целлюлозы (ацетилцеллюлоза, и другие материалы). Эти вещества из-за присущей им дипольно-релаксационной поляризации обладают большими потерями, которые существенно зависят от температуры; при некоторых температурах обнаруживается максимум и минимум потерь; возрастание потерь после минимума объясняется увеличением потерь от сквозной электропроводности.

У бумажных диэлектриков даже в высушенном состоянии наблюдается максимум  $\text{tg } \delta$  при низких температурах (рисунок 3.4).

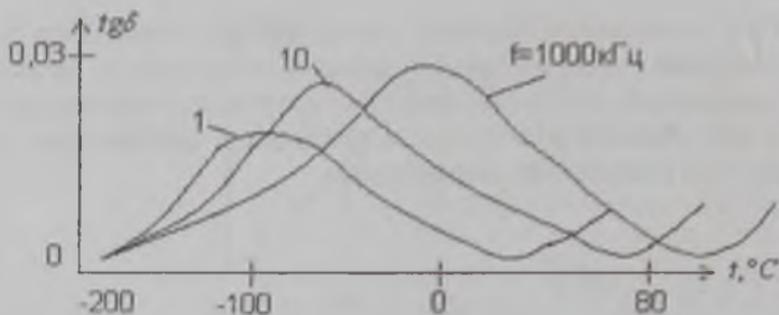


Рисунок 3.4 – Зависимость  $\text{tg}\delta$  от температуры для высушенной бумаги при различных частотах

Пропитанную бумагу относят к диэлектрикам неоднородной структуры. Такая бумага, кроме волокон целлюлозы, содержит пропитывающее вещество того или иного состава. Диэлектрические потери пропитанной бумаги, пропитанной масляно-канифольным компаундом (рисунок 3.5), имеет два максимума: первый (при низких температурах) характеризует дипольно-радикальные потери самой бумаги (целлюлозы), второй (при более высокой температуре) обусловлен дипольно-релаксационными потерями пропитывающего компаунда.

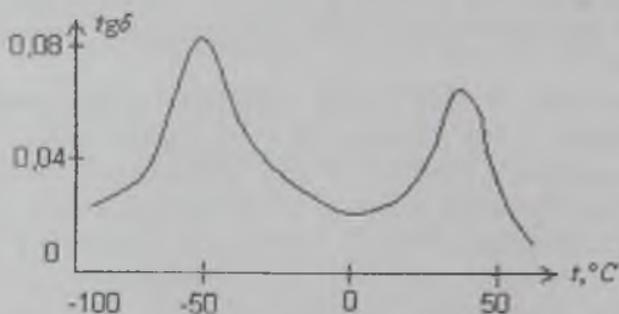


Рисунок 3.5 – Зависимость  $\text{tg}\delta$  от температуры для конденсаторной бумаги, пропитанной компаундом (80% канифоли и 20% трансформаторного масла)

В электроизоляционной технике применяется большое количество композитных материалов. В одних случаях это определяется требованиями механической прочности (волоконистая основа), в других удешевлением стоимости и приданием необходимых свойств (напол-

нителы в пластмассах и резинах), в третьих- использованием ценных отходов (слюдаые материалы и т.д.).

## 4 Пробой диэлектрика

### 4.1 Определение

Диэлектрик, находясь в электрическом поле, теряет свойства электроизоляционного материала, если напряженность поля превысит некоторое критическое значение. Это явление носит название пробоя диэлектрика или нарушение его диэлектрической прочности. Значение напряжения, при котором происходит пробой диэлектрика, называется пробивным напряжением, а соответствующее значение напряженности поля – электрической прочностью диэлектрика.

Пробивное напряжение обозначается  $E_{пр}$  и измеряется чаще всего в киловольтах. Электрическая прочность определяется пробивным напряжением, отнесенным к толщине диэлектрика в месте пробоя

$$E_{пр} = U_{пр}/h \quad (4.1)$$

где  $h$  – толщина диэлектрика.

Удобные для практических целей численные значения электрической прочности диэлектриков получаются, если пробивное напряжение выражать в киловольтах, а толщину диэлектрика – в миллиметрах. Тогда электрическая прочность будет в киловольтах на миллиметр. Для сохранения численных значений и перехода к единицам системы СИ можно пользоваться единицей МВ/м

$$1 \text{ МВ/м} = 1 \text{ кВ/мм} = 10^6 \text{ В/м}$$

### 4.2 Пробой газов

Внешней изоляцией во многих видах электротехнических конструкций: в трансформаторах, конденсаторах, на линиях электропередачи – служит воздух. Электрическая прочность воздуха в нормальных условиях невелика по сравнению с  $E_{пр}$  большинства жидких и твердых диэлектриков.

Небольшое число содержащихся в газе положительных и отрицательных ионов и электронов, находящихся, как и нейтральные молекулы газа, в беспорядочном тепловом движении, при наложении поля получает некоторую добавочную скорость и начинает переме-

щаться в направлении поля или в противоположном в зависимости от знака заряда. При этом заряженная частица газа приобретает дополнительную энергию

$$W = gU_{\lambda} \quad (4.2)$$

где  $g$  – заряд;  $U_{\lambda}$  – падение напряжения на длине свободного пробега  $\lambda$ .

Если поле достаточно однородно, то можно принять  $U_{\lambda} = E\lambda$ , где  $E$  – напряженность поля. Отсюда

$$W = Eg\lambda \quad (4.3)$$

Добавочная энергия заряженных частиц сообщается молекулам, с которыми они сталкиваются. Если эта энергия достаточно велика, происходит возбуждение атомов и молекул, связанное с переходом электрона на более удаленную от ядра орбиту, или даже ионизация молекул, т.е. их расщепление на электроны и положительные ионы. Условие, определяющее возможность ионизации

$$W \geq W_{и} \quad (4.4)$$

причем  $W$  включает в себя и энергию теплового движения, обычно небольшую при нормальной температуре.

Из формул (4.3) и (4.4) получаем

$$Eg\lambda \geq W_{и} \quad (4.5)$$

Энергию ионизации  $W_{и}$  обычно характеризуют ионизированным потенциалом

$$U_{и} = W_{и}/g \quad (4.6)$$

Ионизированный потенциал большинства различных газов изменяется в пределах от 4 до 25 В, что соответствует энергии ионизации 4 – 25 эВ.

Скорость электрона (км/сек), прошедшего без столкновения, через разность потенциалов (Вольт), определяется выражением

$$v \approx 600 \sqrt{U} \quad (4.7)$$

Подставляя в (4.7) значения ионизационных потенциалов различных газов

( $U_n \gg 1 В$ ), легко убедиться, что электрон ионизирует газовые молекулы, что если его скорость  $V > 1000 км/с$ .

Из наблюдений пробоя видно, что прежде чем он произойдет наблюдаются свечения (искрение). Почему это происходит?

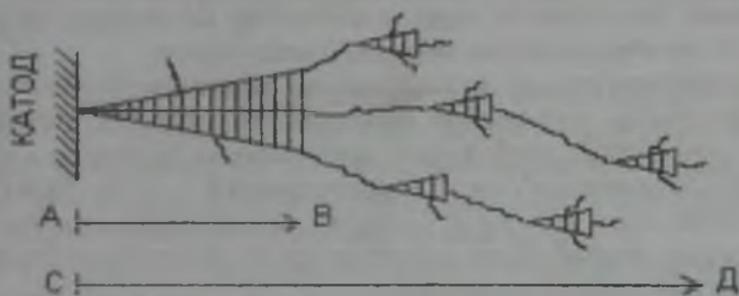


Рисунок 4.1 – Схематическое изображение распространения стримера при пробое газа

На рисунке 4.1 представлена схема, поясняющая, почему рост электропроводящего канала в газе – стримера – происходит быстрее, чем продвижение электронной лавины. Лавина условно показана в виде заштрихованных конусов, а волнистыми линиями изображены пути фотонов. Внутри каждого конуса, представляющего собой развивающуюся лавину, газ ионизируется ударами электронов: вновь отщепленные электроны, разгоняемые полем, ионизируют встречаемые им частицы газа, и таким образом лавинообразно нарастает число электронов, движущихся к аноду, и число положительных ионов, направляющихся к катоду.

Волнистые линии исходят из атомов, которые были возбуждены ударами электронов и вслед за тем испустили фотоны. Двигаясь со скоростью  $3 \cdot 10^8 м/с$ , фотоны обгоняют лавину и в каком-то месте, соответствующем концу волнистой линии, ионизируют частицы газа. Отщепленный здесь электрон, устремляясь к аноду, порождает новую лавину далеко впереди первой лавины. Таким образом, пока первая лавина вырастает, скажем, на длину малой стрелки АВ (рисунок 4.1), намечающийся канал повышенной проводимости газа, т.е. стример, распространяется на длину большой стрелки СД.

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 зараженных частиц, направленного к катоду. Положительный стример представляет собой канал газоразрядной плазмы. Поясним это подробнее. Электронные лавины оставляют на своем пути большое число вновь образованных положительных ионов.

Под влиянием ударов положительных ионов на катоде образуется катодное пятно, излучающее электроны. В результате указанных процессов происходит пробой газа. Длительность подготовки газа к пробую при длине промежутка 1 см составляет  $10^{-7}$  -  $10^{-8}$  с. Чем больше напряжение приложенное к газовому промежутку, тем быстрее может развиваться пробой. Если длительность напряжения очень мала, то пробивное напряжение повышается.

Это повышение характеризуют коэффициентом импульса

$$\beta = U_{пр} / U_{пр50} \quad (4.8)$$

где  $U_{пр}$  – пробивное напряжение при данном импульсе;  $U_{пр50}$  – пробивное напряжение при постоянном или переменном напряжении частотой 50 Гц.

Коэффициент импульса в резко неоднородных электрических полях достигает 1,5. Электрическая прочность газа в сильной степени зависит от его плотности (т.е. от давления, если температура постоянна). При малых изменениях температуры и давления газа пробивное напряжение пропорционально плотности газа. Поэтому для расчета пробивного напряжения воздуха применяется формула

$$U_{пр} = U_{пр0} \delta \quad (4.9)$$

где  $U_{пр}$  – пробивное напряжение при данных температуре и давлении;  $U_{пр0}$  – пробивное напряжение при нормальных условиях ( $t = 20^\circ\text{C}$  и  $p = 0.1$  МПа).

Относительная плотность воздуха  $\delta$  рассчитана по соотношению

$$\delta = 0,386 \frac{p}{t + 273} \quad (4.10)$$

где  $t$  – температура, °С ;  $p$  - давление, мм.рт.ст. При нормальном условии  $\delta = 1$ .

При больших давлениях и соответственно повышенной плотности газа расстояние между отдельными молекулами становится меньше; тем самым уменьшается длина свободного пробега электронов и, как следует из формулы (4.5), для того чтобы пробой произошел, должна быть увеличена напряженность поля.

При уменьшении давления вначале наблюдается падение электрической прочности, как это видно на рисунке 4.2, когда же давление доходит до некоторого предела, ниже атмосферного давления, и разрежение достигает высоких степеней, электрическая прочность начинает снова возрастать. Это возрастание объясняется уменьшением числа молекул газа в единице объема при сильном разряжении и снижением вероятности столкновения электронов с молекулами. При высоком вакууме пробой можно объяснить явлением вырывания электронов из поверхности электрода (холодная эмиссия). В этом случае электрическая прочность доходит до весьма высоких значений и зависит от материала и состояния поверхности электронов и больше не изменяется («полочка» на рисунке 4.2). Большую электрическую прочность вакуума используют в технике при конструировании вакуумных конденсаторов для больших напряжений высокой частоты.

Газы при больших давлениях применяются в качестве изоляции для высоковольтной аппаратуры, а также в производстве кабелей и конденсаторов высокого напряжения.

#### 4.3 Пробой жидких диэлектриков

Жидкие диэлектрики отличаются более высокой электрической прочностью, чем газы в нормальных условиях.

Предельно чистые жидкости получить чрезвычайно трудно. Постоянными примесями в жидких диэлектриках являются вода, газы и твердые частицы. Наличие примесей и определяет в основном явление пробоя жидких диэлектриков и вызывает большие затруднения для создания точной теории пробоя этих веществ.

Теорию электрического пробоя можно применить к жидкостям, максимально очищенным от примесей. При высоких значениях напряженности электрического поля может происходить вырывание электронов из металлических электродов и, как и в газах, разрушение молекул самой жидкости за счет ударов заряженными частицами. При этом повышенная электрическая прочность жидкого диэлектрика по сравнению с газообразным обусловлена значительно меньшей длиной свободного пробега электронов. Пробой жидкостей, содержащих газовые включения, объясняют местным перегревом жидкости (за счет энергии, выделяющейся в относительно легко ионизирующихся пузырьках газа), который приводит к образованию газового канала между электродами. Вода в виде отдельных мелких капелек, находящихся в трансформаторном масле, при нормальной температуре значительно снижает  $E_{пр}$  (рисунок 4.3). Под влиянием электрического поля сферические капельки воды – сильно дипольной жидкости – поляризуются, приобретают форму эллипсов и, притягиваясь между собой разноименными концами, создают между.

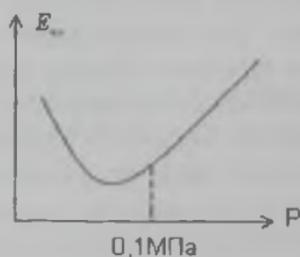


Рисунок 4.2 – Зависимость электрической прочности газа от давления;  $h$  – толщина электродами цепочки с повышенной проводимостью, по которым и происходит электрический пробой

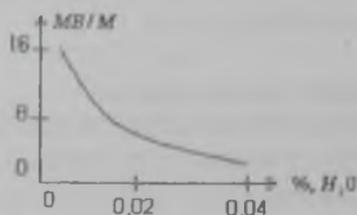


Рисунок 4.3 – Зависимость электрической прочности от содержания воды в масле (испытание произведено в стандартном разряднике ( $h=2.5 \text{ мм}$ ))

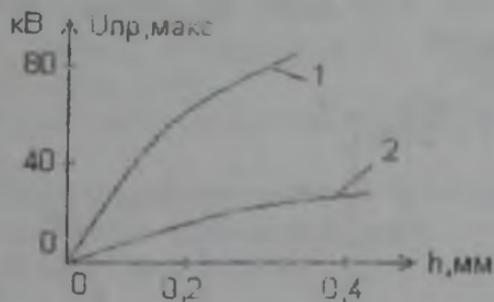
Очистка жидких диэлектриков, в частности трансформаторного масла, от примесей заметно повышает электрическую прочность с 2 МВ/м до 45 МВ/м.

#### 4.4 Пробой твердых диэлектриков

Электрический пробой по своей природе является чисто электронным процессом, когда из немногих начальных электронов в твердом теле создается электронная лавина. Электроны рассеивают энергию своего движения, накопленную в электрическом поле, возбуждая упругие колебания кристаллической решетки. Электроны, достигающие определенной критической скорости, производят отщепление новых электронов, и стационарное состояние нарушается, т.е. возникает ударная ионизация в твердом теле.

Чисто электрический пробой имеет место, когда исключено влияние электропроводности и диэлектрических потерь, обуславливающих нагрев материала, а также отсутствует ионизация газовых включений. Для однородного поля и полной однородности структуры материала напряженность поля при электрическом пробое может служить мерой электрической прочности вещества. Такие условия удастся наблюдать для монокристаллов щелочно-галогидных соединений и некоторых органических полимеров. В этом случае Епр достигает сотен мегавольт на метр и более.

Для однородных материалов наблюдается заметная разница между значениями пробивного напряжения в однородном и неоднородном полях (рисунок 4.4).

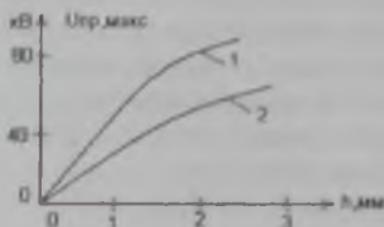


1 – однородное поле; 2 – резко неоднородное поле

Рисунок 4.4 – Зависимость пробивного напряжения от толщины при 50 Гц для одного из сортов технического стекла

Электрический пробой неоднородных диэлектриков характерен для технических диэлектриков, содержащих газовые включения, и так же, как и электрический пробой однородного диэлектрика, весьма быстро развивается.

Пробивные напряжения для неоднородных диэлектриков, находящихся во внешнем однородном или неоднородном поле, как правило, невысоки и мало отличаются друг от друга (рисунок 4.5).

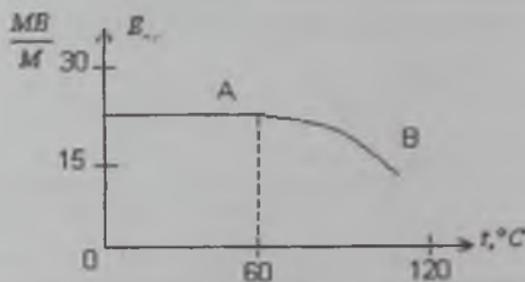


1 - однородное поле; 2 - неоднородное

Рисунок 4.5 – Зависимость пробивного напряжения от толщины при 50Гц для электротехнического фарфора

Из рисунков 4.4 и 4.5 видно, что с увеличением толщины образца усиливается неоднородность структуры, возрастает число газовых включений и снижается  $E_{пр}$ .

Электрическая прочность твёрдых диэлектриков практически не зависит от температуры до некоторого значения, выше которого наблюдается заметное её снижение, что говорит о механизме теплового пробоя (рисунок 4.6).



А-область электрического пробоя; В-область теплового пробоя.

Рисунок 4.6 – Зависимость электрической прочности электрического фарфора от температуры при  $f=50$  Гц

Тепловой пробой возникает в том случае, когда количество теплоты, выделяющейся в диэлектрике за счёт диэлектрических потерь, превышает количество теплоты, которое может рассеиваться в данных условиях; при этом нарушается тепловое равновесие, а процесс приобретает лавинообразный характер.

Явление теплового пробоя сводится к разогреву материала в электрическом поле до температур, соответствующих расплавлению и обугливанию. Электрическая прочность при тепловом пробое является характеристикой не только материала, но и изделия из него, тогда как электрическая прочность при электрическом пробое служит характеристикой самого материала. Пробивное напряжение, обусловленное нагревом диэлектрика, связано с частотой напряжения, условиями охлаждения, температурой окружающей среды. Кроме того, "электротепловое" пробивное напряжение зависит от нагревостойкости материала; органические диэлектрики (например, полистирол) имеют более низкие значения "электротепловых" пробивных напряжений, чем неорганические (кварц, керамика), при прочих равных условиях вследствие их малой нагреваемости.

Как показано на рисунке 4.6, электрическая прочность при тепловом пробое уменьшается с ростом температуры.

Пробивное напряжение при тепловом пробое определяется по формуле

$$U_{пр} = K \sqrt{\frac{\sigma h}{f \epsilon_r \alpha \operatorname{tg} \delta_0}} \quad (4.11)$$

где  $K=1.15 \cdot 10^5$  (все величины выражены в СИ);

$h$  - толщина диэлектрика;

$\sigma$  - коэффициент теплопередачи диэлектрик-металл;

$f$  - частота;

$\epsilon_r$  - относительная диэлектрическая проницаемость;

$\operatorname{tg} \delta_0$  - при температуре окружающей среды;

$\alpha$  - температурный коэффициент.

## 5 Физико-механические свойства диэлектриков

### 5.1 Влажностные свойства диэлектриков

Электроизоляционные материалы гигроскопичны, т.е. впитывают в себя влагу из окружающей среды, и влагопроницаемы, т.е. спо-

способны пропускать через себя пары воды. Атмосферный воздух всегда содержит некоторое количество водяного пара.

Абсолютную влажность воздуха оценивают массой  $m$  водяного пара, содержащейся в единице объёма воздуха (в одном кубическом метре). Каждое температуре соответствует определённое значение абсолютной влажности при насыщении  $m_{\text{нас}}$ . Большого количества воды воздух содержать не может, и она выпадает в виде росы. Абсолютная влажность, необходимая для насыщения воздуха, резко возрастает с увеличением температуры, т.е. растёт и давление водяных паров.

Относительной влажностью воздуха называют выражаемое в процентах отношение

$$\varphi = \frac{m}{m_{\text{нас}}} \cdot 100 = \frac{P}{P_{\text{нас}}} \cdot 100\% \quad (5.1)$$

При температуре  $20^{\circ}\text{C}$  и нормальном атмосферном давлении  $0,1\text{МПа}$  значение  $m_{\text{нас}}$  составляет  $17,3\text{г/м}^3$ .

За нормальную влажность воздуха принимают относительную влажность воздуха  $\varphi = 65\%$ . В воздухе с нормальной влажностью при  $20^{\circ}\text{C}$  содержание водяных паров  $m = 17,3 \cdot 0,65 = 11,25 \text{ г/м}^3$ . Вода является сильно полярным диэлектриком с низким удельным сопротивлением, около  $10^3 - 10^4 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ , а поэтому попадание ее в поры твердых диэлектриков ведет к резкому снижению их электрических свойств. Особенно заметно воздействие влажности при повышенных температурах ( $30 - 40^{\circ}\text{C}$ ) и высоких значениях  $\varphi = 98 - 100\%$ . Эти условия наблюдается во время дождей. Для предохранения поверхности изоляторов из полярных диэлектриков их покрывают лаками, не смачивающимися водой.

Способность диэлектриков смачиваются водой характеризуется краевым углом смачивания  $\theta$  капли воды, нанесенной на плоскую поверхность тела. Чем меньше  $\theta$ , тем сильнее смачивание (рисунок 5.1).

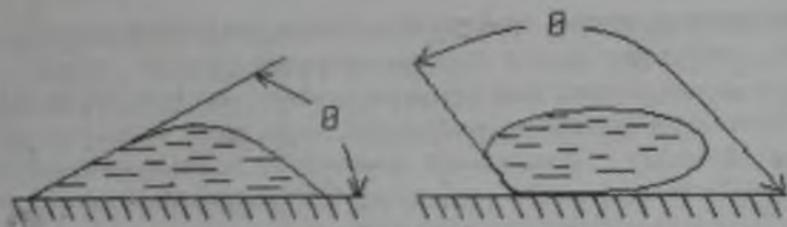


Рисунок 5.1 – Капля жидкости на смачиваемой поверхности диэлектрика (а) и на несмачиваемой ( $\sigma$ ). Для смачиваемых поверхностей  $\theta < 90^\circ$ , для несмачиваемых  $\theta > 90^\circ$

5.1.1 Влажность материалов. Если сравнительно сухой образец материала поместить во влажный воздух, то будет наблюдаться постепенное поглощение материалом влаги из воздуха, т.е. влаги из воздуха, т.е. содержание влаги в единице массы материала в течении времени  $\tau$  будет повышаться асимптотически, приближаться к равновесной влажности  $\psi_p$ , соответствующей данному значению  $\phi$  (рисунок 5.2). Наоборот, если в воздухе той же относительной влажности  $\phi$  будет помещён образец из того же материала с начальной влажностью, большей  $\psi_p$  то влажность образца будет уменьшаться, приближаясь к равновесной влажности  $\psi_p$  (кривая 2). Происходит сушка.

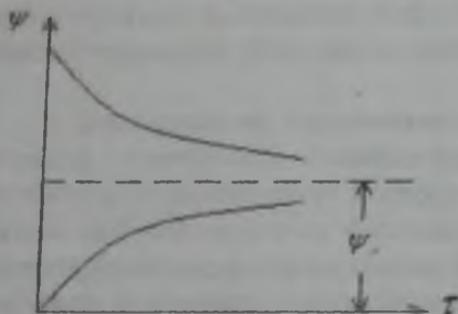


Рисунок 5.2 – Изменение влажности  $\psi$  образца материала при увеличении (1) и сушке (2) для постоянных значений относительной влажности окружающего воздуха и температуры

Влажность снижает удельное объёмное сопротивление материала (особенно, если материал пористый).

5.1.2 Влагопроницаемость, т.е. способность диэлектриков пропускать сквозь себя пары воды.

Эта характеристика чрезвычайно важна для оценки качества материалов, применяемых для защиты покрытий (шланги кабелей, опрессовка конденсаторов, компаундные заливки, лаковые покрытия деталей). Благодаря наличию мельчайшей пористости большинство материалов обладает поддающейся изменению влагопроницаемостью. Только для стёкол, хорошо обожжённой керамики и металлов влагопроницаемость практически равна нулю.

Количество влаги  $m$  проходящей за время  $t$  сквозь участок поверхности  $S$  слоя изоляционного материала толщиной  $h$  под действием разности давлений водяных паров  $p_1$  и  $p_2$  с двух сторон слоя, равно

$$m = \Pi (p_1 - p_2) S \cdot \frac{t}{h} \quad (5.2)$$

Коэффициент  $\Pi$  есть влагопроницаемость данного металла. В системе СИ он измеряется в секундах

$$\Pi = \frac{кг \cdot м}{\frac{кг \cdot м \cdot м^2}{с^2 \cdot м^2} \cdot с} = с$$

Для различных материалов влагопроницаемость изменяется в широких пределах. Для уменьшения влагопроницаемости и гигроскопичности изоляционный материал покрывают лаками, маслами и т.д.

## 5.2 Тепловые свойства диэлектриков

**5.2.1 Нагревостойкость.** Способность диэлектрика выдерживать воздействие повышенной температуры в течении времени, сравнимого со сроком нормальной эксплуатации, без недопустимого ухудшения его свойств. В зависимости от значений допустимых в эксплуатации температур диэлектрики различают по классам нагревостойкости. Нагревостойкость неорганических диэлектриков определяют, как правило, по началу существенного изменения электрических свойств, например, по заметному росту  $\tan \delta$  или снижению удельного электрического сопротивления. Нагревостойкость оценивают соответствующими значениями температуры, при которой появились эти изменения. Нагревостойкость органических диэлектриков часто определяют по началу механических деформаций растяжения или изгиба, погружению иглы в материал под давлением при нагреве. Однако и для них возможно определение нагревостойкости по электрическим характеристикам.

Необратимые ухудшения качества изоляции лишь при длительном воздействии повышенной температуры вследствие медленно протекающих химических процессов называется тепловым старением. Продолжительность старения  $\tau$  связана с температурой  $T$

$$\ln \tau = (A/T) + B \quad (5.3)$$

где  $A$  и  $B$  - величины постоянные для данного материала и данных условий теплового старения.

Разделение электроизоляционных материалов для электрических машин, Трансформаторов и аппаратов на классы нагревостойкости, для которых фиксируются наибольшие допустимые рабочие температуры при использовании этих материалов в электрооборудовании общего применения, длительно (в течении нескольких лет) работающего в нормальных для данного вида электрооборудования эксплуатационных условиях.

Таблица 5.1

Класс нагревостойкости	Y	A	E	B	F	H	C
Наибольшая допустимая рабочая температура, °C	90	105	120	130	155	180	>180

При указанных температурах обеспечиваются технико-экономические сроки службы электрооборудования. В особых случаях (электрооборудование с весьма коротким сроком службы) возможно некоторое повышение рабочих температур соответствующих электроизоляционных материалов по сравнению с приведенными.

5.2.2 Холодостойкость. Во многих случаях эксплуатации изоляции, скажем, изоляция оборудования открытых подстанций, полевой аппаратуры связи, важна холодостойкость, т.е. способность изоляции выдерживать воздействие низких температур (например, от  $-60$  до  $-70$  °C) без недопустимого ухудшения ее свойств. При низких температурах, как правило, электрические свойства изоляционных материалов улучшаются, однако многие материалы, гибкие и эластичные в нор-

мальных условиях, при низких температурах становятся весьма хрупкими и жесткими, что создает затруднения для работы изоляции. Испытания электроизоляционных материалов и изделия из них на действие низких температур нередко проводятся при одновременном воздействии вибраций.

5.2.3 Теплопроводность. Теплопроводность один из видов переноса тепла более нагретых частей к менее нагретым, приводящий к выравниванию температуры. Практическое значение теплопроводности объясняется тем, что теплота, выделяющаяся вследствие потерь мощности в окруженных электрической изоляцией проводниках в магнитопроводах, а также вследствие диэлектрических потерь в изоляции, переходят в окружающую среду через различные материалы. Теплопроводность определяется по формуле

$$\gamma_t = \Delta P_t / (dT/dl) \Delta S \quad (5.4)$$

где  $\Delta P_t$  - мощность теплового потока через площадку  $\Delta S$ , нормальную к потоку;

$dT/dl$  - градиент температуры.

Значения  $\gamma_t$  электроизоляционных материалов за исключением оксида бериллия меньше, чем у металлов.

Тепловое расширение диэлектриков, как и других материалов, оценивают температурным коэффициентом линейного расширения, измеряемым в  $^{\circ}\text{K}^{-1}$

$$\text{Tk}_l = \alpha_l = \frac{1}{l} \frac{dl}{dT} \quad (5.5)$$

Материалы обладающие малыми значениями  $\alpha_l$  имеют, как правило, наиболее высокую нагревостойкость и наоборот. Органические материалы имеют большее значение  $\alpha_l$  чем неорганические.

## 6 Диэлектрические материалы

### 6.1 Классификация

Диэлектрические материалы имеют чрезвычайно важное значение для электротехники. К ним относятся электроизоляционные материалы, которые используются при создании любого электротехнического устройства.

Электроизоляционные материалы подразделяются по их агрегатному состоянию на газообразные, жидкие и твердые. В особую группу могут быть выделены твердеющие материалы, которые в исходном состоянии, во время введения из в изготовляемую 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.

## **6.2 Наиболее распространенные диэлектрические материалы**

Трансформаторное масло заливают в силовые трансформаторы, масляные выключатели, реакторы и т.д. Назначение его двояко:

- значительно повышает электрическую прочность аппарата за счет заполнения пор в волокнистой изоляции (бумага, ткань), а также промежутков между обмотками и баком;

- отводит тепло, выделяемое за счет потерь в обмотках и сердечниками трансформатора или др. аппарата.

Кроме того в масляных выключателях оно способствует охлаждению и разрыву дуги, возникающей при разрыве электрической цепи.

По средним фактическим данным (при различных способах очистки) кинематическая вязкость этого масла составляет  $17 - 18.5 \text{ мм}^2/\text{с}$  при  $20^\circ\text{C}$  и  $6.5 - 6.7 \text{ мм}^2/\text{с}$  при  $50^\circ\text{C}$ ; кислотное число  $0.03 - 0.1 \text{ г КОН/кг}$ ; температура вспышки паров  $135 - 140^\circ\text{C}$ ; температура застывания около минус  $45^\circ\text{C}$ . типичная температурная зависимость кинематической вязкости трансформаторного масла показана на рисунке 6.1. Ограничение вязкости весьма важно, так как слишком вязкое масло хуже отводит теплоту потерь от обмоток и магнитопривода трансформатора.

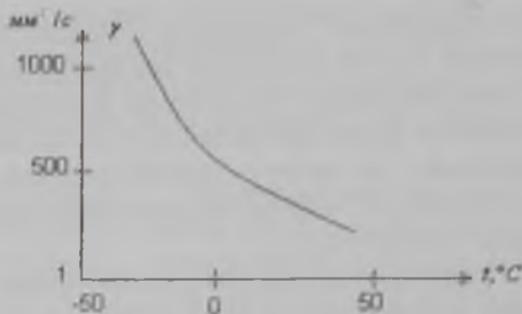


Рисунок 6.1 – Зависимость кинетической вязкости от температуры для трансформаторного масла

Трансформаторное масло – горячая жидкость; большие количества (часто тысячи тонн) масла, находящиеся в масляных хозяйствах энергосистем, представляют собой большую пожарную опасность. Поэтому в масляных хозяйствах необходимо тщательно соблюдать все требования, предписываемые правилами пожарной безопасности. Пожарная опасность масла оценивается по температуре вспышки.

Температура застывания масла – параметр, особенно важный для масла, заливаемого в масляные выключатели, устанавливаемые на открытых подстанциях в районах с суровой зимой. Специальное «арктическое» масло (марки АТМ-65) имеет температуру застывания минус 70°C.

Согласно «Правил устройств электроустановок» предусматриваются наименьшие значения электрической прочности трансформаторного масла. Пробой масла производят между двумя электродами при расстоянии между ними 2.5 мм

Таблица 6.1 – Норма электрической прочности трансформаторного масла

Для аппаратов с рабочим напряжением, кВ	Электрическая прочность Упр/2.5, кВ/мм, не менее	
	Сухого масла	Масла находящегося в эксплуатации
≤6	25	20
35	30	25
110 и 220	40	35
>330	50	45

При работе в аппарате трансформаторное масло стареет. Становится темным, в нем образуются загрязняющие его продукты – кислоты, смолы и т.д.

Скорость старения масла возрастает при доступе воздуха, так как старение масла в значительной степени связано с его окислением кислородом воздуха; особенно интенсивно идет старение при соприкосновении масла с озоном; при повышении температуры (обычно наивысшей рабочей температурой масла считают  $95^{\circ}\text{C}$ ; при соприкосновении масла с некоторыми металлами (медь, железо, свинец) и другими веществами – катализаторами старения; при воздействии света; при воздействии электрического поля.

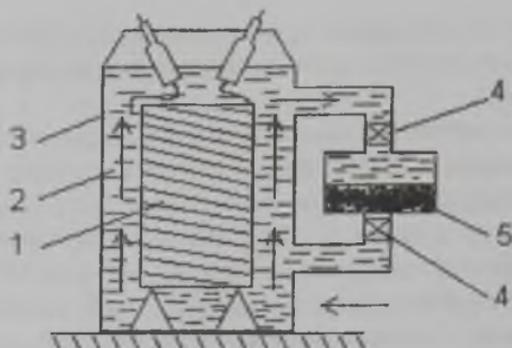
При старении в электрическом поле некоторые сорта масел выделяют газы: это очень вредно, так как пузырьки газов могут стать очагами ионизации. Способность не выделять газов при старении в электрическом поле ли даже поглощать ранее выделившиеся газы называется газостойкостью масла.

Масло различного происхождения обладает различной стойкостью к старению, поэтому перед введением в эксплуатацию трансформаторное масло подвергают испытанию на ускоренное старение в особо жестких условиях.

Регенерация начавшего стареть масла, т.е. удаление из него продуктов старения и восстановление исходных свойств, достигается обработкой масла адсорбентами (как говорилось выше, адсорбенты поглощают не только воду, но и другие полярные вещества; продукты старения масла не являются полярными примесями в неполярном масле).

Помимо регенерации определенного количества масла с последующей заливкой его в трансформатор возможно вести непрерывный процесс регенерации масла в работающем трансформаторе. Для этой цели трансформатор снабжают термосифонным фильтром (рисунок 6.2).

Масло, нагреваясь во время работы трансформатора и уменьшая при этом свою плотность, поднимается в верхнюю часть бака, попадает в трубопровод термосифона, проходит сверху вниз сквозь фильтр со слоем адсорбента и поступает в нижнюю часть бака трансформатора. Фильтр при помощи вентиля можно отключать для смены адсорбента.



1 – трансформатор; 2 – масло в баке; 3 – бак; 4 – вентили; 5 – фильтр с адсорбентом

Рисунок 6.2 – Схема непрерывной термосифонной регенерации масла в работающем трансформаторе

Адсорбент (чаще всего силикагель) поглощает воду и др. полярные вещества. Продукты старения являются полярными примесями в неполярном трансформаторном масле.

### 6.3 Самостоятельная работа студентов

Необходимо изучить свойства и область применения следующих материалов:

- синтетические жидкие диэлектрики;
- воскообразные диэлектрики;
- органические полимеры;
- смолы, битумы, пластмассы;
- лаки и компаунды;
- эластомеры, стекла и керамика;
- слюда и асбест.

## 7 Проводниковые материалы

### 7.1 Классификация

Проводниками электрического тока могут служить твердые тела, жидкости, а при соответствующих условиях газы.

Твердыми проводниками являются металлы, их сплавы и некоторые модификации углерода. В настоящее время не существует общепринятой классификации твердых проводящих материалов ПМ по техническому назначению (состав, свойства) приведены в таблице 7.1.

Жидкие проводники – расплавленные металлы и различные электролиты. Однако температура плавления металлов высокая. Поэтому только ртуть  $T_{пл} = 39^\circ\text{C}$  и галлий  $T_{пл} = 29.8^\circ\text{C}$  могут применяться как жидкие проводники.

Механизм прохождения тока по металлам в твердом и жидком состояниях обусловлен движением свободных электронов, вследствие чего их называют проводниками с электронной проводимостью или проводниками первого рода.

Электролитами (проводники второго рода) являются растворы (в основном водные) кислот, щелочей и солей. Прохождение тока через них связано с переносом вместе с электрическими зарядами частей молекул (ионов), в результате чего состав электролита постепенно изменяется и на электродах выделяются продукты электролиза.

Все газы и пары металлов при низких напряженностях электрического поля не являются проводниками. Однако, если  $E > E_{критич}$ , обеспечивающего начало ударной ифотоионизации, то газ может стать проводником, обладающим электронной и ионной электропроводимостью. Сильно ионизированный газ при равенстве числа электронов и положительных ионов в единице объема представляет собой равновесную проводящую среду – плазму.

## 7.2 Удельная проводимость и удельное сопротивление проводников

Классическая электронная теория металлов, развитая Друде и Лоренцом, предстваляет твердый проводник в виде системы, состоящей из узлов кристаллической ионной решетки, внутри которой находится электронный газ из свободных электронов.

Электронный газ обладает свойствами одноатомного идеального газа. Концентрация электронов проводимости в одновалентном иеталле равняется числу атомов в единице объема

$$n = \frac{d}{A} N_0 \quad (7.1)$$

где  $d$  – плотность материала;  $A$  – атомная масса металла;  $N_0$  – число Авогадро. Для  $1 \text{ м}^3$  имеем  $n_0 \approx 10^{28} - 10^{29} \text{ м}^{-3}$ .

Высокая электрическая проводимость металлов обусловлена огромной концентрацией в них носителей тока – электронов.

В отсутствии электрического поля электроны хаотически движутся и сталкиваются с ионами металла, которые, в свою очередь, со-

выпадают беспорядочные тепловые колебания около положений равновесия – узлов кристаллической решетки. Считается, что средняя длина свободного пробега электрона  $\lambda$  равняется среднему расстоянию  $\bar{l}$  между узлами решетки металла  $\lambda = 1 \cdot 10^{-10}$  м.

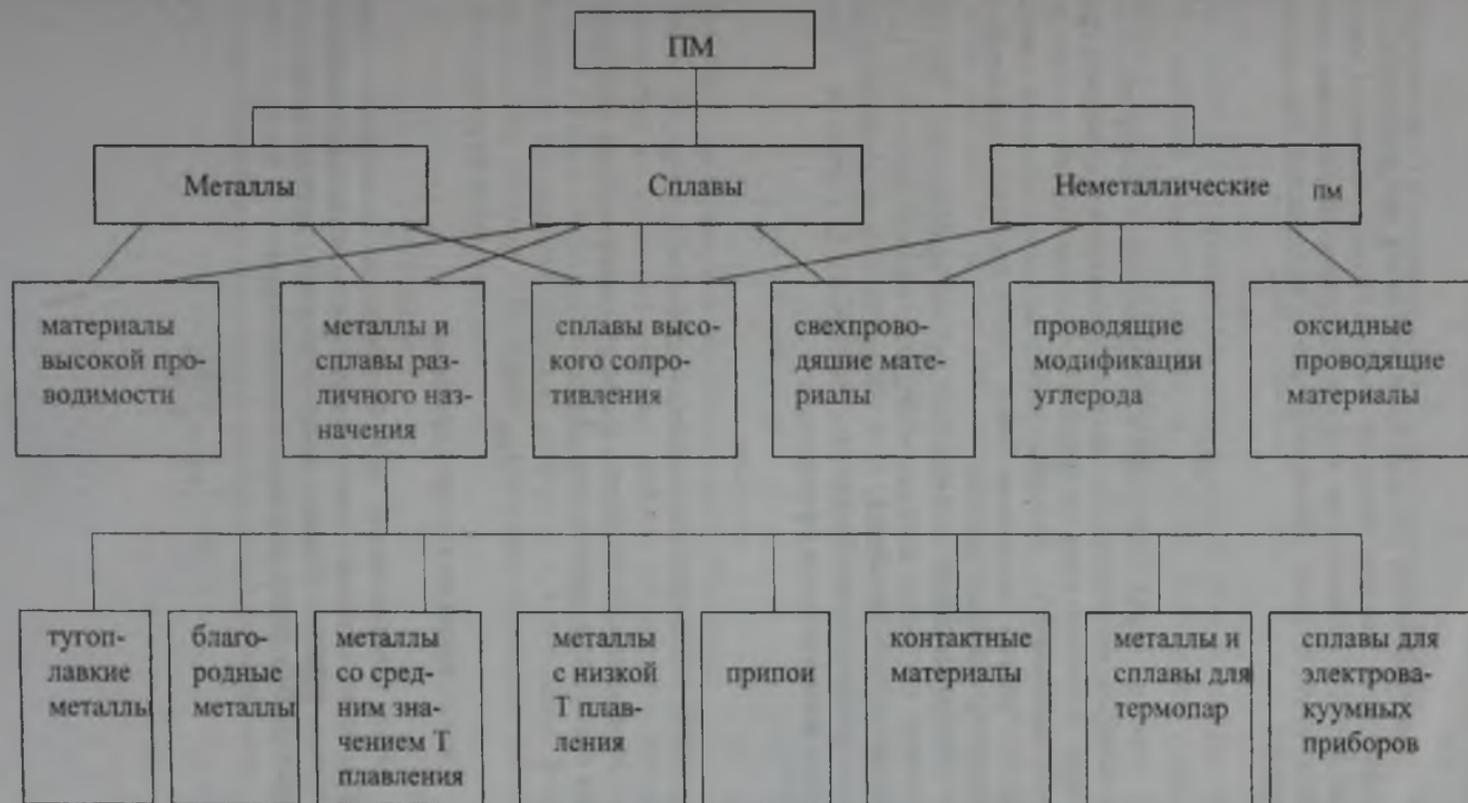
В соответствии с атомно – кинетической теорией идеальных газов скорость теплового движения электронов, находящихся в состоянии хаотического движения, линейно зависит от температуры

$$V_T = \sqrt{\frac{3KT}{m}} \quad (7.2)$$

где  $K$  – постоянная Больцмана;

$m$  – масса электрона;

$T$  – температура.



Электрический ток в металле возникает под действием электрического поля, которое вызывает упорядоченное движение электронов – их дрейф в направлении противоположном направлению вектора  $E$  напряженности поля. Плотность тока в проводнике определяется по формуле

$$J = ne\bar{v} \quad (7.3)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $n$  – концентрация электрона;  $\bar{v}$  – средняя скорость направленного движения электронов (скорость дрейфа), которая ничтожно мала по сравнению со средней скоростью их теплового движения  $V_T$ . Это объясняется малостью средней длины свободного пробега электронов между двумя последовательными столкновениями с ионами металла.

В классической электронной теории предлагается, что при соударениях с ионами металла электроны теряют полностью скорость упорядоченного движения. В промежутке между столкновениями с узлами решетки (ионами металла) электроны под действием электрического поля движутся с ускорением

$$a = eE/m \quad (7.4)$$

где  $E$  – напряженность электрического поля, В/м.

Максимальная скорость дрейфа, приобретаемая электроном к концу свободного пробега составляет

$$V_{\text{макс}} = a\tau_0 \quad (7.5)$$

где  $\tau_0$  – время свободного пробега.

После столкновения для большинства электронов скорость дрейфа падает до нуля, а накопленная кинетическая энергия передается атомам решетки. Отсюда средняя скорость дрейфа за время свободного пробега равна половине максимальной

$$V = \frac{1}{2}a\tau_0 = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \tau_0 \quad (7.6)$$

Подставляя (7.6) в формулу (7.3), получаем выражение для определения плотности тока

$$J = \frac{e^2 E n \bar{l}}{2m\bar{V}} = \frac{e^2 E n \lambda}{2m\bar{V}} = \gamma E \quad (7.7)$$

где  $\tau_0 = \bar{l}/\bar{V}$ ,  $\bar{l}$  - среднее расстояние между узлами решетки металла;  $\bar{V}$  - средняя скорость дрейфа;  $\lambda$  - длина свободного пробега электронов;  $\gamma$  - удельная электрическая проводимость

$$\gamma = \frac{e^2 n \lambda}{2m\bar{V}} \quad (7.8)$$

Таким образом, плотность тока проводимости равна произведению удельной электрической проводимости проводника на напряженность электрического поля в проводнике.

Выражение (7.7) называют законом Ома в дифференциальной форме. Величину обратную удельной электрической проводимости

$$\rho = 1/\gamma = m\bar{V}/e^2 n \lambda \quad (7.9)$$

называют удельным электрическим сопротивлением.

Вывод формулы (7.7) нельзя считать абсолютно строгим, так как принимались во внимание движение одного электрона, а выводы распространены на все свободные электроны. Было бы правильно рассмотреть ЭР на всю совокупность свободных электронов. Такой анализ показывает, что средняя скорость дрейфа  $\bar{V}$  в 2 раза выше, определенная по (7.6). Отсюда применяют следующее выражение для определения удельной проводимости

$$\gamma = e^2 n \lambda / m\bar{V} \quad (7.10)$$

Электроны в металле переносят не только электрический заряд, но и выравнивают в нем температуру, обеспечивая теплопроводность. Благодаря высокой концентрации свободных электронов теплопроводность преобладает над другими механизмами переноса теплоты.

Электронная теплопроводность может быть записана в виде

$$\lambda_e = \frac{1}{2} K n \bar{V} \lambda \quad (7.11)$$

где  $K$  – постоянная Больцмана;  $n$  – число электронов;  $\bar{V}$  – скорость дрейфа средняя.

Рассмотрим превращение энергии, происходящее при соударении электронов с ионами кристаллической решетки. В конце свободного пробега электрон теряет скорость упорядоченного движения, приобретенного под действием электрического поля. При этом энергия движения электрона преобразуется во внутреннюю энергию проводника, нагревающегося в процессе прохождения по нему электрического тока.

В единице объема проводника выделяется тепловая мощность

$$\omega = \gamma E^2 \quad (7.12)$$

Таким образом, объемная плотность тепловой мощности тока в проводнике равна произведению его удельной электропроводности на квадрат напряженности электрического поля в проводнике.

Выражение (7.12) отображает закон Джоуля-Ленца в дифференциальной форме.

Однако с помощью классической электронной теории электропроводности металлов нельзя объяснить низкую теплопроводность электронного газа, математические выражения (7.8) и (7.17) не показывают зависимость электрической проводимости от температуры и т.д.

В связи с этим русским ученым Я.И. Френкелем и немецким физиком А. Зоммерфельдом была разработана квантовая электронная теория металлов. Им удалось определить значение молярной теплоемкости электрического газа и объяснить малый вклад электронов в теплоемкость металлов. В соответствии с квантовой теорией удельная электропроводность определяется по формуле

$$\gamma = K n^{(2/3)} / \lambda \quad (7.13)$$

где  $K$  – численный коэффициент; остальные обозначения – прежние.

Для различных металлов скорости хаотического теплового движения электронов  $\bar{v}$  (при определенной температуре) примерно одинаковы. Незначительно различаются также и концентрации электронов  $n$  (например, для меди и никеля это различие меньше 10%). Поэтому значение удельной проводимости  $\gamma$  (или удельного сопротивления) в основном зависит от средней длины свободного пробега электронов в данном проводнике  $\lambda$ , которая, в свою очередь, определяется структурой проводникового материала.

### 7.3 Температурный коэффициент удельного сопротивления

Число носителей зарядов в металлическом проводнике  $n$  при повышении температуры практически остается постоянным. Однако вследствие усиления колебаний узлов кристаллической решетки с ростом  $T$  появляется все больше препятствий на пути направленного движения электронов т.е. уменьшается средняя длина пробега электрона  $\lambda$ , уменьшается подвижность электронов и, как следствие, уменьшается удельная проводимость (7.8).

Температурный коэффициент удельного сопротивления ( $^{\circ}\text{K}^{-1}$ ) определяется по формуле

$$d\rho = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} \quad (7.14)$$

На практике при изменении температуры в узких диапазонах используют выражение

$$\rho_2 = \rho_1 [1 + \alpha\rho(T_2 - T_1)] \quad (7.15)$$

где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  - удельные сопротивления проводникового материала при температуре  $T_1$  и  $T_2$  ( $T_2 > T_1$ );  $\alpha\rho$  - средний температурный коэффициент удельного сопротивления.

При переходе из твердого состояния в жидкое у большинства металлов наблюдается увеличение  $\rho$ , как видно, например, для меди на рис. 7.1. Удельное сопротивление увеличивается у тех металлов, у которых при плавлении увеличивается объем, т.е. уменьшается плотность, и, наоборот, у металлов (галлий, висмут), уменьшающих свой объем при плавлении, уменьшается.

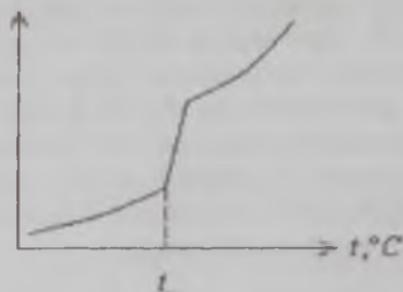


Рисунок 7.1 – Зависимость  $\rho = f(t, ^\circ\text{C})$  для меди. Скачок соответствует температуре плавления  $1083^\circ\text{C}$

#### 7.4 Влияние примесей на удельное сопротивление металлов

Примеси и нарушения правильной структуры металлов увеличивают их удельные сопротивления. Значительное возрастание  $\rho$  наблюдается при сплавлении двух металлов в том случае, если они образуют твердый раствор, когда атомы одного металла входят в кристаллическую решетку другого.

Для иллюстрации этого явления на рисунке 7.2 представлены зависимости параметров сплавов медь-никель от состава (в процентах по массе, где  $a$  – удельное сопротивление  $\rho$ ;  $b$  – температурный коэффициент удельного сопротивления  $\alpha_\rho$ ). Видно относительно малыми значениями  $\rho$  и большими значениями  $\alpha_\rho$  обладают чистые металлы (медь и никель).

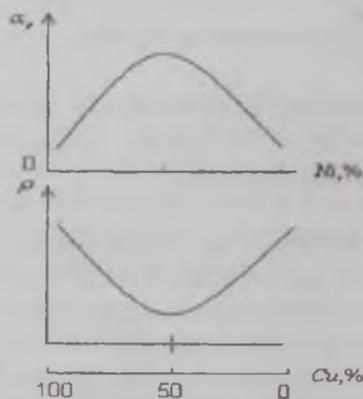


Рисунок 7.2 – Зависимость параметров сплавов медь-никель от состава

Если же сплав двух металлов создает отдельную кристаллизацию и структура застывшего сплава представляет собой смесь кристаллов каждого из компонентов, т.е. если эти кристаллы не образуют твердого раствора и искажение кристаллической решетки каждого компонента не наблюдается, то удельная проводимость  $\gamma$  сплава меняется с изменением состава приблизительно линейно, т.е. определяется арифметическим правилом смешения. Для примера на рисунке 7.3 представлена зависимость удельной проводимости  $\gamma$  сплавов медь – вольфрам от состава. Видно, что проводимость меди составляет максимальное значение, а вольфрама минимальное.

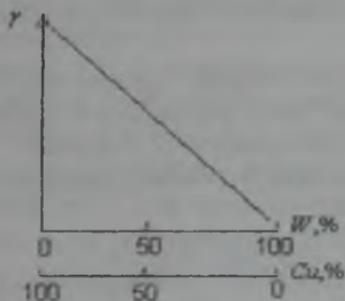


Рисунок 7.3 – Зависимость удельной проводимости  $\gamma$  сплавов медь-вольфрам от состава

Влияние металлов, входящих в сплав, на удельное сопротивление сплавов аналитически выражается зависимостью (закон Нордгейма)

$$\rho_{ст} = \rho_m + \rho_{ост} = \rho_m + CX_a X_b \quad (7.10)$$

где  $\rho_{тр}$  – сопротивление, обусловленное рассеиванием электронов на тепловых колебаниях решетки;  $\rho_{ост}$  – остаточное сопротивление, связанное с рассеянием электронов на неоднородностях структуры сплава;  $C$  – константа, зависящая от природы сплава;  $X_a$  и  $X_b$  – атомные доли компонентов в сплаве.

### 7.5 Термоэлектродвижущая сила

При соприкосновении двух различных металлических проводников между ними возникает разность потенциалов. Причина появления этой ЭДС заключается в различии значений работы выхода электронов из металлов, а также в том, что концентрация электронов, а следовательно, и давление электронного газа у разных металлов и

следовательно, и давление электронного газа у разных металлов и сплавов могут быть неодинаковыми. Из электронной теории металлов следует, что контактная разность потенциалов между металлами А и В равна

$$U_{AB} = U_B - U_A + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_A}{n_B} \quad (7.16)$$

где  $U_A$  и  $U_B$  – потенциалы соприкасающихся металлов;  $n_A$  и  $n_B$  – концентрация электронов в металлах А и В;  $k$  – постоянная Больцмана;  $e$  – абсолютная величина заряда электрона.

Если температуры «спаев» одинаковы, то сумма разности потенциалов в замкнутой цепи равна нулю. Иначе обстоит дело, когда один из спаев имеет температуру  $T_1$ , а другой – температуру  $T_2$  (рисунок 7.4). В этом случае между спаями возникает термо-ЭДС, равная

$$U = \frac{k}{e} (T_1 - T_2) \ln \frac{n_A}{n_B} \quad (7.17)$$

что можно записать в виде

$$U = \Psi (T_1 - T_2) \quad (7.18)$$

где  $\Psi$  – постоянный для данной пары проводников коэффициент термо-ЭДС, т.е. термо-ЭДС должна быть пропорциональна разности температур спаев.

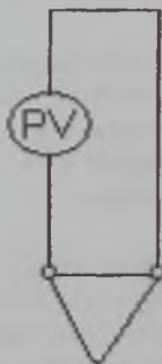


Рисунок 7.4 – Схема термометра

## 7.6 Сопротивление тонких металлических пленок.

### Размерные эффекты

Металлические пленки МП широко применяются в микроэлектронике в качестве межэлементных соединений, обкладок конденсаторов, магнитных и резистивных элементов интегральных схем. Электрические свойства МП отличаются от свойств объемных образцов исходного материала. Основными причинами являются:

- разнообразие структурных характеристик МП, получаемых методом конденсации молекулярных пучков в высоком вакууме от предельно неупорядоченного мелкодисперсного состояния (амфорный конденсатор) до структуры весьма совершенного монокристаллического слоя (эпитаксиальные пленки);

- размерные эффекты, т.е. с возрастающей ролью поверхностных процессов по сравнению с объемными. В частности в электропроводности размерный эффект возникает в том случае, когда толщина пленки оказывается соизмеримой со средней длиной свободного пробега электрона. На рисунке 7.5 приведены типичные зависимости удельного сопротивления  $\rho_\delta$  и температурного коэффициента удельного сопротивления  $\alpha\rho_\delta$  от толщины пленки. Пунктиром показаны значения  $\lg \rho_\delta$  и  $\alpha\rho_\delta$  для объемных образцов.

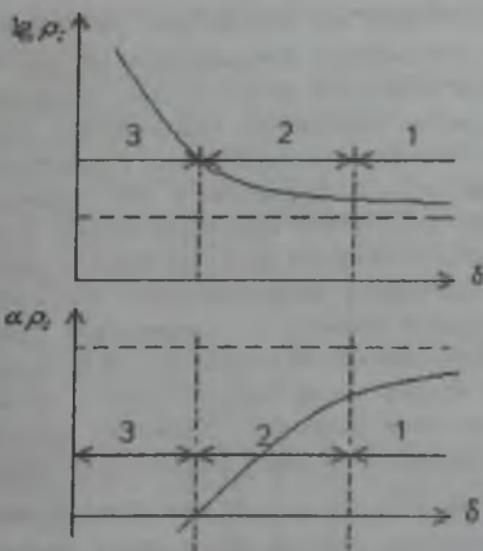


Рисунок 7.5 – Зависимости  $\lg \rho_\delta = f(\delta)$  и  $\alpha\rho_\delta = f(\delta)$

У металлических пленок наблюдается 3-и области: I - толщина МП около 0.1 мкм; II -  $\delta=10^{-1}-10^{-2}$  мкм; III -  $\delta\approx 10^{-3}$  мкм.

Для объяснений этих зависимостей нужно, принять во внимание, что МП имеют островную структуру, т.е. при малом количестве осажденного металла частицы располагаются на диэлектрической подложке (основании) в виде отдельных разрозненных зерен - островков. Электропроводность МП возникает при некотором количестве осажденного металла.

При приложении электрического поля (в плоскости пленки) происходит переход электронов через узкие зазоры между соседними островками.

Механизмами, ответственными за перенос заряда, являются термоэлектронная эмиссия и туннелирование; в частности туннелировать могут электроны, расположенные выше уровня Ферми, так как с увеличением температуры поверхностное сопротивление участков подложки без зерен металла падает (свойство диэлектриков). Эти причины и обуславливают отрицательный  $\alpha\rho_{\delta}$  при малой толщине (участок III).

При увеличении количества осажденного металла величина зазора между островками уменьшается, проводимость пленок растет, отрицательный  $\alpha\rho_{\delta}$  уменьшается, а затем меняет знак. Значение толщины металла, при которой  $\alpha\rho_{\delta}$  меняет знак, зависит от рода металла.

В процессе дальнейшей конденсации вещества на подложке происходит слияние островков и образуется проводящая цепочка, а затем такая же цепочка сплошного однородного слоя. Однако и в сплошной пленке удельное электрическое сопротивление больше, чем удельное сопротивление проводника. Это свидетельствует о высокой концентрации дефектов в кристаллической решетке: дислокаций, границ зерен, образующихся при срастании островков, и т.д.

Увеличение удельного электрического сопротивления пленки способствует размерный эффект, т.е. сокращение длины свободного пробега электронов вследствие их отражения от поверхности образца.

Электронная теория электропроводности металлов дает следующее объяснение этим явлениям. Характер зарождения и роста пленки зависит от многих случайных факторов, поэтому трудно получить точные сведения о  $\rho_{\delta}$  для пленок одинаковой толщины. В связи с этим для сравнительной оценки проводящих свойств тонких МП пользуются параметром сопротивления квадрата  $R_a$ , численно равным сопротивлению участка пленки, длина которого равна ширине при

прохождении тока через 2-е его противоположные грани параллельно поверхности подложки

$$R_s = \rho_s / \delta \quad (7.19)$$

В виду того, что не зависит от величины квадрата, сопротивление тонкопленочного резистора можно определить по формуле

$$R = R_s \frac{l}{d} \quad (7.20)$$

где  $l$  – длина резистора в направлении прохождения тока;  $d$  – ширина пленки.

Для изготовления тонкопленочных резисторов применяются пленки с  $R_{\text{см}} = 500 - 1000$  Ом/квадрат. В качестве резистивных материалов используют тугоплавкие металлы (вольфрам, молибден, хром и др.)

### 7.7 Материалы высокой проводимости

К этой группе относятся проводники с удельным электрическим сопротивлением  $\rho \leq 0.1$  мкОм·м. Наиболее распространенными является медь, алюминий и их сплавы.

7.7.1 Медь. Преимущества меди, обеспечивающие ей широкое применение в качестве проводника, следующие:

- малое удельное сопротивление (из всех металлов только серебро имеет несколько меньшее удельное сопротивление);
- достаточно высокая механическая прочность;
- удовлетворительная стойкость к коррозии (даже в условиях высокой влажности медь окисляется на воздухе медленнее чем железо);
- хорошая обрабатываемость – медь прокатывается в листы, ленты протягиваются в проволоку и т.д.;
- относительная легкость пайки и сварки.

Из выпускаемых марок стандартной меди в качестве проводящего материала используют медь М1 и М0. Маркировка произведена по содержанию примесей (0, 10%) кислорода должно быть не более 0.08%. Кислород является одним из наиболее вредных примесей. При его повышении ухудшаются механические и технологические свойства, затрудняется пайка и лужение. При содержании кислорода более 0.1% медь легко разрушается, обладает красноломкостью.

Лучшими свойствами обладает медь М0 (99.95% Си), в составе которой содержится не более 0.05% примесей, в том числе не свыше 0.02% кислорода. Такую медь получают из электролитической меди. Из меди М0 изготавливают наиболее тонкую проволоку.

При холодной протяжке получают твердую (холоднокатаную) медь МТ, которая имеет высокий предел прочности при растяжении, а также обладает твердостью и упругостью.

Если медь отжечь, то получают мягкую медь ММ, которая имеет большое удлинение перед разрывом. Из нее изготавливают гибкие кабели.

Сплав меди с цинком – латунь – обладает более высоким, чем медь, относительным удлинением перед разрывом при высоком пределе прочности на растяжение. Это дает латуни технологические преимущества перед медью при обработке штамповкой, глубокой вытяжкой и т.д.

Сплавы меди с оловом, хромом, кремнием, бериллием и др. Металлами называют бронзами. Бронзы имеют более высокие механические свойства чем медь. Из кадмиевой бронзы изготавливают контактные провода для  $ар_6$  электрифицированного транспорта и коллектора электрических машин постоянного тока.

Для уменьшения меди в проводниковых конструкциях применяют проводниковый биметалл. Это сталь, покрытая слоем меди, причем оба металла соединены прочно по всей поверхности. Для этого применяется электролитический метод. Медь осаждают электролитический на стальную проволоку, пропускаемую через ванну с раствором медного купороса.

Биметалл имеет механические и электрические свойства, промежуточные между свойствами медного и стального проводника того же сечения.

7.7.2 Алюминий является вторым по значению (после меди) проводниковым материалом. Он легче меди в 3.5 раза. Обладает пониженным по сравнению с медью свойствами – как механическими так и электрическими.

При одинаковых сечении и длине электрическое сопротивление алюминиевого провода больше, чем медного, в  $0.028 : 0.0172 = 1.63$  раза. Следовательно. Чтобы получить алюминиевый провод такого же электрического сопротивления, как медный, нужно взять его сечение в 1.63 раза большим, т.е. диаметр провода должен быть в  $\sqrt{1.63} \approx 1.3$  раза больше диаметра медного провода. Если же сравнить по массе два отрезка алюминиевого и медного проводов одной длины и одного

и тог же сопротивления, то окажется, что алюминиевый провод хотя и толще медного, но легче его в  $8.9/(2.7 \cdot 1.63) \approx 2$  раза.

Для электротехнических целей применяется алюминий марки А1, содержащий не более 0.5% примесей. Еще более чистый алюминий А1 применяется для изготовления фольги, электродов оксидных конденсаторов и т.д.

Алюминий наивысшей чистоты Аv0000 имеет содержание примеси не более 0.004%

Разные примеси Ni, Si, Zn и Fe снижает проводимость металла (проводника).

Алюминий весьма активно окисляется и покрывается тонкой оксидной пленкой с большим электрическим сопротивлением. Эта пленка предохраняет алюминий от дальнейшей коррозии, и создает большое переходное сопротивление в местах контакта и делает невозможным пайку алюминия обычными методами. Для пайки алюминия применяются специальные пасты-припой или используются ультразвуковые паяльники.

Контакт Си-А1 при показании влаги образует гальваническую пару с высоким значением ЭДС. Причем полярность этой пары такова, что ток идет от А1 к Си и алюминиевый проводник сильно разрушается.

Поэтому контактов Си-А1 в эксплуатации стараются избежать.

Алюминиевые сплавы обладают повышенной механической прочностью. Сплав альдрей, содержащий 0.3-0,5% Mg, 0.4 – 0.7 Si и 0.2 - 0.3% Fe (остальное А1), практически сохраняет легкость алюминия, близок к нему по удельному сопротивлению, а по механической прочности приближается к твердотянутой меди.

Сталеалюминевый провод, широко применяемый в линиях электропередачи, представляет собой сердечник, свитый из стальных жил и прочность определяется главным образом стальным сердечником, а электрическая проводимость – алюминием.

### 7.8 Самостоятельная работа студентов

Необходимо изучить основные характеристики и область применения следующих материалов:

- контактные материалы;
- сплавы высокого сопротивления (нихромы, константы, манганин, фехраль, хромаль);
- сплавы для термопар;
- припой;
- электротехнические угольные изделия;

## 8 Полупроводниковые материалы

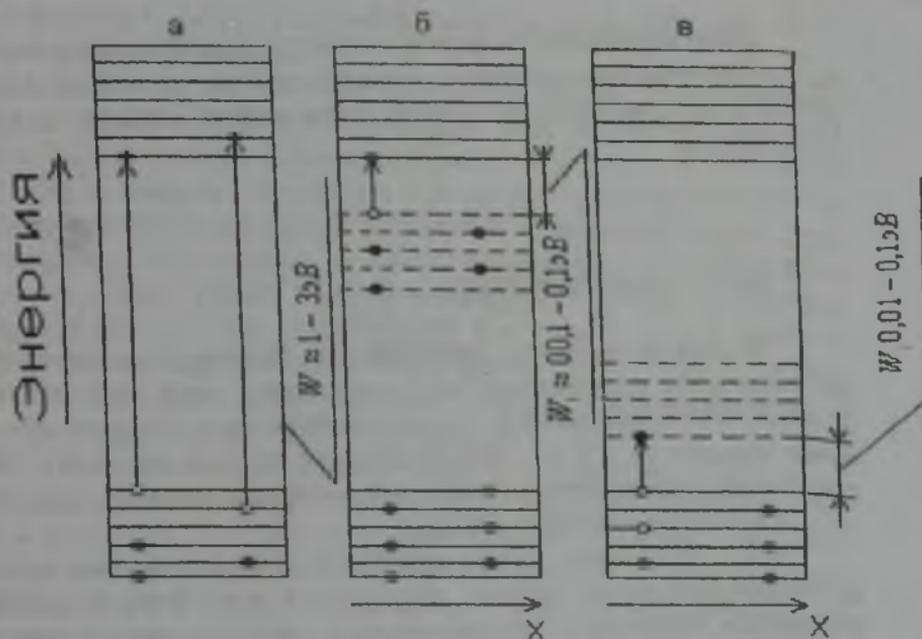
### 8.1 Общие сведения

Вещества с электронной проводимостью, удельное сопротивление которых при нормальной температуре больше чем у проводников, но меньше чем у диэлектриков относятся к полупроводникам. Управляемость электропроводностью полупроводников посредством температуры, света, электрического поля и механических усилий положена в основу принципа действия соответственно терморезисторов (термисторов), фоторезисторов, нелинейных резисторов (варисторов), тензорезисторов, диодов, тиристоров и т.д.

Изготовленные из полупроводниковых материалов приборы имеют большой срок службы и малые габариты и массу; отличаются простотой и надежностью, потреблением небольшой мощности и т.д.

### 8.2 Электропроводность полупроводников

8.2.1 Собственные полупроводники. Полупроводник, не содержащий примесей, влияющих на его электропроводность называется собственным. Этот проводник имеет на очень широкую запрещенную зону в энергетической диаграмме (рисунок 8.1)  $W = 1-3$  эВ. Чтобы электрон стал свободным и перешел в зону свободных энергетических уровней, необходимо затратить некоторую энергию, чтобы разорвать его связь с определенным атомом. Такой энергией может явиться энергия тепловых колебаний решетки, энергия фотона, корпускулярного излучения (рисунок 8.1, а). Поглотив фотон достаточной энергии, электрон становится свободным, преодолев запрещенную зону электрон становится свободным и может теперь осуществить перенос тока. Это уже обычный электронный механизм переноса тока.



а – собственный проводник; б – полупроводник с донорной примесью, электропроводность дырочная (р-типа)

Рисунок 8.1 – Влияние примесей на энергетическую диаграмму полупроводников

Однако в собственном проводнике наблюдается и другой механизм. Действительно, в валентной зоне появилось еще одно свободное состояние – дырка в распределении электронов по состояниям валентной зоны. Это позволяет электронам нижних уровне переместиться ближе к запрещенной зоне. В результате чего дырка будет двигаться против направления поля.

Движение дырки осуществляет перенос положительного заряда. Следовательно, в собственном полупроводнике осуществляется электронный (отрицательный) дырочный (положительный) механизм переноса тока. При чем число электронов в свободной зоне всегда равно числу дырок в валентной зоне.

Если подвижность дырок и электронов обозначить через  $u_p$  и  $u_n$ , концентрацию электронов через  $n$ , а дырок  $-p$ , то удельная проводимость собственного полупроводника можно записать следующим выражением

$$j = e n u_n + e p u_p \quad (8.1)$$

где  $e$  – заряд электрона.

Подвижность  $u_n$  и  $u_p$  неодинаковы. Электроны и дырки обладают различной инертностью при движении в поле кристаллической решетки полупроводников, т.е. отличаются друг от друга эффективными массами  $m_n^*$  и  $m_p^*$ . В большинстве случаев  $m_n^* < m_p^*$ . Отсюда собственная электропроводность полупроводника имеет слабо преобладающий электронный характер.

8.2.2 Примесные полупроводники. Под примесями понимают не только включение атомов посторонних элементов, но также всевозможные нарушения кристаллической решетки: пустые узлы; атомы, оказавшиеся в междоузлиях решетки: дислокация или сдвиги, возникшие при пластической деформации. Если примесные атомы находятся в узлах кристаллической решетки, то они называются примесями замещения, если в междоузлиях – примесями внедрения. Полупроводниковые приборы с примесями внедрения встречаются редко.

Рассмотрим роль тех примесей в электропроводности полупроводника, атомы которых создают дискретные электрические уровни в пределах запрещенной зоны (рисунок 8.2, б, в).

8.2.3 Доноры. Заполненные при отсутствии внешних энергетических воздействий (теплота, свет) примесные уровни расположены в запрещенной зоне около «дна» зоны проводимости (рисунок 8.1, б). при этом энергия активации примесных атомов меньше, чем ширина запрещенной зоны основного полупроводника, а потому при нагреве тела переброс электронов примеси будет опережать возбуждение электронов решетки. Положительные заряды возникающие у отдаленных друг от друга примесных атомов ( на рисунке 8.1, б) уровни примеси показаны с разрывами), остаются локализованными, т.е. не могут блуждать по кристаллу и участвовать в электропроводности. Полупроводник с такой примесью имеет концентрацию электронов, большую, чем концентрация дырок, появившихся за счет перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости, и его называют полупроводником  $n$  – типа, а примеси,

полупроводником  $n$  – типа, а примеси, поставляющие электроны в зону проводимости, – донорами.

8.2.4 Акцептор. Другие примеси могут внести незаполненные уровни, располагающиеся в запрещенной зоне основного полупроводника вблизи «потолка» валентной зоны. Тепловое возбуждение будет в первую очередь забрасывать электроны из валентной зоны на эти свободные примесные уровни. Ввиду разобщенности атомов примеси электроны, заброшенные на примесные уровни, не участвуют в электрическом токе. Такой полупроводник будет иметь концентрацию дырок, большую, чем концентрация электронов, перешедших из валентной зоны в зону проводимости и его называют полупроводником  $p$  – типа. Примеси, захватывающие электроны из валентной зоны полупроводника, называют акцепторами (рис. 8.1, в).

8.2.5 Основные и неосновные носители заряда. Те носители заряда, концентрация которых в данном полупроводнике больше, называются основными, а те, концентрации которых меньше, – неосновными. Так, в полупроводниках  $n$  – типа электроны являются основными носителями, а дырки – неосновными. В полупроводнике  $p$  – типа основные носители дырки, а неосновные – электроны. Примесная электропроводность для проявления требует меньших энергетических воздействий (сотые доли электрон-вольта), чем собственная, поэтому она обнаруживается при более низкой температуре, чем собственная электропроводность полупроводника.

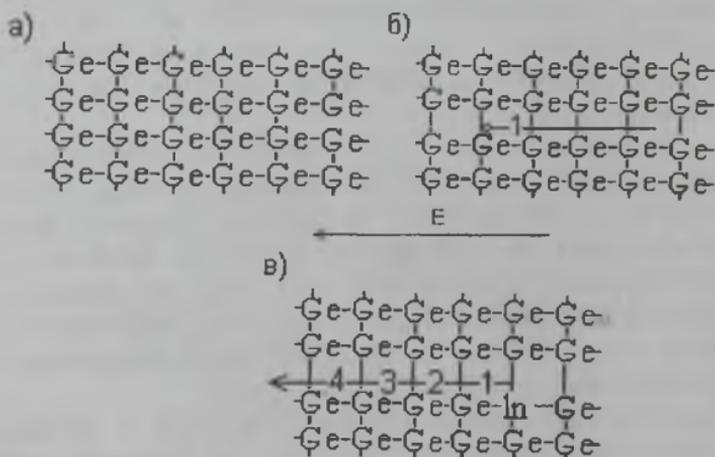
8.2.6 Примеси замещения. Германий и кремний – элементы 4 группы таблицы Менделеева – имеют структуру, в которой каждый атом окружен 4 ближайшими соседями. В данной структуре имеются ковалентные связи.

Для выяснения роли атома замещения в кристаллической решетке германия заменяют реальную трехмерную решетку плоской сеткой, как показано на рисунке 8.3, а. Валентные электроны закреплены за своими атомами и не блуждают по кристаллу. Если на место одного из атомов германия в какой-либо узел решетки попадает посторонний атом другой химической природы и иной валентности. То система валентных связей в этом месте кристалла оказывается нарушенной, и могут быть два случая (рисунок 8.2, б и в).

Рассмотрим кристаллическую решетку германия с примесью мышьяка – элемента пятой группы, у которого на внешней орбите расположено пять электронов (рисунок 8.2, б). Попав в узел решетки германия и связав четыре из своих электронов, такая примесь дает избыточный слабо связанный электрон 1, который под влиянием тепловой энергии может начать беспорядочно блуждать по кристаллу, а

под воздействием электрического поля он станет направленно перемещаться (электропроводность типа  $n$ ). Атом примеси, потерявший электрон, представляет собой положительно заряженную частицу, неподвижно закрепленную в данном месте решетки полупроводника. В рассмотренном случае примесь электрона пятой группы периодической системы будет донорной.

Если в решетке германия находится примесь – элемент третьей группы - индий, имеющий на внешней орбите три валентных электрона, то такая примесь создает в решетке дырку (рисунок 8.2, в). В данном случае атом примеси может заимствовать электрон у одного из соседних атомов германия и стать отрицательно заряженной частицей, неподвижно закрепленной в данном месте решетки полупроводника, а дырка начнет блуждать по кристаллу. При приложении электрического поля, как показано на рисунке 8.2, в, электрон будет взят от левого атома германия, который при этом получит положительный заряд  $i$ , в свою очередь, захватит электрон следующего, т.е. дырка будет направленно передвигаться справа налево (электропроводность типа  $p$ ). На самом деле в этом случае движутся только электроны 1, 2, 3, 4-й, но их эстафетное перескакивание с атома на атом можно формально описать как движение одной дырки, перемещающейся в направлении, обратном в направлении, обратном направлению поля. Примесь элемента третьей группы периодической системы будет акцепторной.



а – без примесей; б – с донорной примесью мышьяка; в – с акцепторной примесью индия (1-4 – номера электронов)

Рисунок 8.2 – Схематическое изображение кристаллической решетки германия

### 8.3 Определение типа электропроводности полупроводника

Оба типа электропроводности полупроводников представляют собой реальные физические примеси, в чем легко убедится при помощи опытов (рисунок 8.4).

Если поместить пластину из полупроводника во внешнее поперечное магнитное поле  $H$  и приложить в направлении длины ее разность потенциалов, создающую электрическое поле  $E$ , то вследствие смещения движущихся носителей заряда к одной из граней пластинки возникает поперечная ЭДС, измеряемая вольтметром  $U$ . Направление смещения зарядов определяется по правилу «левой руки», относящемуся к техническому направлению тока. Из рисунка 8.3, видно, что при изменении типа электропроводности меняется и направление отклонения указателя вольтметра.

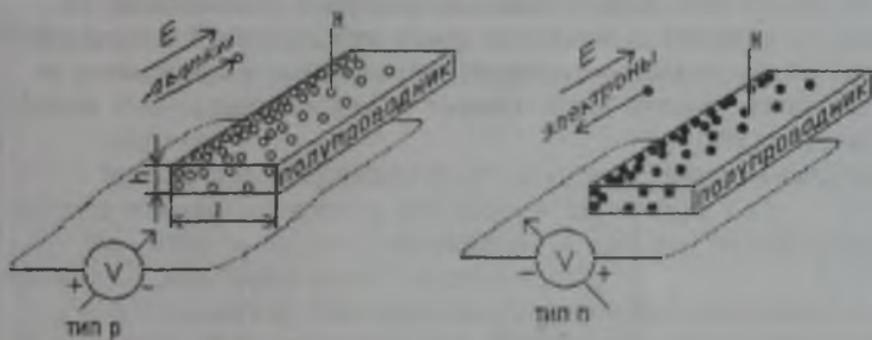


Рисунок 8.3 – Определение типа электропроводности полупроводников при помощи эффекта Холла

Милливольтметр показывает величину напряжения поперечной ЭДС

$$U_x = X \frac{IB}{h} \quad (8.2)$$

где  $I$  – ток;  $B$  – магнитная индукция;  $h$  – толщина полупроводниковой пластины;  $X$  – коэффициент Холла.

На этой же установке можно определить значения коэффициента Холла, если измерить величины входящие в формулу (8.2). Коэффициент Холла в системе изменяется в  $m^3/Kл$ .

## 8.4 Воздействие внешних факторов на электропроводность полупроводников

8.4.1 Температурная зависимость концентрации носителей заряда. Концентрация носителей в полупроводнике, например  $n$  – типа зависит от температуры и концентрации примесей (рисунок 8.4). В области низких температур участок нижней ломанной между точками а и б характеризует только концентрацию носителей, обусловленную примесями. Наклон прямой на этом участке определяется энергией активации примесей. С увеличением температуры число носителей, поставляемых примесями, возрастает до тех пор, пока не истощатся электронные ресурсы примесных атомов (точка б). На участке б-в примеси уже истощены, а электроны еще не переходят через запрещенную зону. Участок кривой с постоянной концентрацией носителей заряда называют областью истощения примесей. Дальнейший рост температуры приводит к быстрому росту концентраций носителей вследствие перехода электронов через запрещенную зону (участок в-и). Наклон этого участка характеризует ширину запрещенной зоны полупроводника  $W$ .

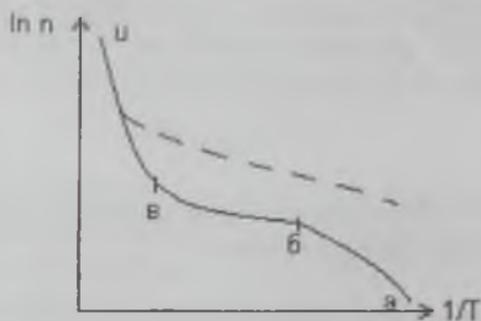


Рисунок 8.4 — Зависимость концентрации носителей заряда в полупроводнике от температуры

С увеличением концентрации примесей в полупроводнике ломанная линия абв несколько повышается (штриховая линия на рисунке 8.4).

8.4.2 Температурная зависимость подвижности носителей. Согласно экспериментальным данным у некоторых полупроводников и даже диэлектриков — веществ со значительно меньшей удельной проводимостью, чем металлы, подвижность носителей может быть на несколько порядков больше, т.е. электроны в плохо проводящих кри-

сталлах могут двигаться более свободно, чем в металлах. Подвижность носителей заряда

$$U = \frac{e}{m^*} \tau_0 \quad (8.3)$$

Большая подвижность может быть обусловлена малой эффективной массой носителя заряда  $m^*$  и большим временем свободного пробега или, точнее, временем релаксации  $\tau_0$ . В полупроводниках эффективная масса носителей заряда может быть как больше, так и меньше массы свободного электрона. Время релаксации, характеризующее спадание тока после снятия поля, обуславливается процессами рассеяния движущихся в полупроводниках электронов.

Причинами рассеяния носителей заряда в полупроводниках, влияющих на температурную зависимость подвижности, являются:

- тепловые колебания атомов или ионов кристаллической решетки;
- примеси;
- всевозможные дефекты решетки (пустые узлы; искажения, вызванные атомами внедрения; дислокации, трещины и т.д.)

Чем больше частота столкновений и чем они интенсивнее. Тем меньше  $\tau_0$ , а следовательно, и подвижность.

8.4.3 Температурная зависимость удельной проводимости полупроводников. Рассмотрев влияние температуры на концентрацию и подвижность носителей заряда; можно представить и характер изменения удельной проводимости при изменении температуры. В полупроводниках с атомной решеткой (а также в ионных кристаллах при повышенных температурах) подвижность меняется при изменении температуры сравнительно слабо (по степенному закону), а концентрация – очень сильно (по экспоненциальному закону). Поэтому температурная зависимость удельной проводимости подобна температурной зависимости концентрации. В области истощения (концентрация постоянна) изменение удельной проводимости обусловлено температурной зависимостью подвижности.

Температурная зависимость удельной проводимости полупроводника есть результат изменения концентрации и подвижности носителей заряда (рисунок 8.5). В области низких температур полупроводник характеризуется примесной электропроводностью, а в области высоких температур – собственной электропроводностью. В области примесной электропроводности приведены две кривые для различных значений концентрации примесей  $n_1$  и  $n_2$ .

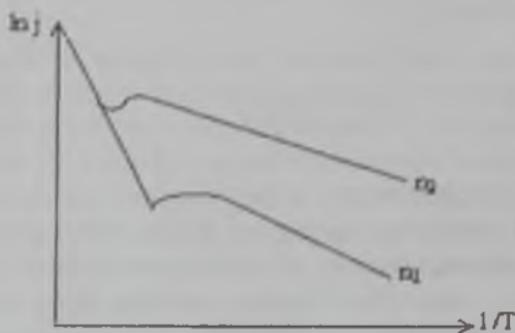


Рисунок 8.5 – Кривые зависимости удельной проводимости полупроводника от температуры при различных концентрациях носителей ( $n_1 < n_2$ )

Математическое выражение для определения температурной зависимости полупроводников имеет вид

$$j = A \exp(-W/2 kT) \quad (8.4)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана;  $W$  – энергия активации;  $A$  – постоянная величина, характерная для данного проводника.

8.4.4 Влияние деформации на электропроводность полупроводника. Электропроводность твердых кристаллических тел изменяется при деформации вследствие увеличения или уменьшения (растяжение, сжатие) межатомных расстояний, приводящих к изменению концентрации и подвижности носителей. Концентрация носителей заряда может стать меньше или больше вследствие изменения ширины энергетических зон кристалла и смещения примесных уровней, что в свою очередь изменяет энергию активации носителей и изменяет их активные массы, входящие в выражения концентрации носителей заряда. Подвижность носителей заряда меняется из-за уменьшения (увеличения) амплитуды колебания атомов при их сближении (удалении). Для металлов основным является изменение подвижности, а для полупроводников изменение концентрации носителей заряда, определяемое энергией активации. Ширина запрещенной зоны может, как увеличиваться, так и уменьшаться при сближении атомов, и у различных полупроводников одна и та же деформация может вызывать как увеличение, так и уменьшение удельной проводимости.

Величиной, численно характеризующей изменение удельной проводимости (удельного сопротивления) полупроводников при определенном виде деформации, является тензочувствительность

$$d_{\rho} = \frac{\Delta \rho / \rho}{\Delta l / l} \quad (8.5)$$

которая представляет собой отношение относительного изменения удельного сопротивления полупроводника к относительной деформации в данном направлении.

8.4.5 Влияние сильных электрических полей на электропроводность полупроводников. Электропроводность полупроводников зависит от напряженности электрического поля. Как видно из рисунка 8.6. при низких значениях напряженности поля (до некоторого критического значения  $E_k$ ) соблюдается закон Ома, и удельная проводимость не зависит от напряженности поля, а при более высоких напряженностях поля начинается интенсивный удельный рост удельной проводимости по экспоненциальному закону, приводящий к разрушению структуры полупроводника. С ростом температуры кривая удельной проводимости перемещается вверх, а наклон возвышающейся части становится меньше. Для полупроводников зависимость удельной проводимости напряженности поля описывается выражением

$$\gamma_a = \exp(\beta \sqrt{E}) \quad (8.6)$$

где  $\gamma$  – удельная проводимость полупроводника при  $E < E_k$ ;  
 $\beta$  – коэффициент, характеризующий полупроводник.

Возрастание проводимости обусловлено ростом числа носителей заряда, так как под влиянием поля они легче освобождаются тепловым возбуждением. При дальнейшем росте поля может появиться механизм ударной ионизации, иногда приводящий к разрушению структуры полупроводника.

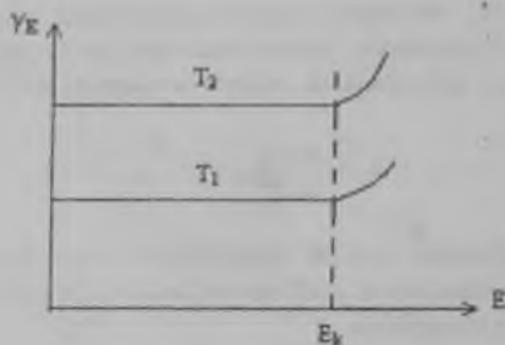


Рисунок 8.6 – Зависимость удельной проводимости полупроводника от напряженности электрического поля при различной температуре окружающей среды ( $T_1 < T_2$ )

### 8.5 Полупроводниковые материалы

Девять элементов таблицы Д.И. Менделеева обладают свойствами полупроводников. Исторически элемент германий определил научно-техническую революцию в полупроводниковой электронике, однако кремний быстро завоевал первое место в дискретных приборах, микросхемах и т.д.

8.5.1 Германий. В зависимости от примеси может обеспечить электропроводность типа *n* и типа *p*. Применяется для изготовления полупроводниковых диодов, тиристоров, и т.д., которые широко применяются в преобразовательной технике.

Полупроводниковый диод (рисунок 8.7) представляет собой двухслойную структуру, которая образуется в одном кристалле. Один слой имеет электропроводность *n*-типа, а другой *p*-типа.

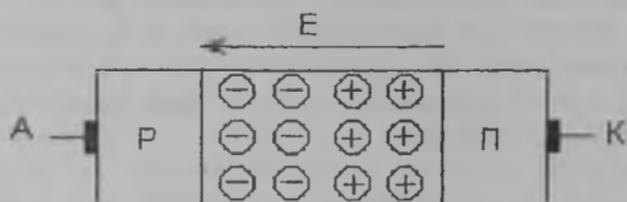


Рисунок 8.7 – Полупроводниковый диод

Эти два слоя разделены слоем собственной электропроводностью. В нем сосредоточен пространственный заряд, положительно заряженных ионов донорной примеси со стороны полупроводника *n*-

типа и отрицательно заряженных электронов акцепторной примеси – со стороны полупроводника р-типа.

Механизм появления пространственного заряда следующий. При создании n-р перехода в одной части полупроводника появляется большая концентрация электронов, а в другой дырок, возникает их диффузия в соседней области. Но уход электронов из n-области нарушает электропроводность этой области; она заряжается положительно за счет положительно заряженных ионов доноров. К этому же приводит приход дырок в n-область. Наоборот р-область заряжается отрицательно за счет пришедших электронов и нескомпенсированных зарядов акцепторов. Но если две части полупроводников заряжаются, то между ними возникает контактное электрическое поле, направленное от n-области к р-области. Напряженность  $E$  этого поля препятствует дальнейшему переходу электронов из n-области в р-область и обратному потоку дырок.

Теперь, если положительный полюс внешнего источника напряжения подсоединен к р-области, а отрицательный к n-области, т.е. поле внешнего источника направлено навстречу контактному полю и больше его, то потенциальный барьер исчезает и через полупроводник потечет электрический ток, зависящий от приложенного напряжения (рисунок 8.8). Однако, если положительный полюс источника напряжения подсоединен к n-области, а отрицательный к р-области, то внешнее поле совпадает с контактным полем и увеличивает потенциальный барьер. В этом случае ток очень маленький и не зависит от величины приложенного напряжения.

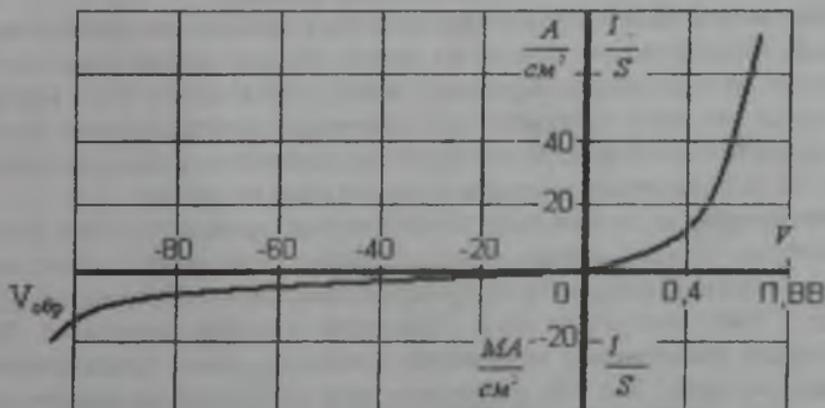


Рисунок 8.8 – Вольт – амперная характеристика силового германиевого выпрямителя с воздушным охлаждением

8.5.2 Кремний. В настоящее время кремний является основным материалом для изготовления полупроводниковых приборов: диодов, транзисторов, фотоэлементов, тензопреобразователей и твердых схем микроэлектроники. При изготовлении кремния верхний и нижний предел рабочей температуры приборов может составлять в зависимости от степени очистки материала 120 - 200°C, что значительно выше, чем для германия.

## **8.6 Самостоятельная работа студентов**

Необходимо изучить:

- воздействие света на электропроводность полупроводников
- полупроводниковые химические соединения и материалы на их основе.

## **9 Магнитные материалы**

### **9.1 Электромагнитные явления. Классификация веществ по магнитным свойствам**

В прошлом веке было установлено, что в пространстве вокруг провода с электрическим током возникают магнитные силы, действующие на другие проводники с током и на различные вещества. Особенно большое влияние магнитные силы оказывают на тела, состоящие из железа, стали и некоторых сплавов. Эти силы передаются с помощью материальной среды, которая находится в особом напряженном состоянии и называется магнитным полем.

Магнитное поле всегда создается движущимися электрическими зарядами. Неподвижные заряды не могут создать магнитного поля. Вокруг них, как мы знаем, образуется электростатическое поле. Кроме того, магнитное поле возникает при изменении электрического поля. Само магнитное поле действует только на движущиеся электрические заряды. На неподвижные заряды магнитное поле не влияет.

Магнитное поле обладает способностью проникать через многие вещества – воздух, стекло, бумагу, картон, медь, воду, а также через разряженное (безвоздушное) пространство. Таким образом, вокруг провода с током магнитное поле образуется в любых веществах. По современным физическим воззрениям магнитное поле представляет собой вид материи. Так как магнитное поле действует на различные предметы и может приводить их в движение, то ясно, что оно обладает энергией.

Магнитное поле, возникающее при протекании постоянного тока по проводящей среде, графически изображаются магнитными силовыми линиями и в каждой точке характеризуется вектором магнитной индукции  $\vec{B}$ , направленными по касательной к линиям поля (рисунок 9.1). Направление этого вектора определяется правилом правого винта.

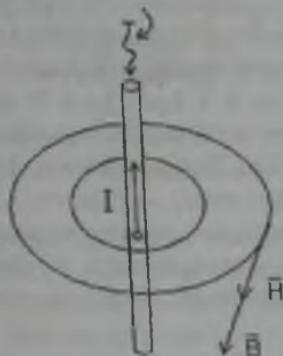


Рисунок 9.1 – Магнитное поле прямолинейного тока

Наряду с вектором магнитной индукции  $\vec{B}$  при рассмотрении магнитного поля пользуется скалярной величиной  $\Phi$  – потоком вектора магнитной индукции через некоторую поверхность  $S$  (рисунок 9.2)

$$\Phi = \int \vec{B} d\vec{S} = \int B dS \cos(\angle B, d\vec{S}) \quad (9.1)$$

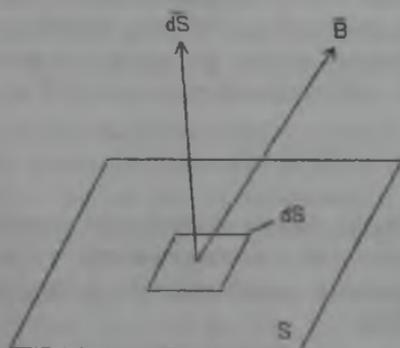


Рисунок 9.2 – Определение потока вектора магнитной индукции

При однородном магнитном поле, когда для всех точек пространства  $B = \text{const}$  и его направление перпендикулярно к плоскости  $S$ , магнитный поток

$$\Phi = BS \quad (9.2)$$

Магнитный поток в системе СИ измеряется в веберах (Вб). Эта единица измерений названа в честь немецкого ученого В.Вебера.

Магнитная индукция представляет собой плотность магнитного потока. Если  $\Phi = 1$  Вб и  $S = 1$  м<sup>2</sup>, то и  $B$  будет равна единице. Эта единица измерений магнитной индукции в честь югославского ученого Тесла названа тесла (Тл). Таким образом,  $1$  Тл –  $1$  Вб/м<sup>2</sup>.

Для характеристики силы магнитного поля вместо магнитной индукции  $B$  часто применяют вспомогательную величину – вектор напряженности поля  $H$ , совпадающей по направлению с вектором магнитной индукции и связанной с ним уравнением

$$H = B/\mu_a \quad (9.3)$$

Здесь  $\mu_a$  есть так называемая абсолютная магнитная проницаемость. Она характеризует магнитные свойства среды, в которой создано магнитное поле.

Если в некоторой области магнитные силовые линии расположены равномерно, то поле в этой области называют однородным. Магнитная индукция  $B$  в нем везде одна и та же. Такое поле возникает внутри тороидальной катушки (рисунок 9.3).

В тороидальной катушке напряженность поля тем больше, чем больше произведение тока  $I$  на число витков  $\omega$  и чем меньше длина  $l$  окружности, вдоль которой выполнена намотка. Иначе говоря  $l$  есть средняя длина силовой линии. формула для расчета напряженности поля тороидальной катушки имеет следующий вид

$$H = I\omega / l \quad (9.4)$$

По этой формуле можно установить единицу напряженности поля. Произведение  $I\omega$  равно одному амперу и  $l$  равно одному метру, то  $H$  также равно единице, следовательно, напряженность измеряется в амперах на метр (А/м).

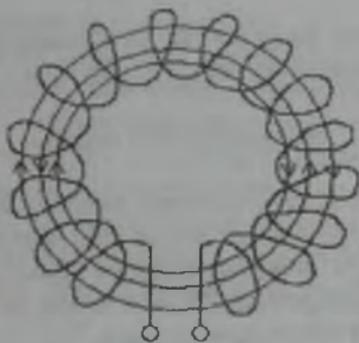


Рисунок 9.3 – Торoidalная катушка

Если в магнитном поле, созданное в воздухе или в безвоздушном пространстве, поместить какое-либо тело, то поле будет изменяться. В одних телах магнитный поток получается сильнее, чем в окружающем пространстве. Это так называемые парамагнитные вещества. Другие вещества, наоборот, ослабляют магнитный поток. Они называются диамагнитными.

Величина, показывающая, во сколько раз изменяется магнитный поток в данном веществе по сравнению с магнитным потоком в воздухе, называется относительной магнитной проницаемостью или просто магнитной проницаемостью вещества и обозначается  $\mu$ . Конечно сравнивать следует магнитные потоки, проходящие через одинаковые площади.

Магнитная проницаемость является важной величиной, характеризующей магнитные свойства различных веществ. Для парамагнитных веществ  $\mu > 1$ , а для диамагнитных  $\mu < 1$ . У большинства диамагнитных и парамагнитных веществ  $\mu$  незначительно отличается от единицы. Строго говоря  $\mu = 1$  только для безвоздушного пространства (вакуум).

Однако для воздуха практически можно считать, что  $\mu = 1$ .

Как было указано ранее, магнитные свойства веществ характеризует также абсолютная магнитная проницаемость  $\mu_a$ , связанная с относительной магнитной проницаемостью соотношением

$$\mu_a = \mu_0 \mu \quad (9.5)$$

Здесь  $\mu_0$  представляет собой абсолютную магнитную проницаемость вакуума (воздуха). Ее называют магнитной постоянной и она

равна  $\mu_0=4\cdot 10^{-7}$  Ом·с/м. Если ввести  $\mu_0$  в ранее приведенные формулы для основных магнитных величин, то получим

$$B = \mu_0 \mu H; \quad \Phi = \mu_0 \mu HS \quad (9.6)$$

Среди парамагнитных веществ особое место занимает ферромагнитные вещества, у которых магнитная проницаемость достигает сотен, тысяч и выше. К ферромагнитным веществам, имеющих широкое применение в электротехнике относятся, в частности, сталь, никель, кобальт, а также некоторые сплавы.

Значительное увеличение магнитного потока в ферромагнитных телах объясняется тем, что такие тела под действием внешнего магнитного поля намагничиваются и создают собственное магнитное поле. Оно складывается с намагничивающим полем и результирующее поле становится более сильным.

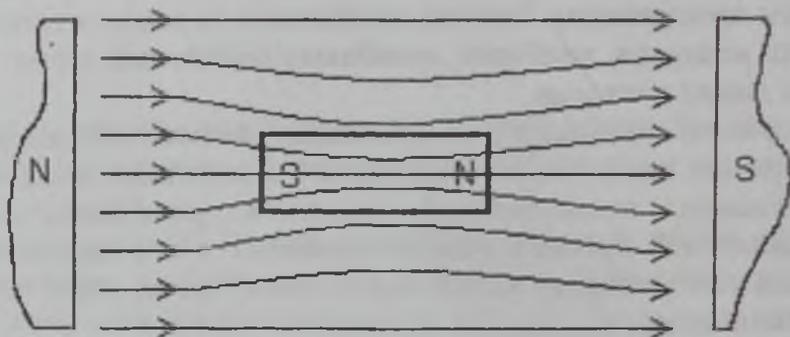


Рисунок 9.4 – Ферромагнитное вещество в магнитном поле

Магнитная индукция результирующего поля  $B$  является суммой индукции  $B_0$  внешнего намагничивающего поля и индукции  $B_{\text{внут}}$  внутреннего поля, возникшего под действием внешнего поля

$$B = B_0 + B_{\text{вн}} \quad (9.7)$$

На рисунке 9.4 показано изменение магнитного поля, когда в него помещен ферромагнетик. Силовые линии поля втягиваются в этот предмет и в нем получается значительно более сильный магнитный поток, нежели в окружающем пространстве.

## 9.2 Природа магнитных материалов

Современная физика объясняет магнитные свойства различных веществ следующим образом. Электроны, движущие вокруг ядра атома, представляют собой элементарные электрические токи, которые и создают магнитные поля. Если вещество не является ферромагнитным, то в нем элементарные магнитные поля расположены беспорядочно, т.е. имеют различные направления. В таком веществе не создается заметного результирующего поля, а сами внутриатомные магнитные поля во внешнем пространстве практически не обнаруживаются.

Под действием внешнего магнитного поля происходит изменение расположения элементарных магнитных полей. Но у веществ, имеющих значение  $\mu$  близкое к единице, такое изменение незначительно.

При этом у парамагнитных веществ результирующее магнитное поле элементарных токов складывается с внешним полем. Получается незначительное усиление поля. В диамагнитных веществах, наоборот, результирующее поле элементарных внутриатомных токов направлено навстречу внешнему и происходит незначительное ослабление поля. После прекращения влияния внешнего поля элементарные токи снова располагаются в беспорядке и результирующее внутреннее поле исчезает.

Иные явления наблюдаются в ферромагнитных веществах. При нормальных температурах они имеют кристаллическое строение. Маленькие кристаллы ферромагнитных веществ состоят из отдельных намагниченных областей, называемых доменами и имеющих размеры около  $10^{-2} - 10^{-3}$  см. В каждом домене магнитные поля атомов расположены в определенном порядке, т.е. имеют одинаковые направления. В ненамагниченном теле магнитные поля доменов имеют различные направления (рисунок 9.5, а). Под действием внешнего магнитного поля у части атомов, находящихся внутри доменов, магнитные поля поворачиваются и получают направление вдоль внешнего поля, иначе говоря, домены имеющие свое поле, почти совпадающее по направлению с внешним полем увеличиваются в размерах за счет соседних доменов (рисунок 9.5, в). Возникает сильное результирующее поле.

Чем сильнее внешнее ненамагничивающее поле, тем более строгий порядок наблюдается в расположении элементарных магнитных полей доменов и тем сильнее общий магнитный поток. При достаточно сильном ненамагничивающем поле магнитные поля всех доменов принимают одинаковое направление (рисунок 9.5, в). Дальнейшее

увеличение намагничивания становится невозможным. Такое состояние ферромагнитного тела называют магнитным насыщением.

Процесс намагничивания ферромагнитного вещества наглядно отражает кривая намагничивания. Она показывает зависимость магнитной индукции  $B$  от напряженности намагничивающего поля  $H$  (рисунок 9.6). Как видно, сначала увеличения  $H$  наблюдается быстрый рост магнитного потока (при малых значениях  $H$  это возрастание происходит несколько медленнее), но при некотором значении  $H$  увеличение магнитного потока замедляется и далее почти прекращается, т.е. наступает магнитное насыщение. Наибольшее увеличение магнитного потока при насыщении происходит за счет того, что растет внешнее намагничивающее поле.

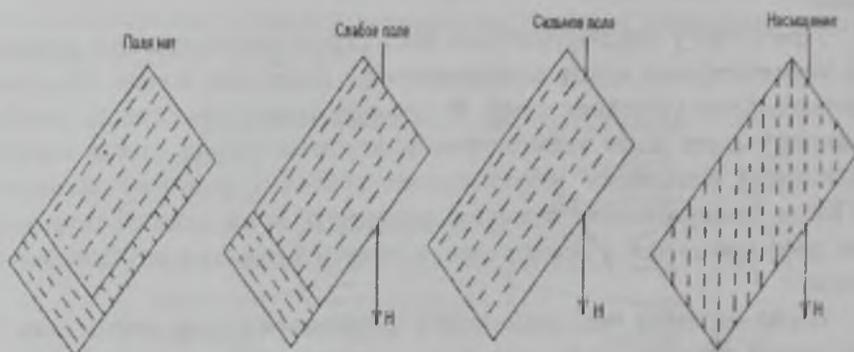


Рисунок 9.5 – Схема ориентации спинов в доменах при намагничивании ферромагнетика

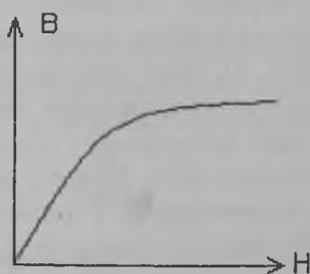


Рисунок 9.6 – Кривая намагничивания ферромагнитного вещества

Из рассмотрения кривой намагничивания можно сделать вывод, что магнитная проницаемость у ферромагнитных веществ не является

постоянной, а зависит от  $H$ . Действительно, магнитная проницаемость  $\mu = B/\mu_0 H$  могла бы оставаться постоянной только тогда, когда величина  $B$  изменялась бы пропорционально  $H$ , т.е. если бы кривая намагничивания представляла собой прямую линию, проходящую через начало координат. Кривая намагничивания показывает, что  $B$  изменяется не пропорционально  $H$ , поэтому  $\mu$  при возрастании  $H$  сначала растет, а при переходе к магнитному насыщению она уменьшается (рисунок 9.7).

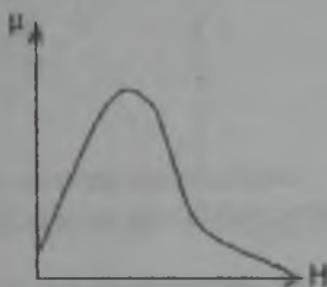


Рисунок 9.7 – Зависимость магнитной проницаемости от напряженности намагничивающего поля

Монокристаллы ферромагнитных веществ характеризуются магнитной анизотропией, выражающейся в различной легкости намагничивания вдоль разных осей. На рисунке 9.8 показаны направления легкого, среднего и трудного намагничивания в монокристаллах трех основных ферромагнитных элементов: железа, никеля, кобальта. Видно, что направлением легкого намагничивания для ячейки монокристалла железа будет ребро куба, а наиболее трудного – диагональ; для ячейки никеля направление вдоль ребра куба будет соответствовать, наоборот, направлению трудного намагничивания. В тех случаях, когда анизотропия в поликристаллических магнетиках выражена достаточно резко, принято говорить, что ферромагнетик обладает магнитной текстурой. Получение заданной магнитной текстуры имеет большое значение и используется в технике для создания в определенном направлении повышенных магнитных характеристик материала.

При намагничивании ферромагнитных монокристаллов наблюдается изменение их линейных размеров; это явление носит название магнитострикции. Магнитострикция монокристалла железа различна для разных направлений в кристалле. Монокристалл железа, намаг-

ниченный в направлении ребра куба, удлинится в направлении диагонали, т.е. сжимается в направлении намагничивания.

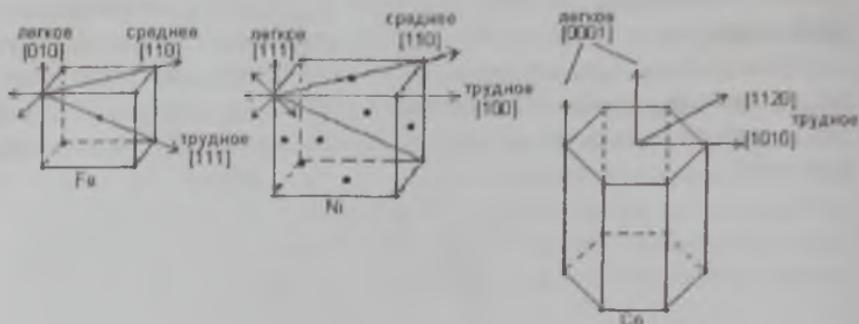


Рисунок 9.8 – Направление легкого, среднего и трудного намагничивания в монокристаллах железа, никеля, кобальта

Магнитострикция наблюдается и у поликристаллических материалов. Из трех основных ферромагнитных элементов (Fe, Ni, Ni, Co) наибольшей магнитострикцией обладает никель (рисунок 9.9). Знак магнитострикционной деформации у различных материалов может быть как положительным (растяжение в направлении поля), так и отрицательным; изменение знака может наблюдаться также у одного и того же материала (например, железа) при изменении напряженности магнитного поля.

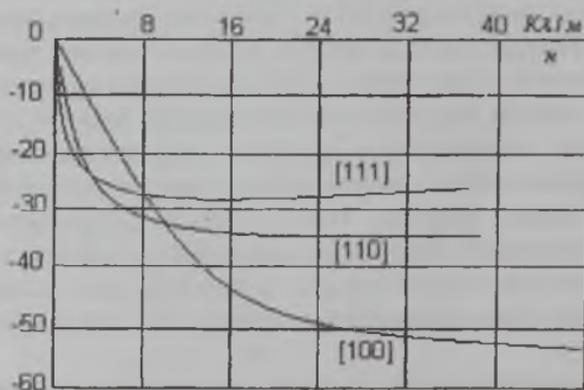


Рисунок 9.9 – Кривые магнитострикционной деформации никеля по трем направлениям в кристалле

Магнитная проницаемость ферромагнитных материалов зависит от температуры (рисунок 9.10). Максимальная относительная магнитная проницаемость  $\mu$  достигается при температурах близких к температуре (точке) Кюри). Для чистого железа точка Кюри составляет  $708^{\circ}\text{C}$ , для никеля  $358^{\circ}\text{C}$  и т.д. При температурах выше указанных области спонтанного намагничивания.

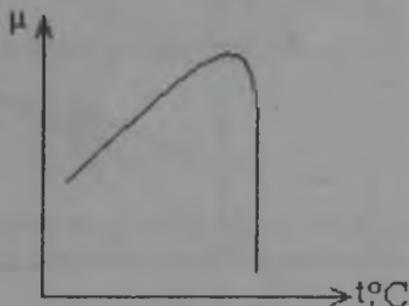


Рисунок 9.10 – Типичная зависимость относительной магнитной проницаемости ферромагнитных материалов от температуры

Типичная зависимость относительной магнитной проницаемости ферромагнитных материалов от температуры нарушается тепловым движением и магнитный материал перестает быть магнитным. Для характеристики изменения магнитной проницаемости при изменении температуры пользуются температурным коэффициентом магнитной проницаемости ( $\text{K}^{-1}$ )

$$TK_{\mu} = \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dt} \quad (9.8)$$

где  $t$  – температура,  $^{\circ}\text{K}$ .

Если ферромагнитное тело намагничивать с помощью внешнего магнитного поля, а затем уменьшать напряженность этого поля до нуля, то тело размагничивается не полностью. В нем обнаруживается остаточный магнетизм. Это объясняется тем, что не все домены под влиянием имеющегося в каждом теле теплового движения возвращаются к беспорядочному состоянию.

Остаточный магнетизм может быть показан с помощью кривой намагничивания (рисунок 9.11). Если тело вначале не было намагничено, то при возрастании  $H$  магнитная индукция  $B$  изменяется по кри-

вой  $OA$ . Пусть теперь  $H$  уменьшается. Тогда магнитная индукция будет изменяться не по той же кривой  $OA$ , а по кривой  $AB$ , которая расположена выше  $OA$ . Изменение магнитной индукции отстает от изменений намагничивающего поля. Такое отставание называется магнитным гистерезисом.

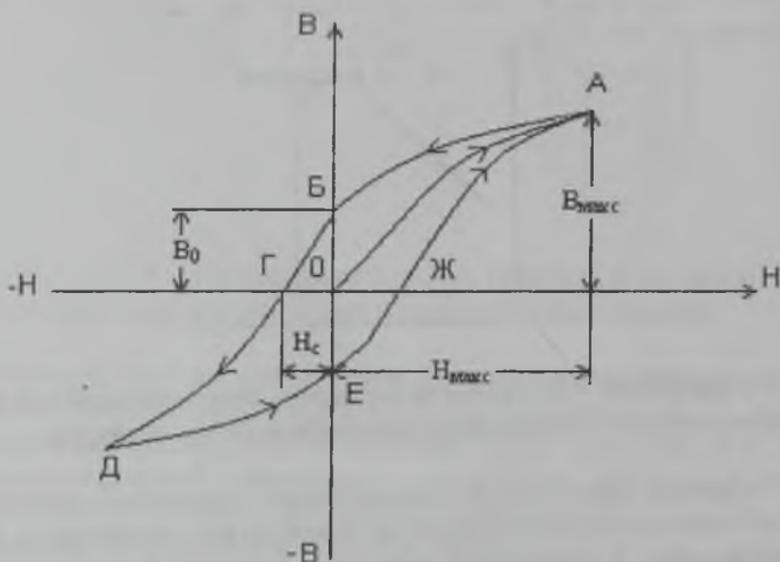


Рисунок 9.11 – Кривые намагничивания и перемагничивания ферромагнитного вещества

При уменьшении  $H$  до нуля сохраняется некоторая остаточная магнитная индукция  $B_0$  (отрезок  $OB$ ). Она характеризует остаточный магнетизм. Чтобы полностью размагнитить тело, т.е. добиться  $B \approx 0$ , нужно приложить внешнее магнитное поле обратного направления. Тогда при некотором отрицательном значении  $H_0$  получим  $B \approx 0$ . Величину  $H_c$  (отрезок  $OG$ ) называют задерживающей или коэрцитивной силой. Если продолжать намагничивать тело, то можно довести его до насыщения (точка  $D$ ), а при уменьшении  $H$  опять наблюдается гистерезис. Кривая размагничивания  $DE$  не совпадает с кривой намагничивания  $GD$ . При  $H = 0$  снова наблюдается остаточный магнетизм (отрезок  $OE$ ), и для его уничтожения необходимо иметь  $H$ , соответствующее отрезку  $OЖ$ .

Мощность потери на гистерезис определяют по формуле

$$P_h = \eta B_{\max}^n fV \quad (9.9)$$

где  $\eta$  - коэффициент, зависящий от материала;  $n=1.6-2$  - показатель степени;  $f$  - частота тока;  $V$  - объем ферромагнетика.

Мощность, расходуемую на вихревые токи, можно вычислить по формуле

$$P_f = \xi B_{\max}^2 f^2 V \quad (9.10)$$

где  $\xi$  - коэффициент, зависящий от типа ферромагнетика (в частности, от его удельного сопротивления) и его формы.

Поскольку  $P_f$  зависит от второй степени частоты, а  $P_h$  - от первой степени, при высоких частотах приходится учитывать в первую очередь величину  $P_f$ , т.е. потери на вихревые токи. Потери, связанные с магнитным последствием, приходится учитывать при использовании ферромагнетиков в импульсных режимах.

В целях переменного тока рассеяние мощности в катушках индуктивности иногда оценивают тангенсом угла магнитных потерь. Тороидальную катушку индуктивности индуктивности с сердечником из магнитного материала, собственной емкостью и сопротивлением обмотки которой можно пренебречь, представим в виде схемы, состоящей из последовательно соединенных индуктивности  $L$  и сопротивления  $r_1$ , эквивалентного всем видам потерь мощности в магнетике (рисунок 9.12); для этого случая из векторной диаграммы получим

$$\operatorname{tg} \delta_m = \frac{r_1}{\omega L} \quad (9.11)$$

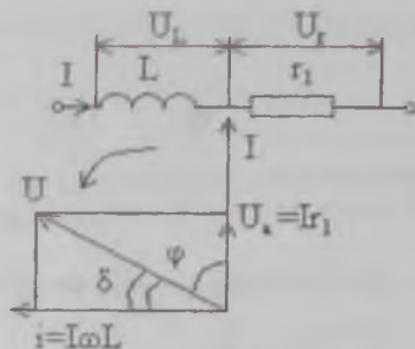


Рисунок 9.12 – Эквивалентная схема и векторная диаграмма катушки индуктивности с магнитным сердечником

### 9.3 Магнитомягкие материалы

К магнитомягким материалам, относятся железо, мягкая (незакаленная сталь), а также ряд других материалов, которые легко намагничиваются. В них можно получить высокие значения магнитной индукции при сравнительно небольших напряженностях намагничивающего поля. Но зато они легко размагничиваются, и поэтому в них наблюдается очень небольшой остаточный магнетизм.

Магнитомягкие материалы используются в качестве сердечников трансформаторов, электромагнитов, в измерительных приборах и в других случаях, где необходимо при наименьшей затрате энергии достигнуть наибольшей индукции. Для уменьшения потерь на вихревые токи в трансформаторах используют магнитомягкие материалы с повышенным удельным сопротивлением, обычно применяются магнитопроводы, собранные из отдельных изолированных друг от друга тонких листов.

Наиболее распространенным магнитомягким материалом в электротехнике является электротехническая сталь.

Сталь электротехническую тонколистовую подразделяют и маркируют:

а) по структурному состоянию и виду прокатки на классы (первая цифра марки): 1-горячекатаная изотропная, 2 – холоднокатаная изотропная, 3 – холоднотянутая анизотропная с ребровой текстурой;

б) по содержанию кремния (вторая цифра марки);

в) по основной нормируемой характеристике на группы (третья цифра) – удельные потери.

Сталь маркируется четырьмя цифрами. Вместе первые три цифры означают тип стали; четвертая – порядковый номер типа стали. Например, марка стали 2013: электротехническая холоднокатаная сталь класса –2; содержание кремния не более 0.4%; удельные потери при 1.5 Тл 50 Гц  $P_{1,5/50} = 7$  Вт/кг; порядковый номер стали – 3.

Магнитомягкие материалы применяются также для защиты от действия магнитного поля, т.е. для изготовления магнитных экранов. Когда нужно какой-либо прибор защитить от внешнего магнитного поля, то этот прибор заключают в экран из магнитомягкого материала (рисунок 9.13). Подобный экран втягивает в себя магнитные силовые линии, которые проходят по экрану и почти не попадают в пространство внутри него. Поэтому внутри экрана поле получается весьма ослабленным.

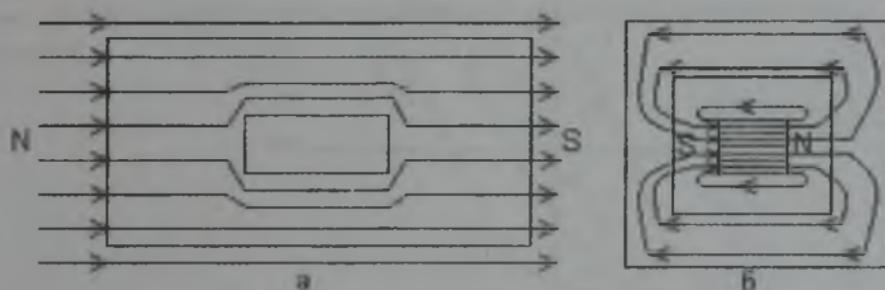


Рисунок 9.13 – Ферромагнитные экраны для защиты от магнитного поля

Магнитный экран может также устранять влияние магнита или электромагнита на окружающие предметы. Для этого источник магнитного поля окружают ферромагнитным экраном. Тогда магнитный поток проходит по экрану и почти не проникает во внешнее пространство за пределами экрана (рисунок 9.13, б). Практически магнитные экраны делают из мягкой листовой стали.

#### 9.4 Магнитотвердые материалы

Магнитотвердые материалы намагнитить труднее. К ним относятся закаленная сталь и стальные сплавы, содержащие вольфрам, хром, молибден, алюминий, никель, кобальт и другие материалы. Для их намагничивания необходимо значительно более сильное поле, но зато они характеризуются большей коэрцитивной силой т.е. их труднее размагнитить. В таких материалах может существовать большой остаточный магнетизм. На рисунке 9.14 показаны для сравнения гис-

терезисные петли магнитомягкого (кривая 1) и магнитотвердого (кривая 2) материалов.

Для изготовления сильных постоянных магнитов в настоящее время используются особые сорта стали, содержащие значительное количество примесей других металлов. К ним относится, например, алюминиево-никелевая сталь, называемые альни. Сплав альни с кобальтом получил название альнико. Применяются также сплав альни с кремнием, называемый альнисси, и сплав железа, никеля, алюминия, кобальта и меди – магнико. Магниты из этих сплавов во много раз легче, чем магниты из обычной стали.

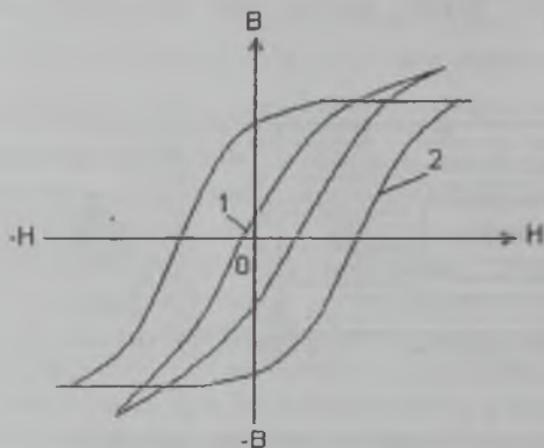


Рисунок 9.14 – Петли гистерезиса магнитомягкого (кривая 1) и магнитотвердого (кривая 2) материалов

Сплавы для постоянных магнитов характеризуются большой коэрцитивной силой  $H_c$  и большой остаточной магнитной индукцией  $B_0$ .

В последнее время применяются также металлокерамические постоянные магниты. Их изготавливают путем спекания или прессования с последующим обжигом некоторых ферромагнитных порошков.

Постоянные магниты размагничиваются от ударов и толчков, так как при этом нарушается правильный порядок в расположении магнитных полей доменов. Ферромагнитные тела размагничиваются также при нагревании вследствие того, что тепловое движение приводит к нарушению упорядоченного состояния доменов. При высокой температуре кристаллическая структура стали и других ферромагнитных веществ разрушается, и эти вещества вообще не могут быть на-

магничены. Для сохранения постоянных магнитов в течение долгого времени необходимо, чтобы их магнитный поток не рассеивался в воздухе. С этой целью при хранении магнита полюса замыкают каким-либо предметом из мягкой стали (якорем).

### **9.5 Самостоятельная работа студентов**

Необходимо изучить основные характеристики, состав и область применения следующих материалов:

- магнитомягкие материалы: низкоуглеродистая сталь, особо чистое железо, кремнистая электротехническая сталь, пермаллой, альсиферы;
- материалы специального назначения: ферромагнетиты, ферриты, магнитодиэлектрики;
- магнитотвердые материалы: легированные мартенситные стали, литые магнитотвердые стали, магниты из порошков, магнитотвердые ферриты.

## Литература

- 1 Богородицкий Н.П., Пасьников В.В., Тареев Б.М. Электро-технические материалы. – М. : Энергия, 1985. – 192 с.
- 2 Бабиков М.А., Комаров И.С., Сергеев А.С. Техника высоких напряжений. – М. : Госэнергоиздат, 1963. – С. 153-164.
- 3 Казарновский Д.М., Тареев Б.М. Испытание электро-изоляционных материалов. – ГЭИ, 1963. – 292 с.
- 4 Материаловедение и конструкционные материалы. Программированные задания для самостоятельной работы студентов. Республиканский издательский кабинет. – Алматы, 1993 г.
- 5 Основы электроизмерительной техники. Учебник для техникумов / под ред. Малиновского. – М. : Энергия, 1982, – 392 с.
- 6 Справочник по электротехническим материалам. В 3-х томах / под. ред. Корицкого и др. – М. : Энергия, 1974. – 152 с.
- 7 Тареев В.М. Электротехнические материалы. – ГЭИ, 1958. – 309 с.
- 8 Шишин А.В. Электротехническое материаловедение: учебное пособие. – Новосибирск, 1997. – 252 с.
- 9 Электрические измерения: учебник для вузов / под ред. А.В.Фремке, Е.М.Душина. – М. : Энергия, 1980. – 392 с.

## Содержание

Введение.....	3
1 Диэлектрики.....	7
(1.1) Поляризация диэлектрика и диэлектрическая проницаемость.....	7
(1.2) Процессы в многослойном диэлектрике.....	9
(1.3) Диэлектрическая проницаемость различных металлов.....	13
2 Электропроводность диэлектриков.....	17
(2.1) Физическая сущность электропроводности диэлектриков.....	17
(2.2) Электропроводимость газов.....	20
(2.3) Электропроводность жидкостей.....	21
(2.4) Электропроводность твердых тел.....	22
3 Диэлектрические потери.....	23
(3.1) Физическая сущность диэлектрических потерь.....	23
(3.2) Диэлектрические потери в газах.....	25
(3.3) Диэлектрические потери в жидких диэлектриках.....	26
(3.4) Диэлектрические потери в твердых диэлектриках.....	27
4 Пробой диэлектрика.....	29
4.1 Определение.....	29
(4.2) Пробой газов.....	29
(4.3) Пробой жидких диэлектриков.....	33
(4.4) Пробой твердых диэлектриков.....	35
5 Физико-механические свойства диэлектриков.....	37
(5.1) Влажностные свойства диэлектриков.....	37
5.2 Тепловые свойства диэлектриков.....	40
6 Диэлектрические материалы.....	42
(6.1) Классификация.....	42
(6.2) Наиболее распространенные диэлектрические материалы.....	43
6.3 Самостоятельная работа студентов.....	46
7 Проводниковые материалы.....	46
7.1 Классификация.....	46
(7.2) Удельная проводимость и удельное сопротивление проводников.....	47
(7.3) Температурный коэффициент удельного сопротивления.....	53
(7.4) Влияние примесей на удельное сопротивление металлов.....	54
(7.5) Термоэлектродвижущая сила.....	55
7.6 Сопротивление тонких металлических пленок. Размерные эффекты.....	57
(7.7) Материалы высокой проводимости.....	59
7.8 Самостоятельная работа студентов.....	61
(8) Полупроводниковые материалы.....	62

УТВЕРЖДАЮ  
Проректор по УР  
Н. Э. Пфейфер

15  
« 15 » 01 2008 г.

Составили: к.т.н. профессор А.П. Кислов, доцент В.П. Кислова,  
старший преподаватель А.С. Жумадилова, старший преподаватель  
Л.И. Кривко

Кафедра радиотехники и телекоммуникации

Утверждено на заседании кафедры « 15 » 11 2007 г., протокол  
№ 2

Заведующий кафедрой А.Д. Тастенов  
(подпись)

Одобрено методическим советом энергетического факультета  
« 10 » 11 2007 г., протокол № 3

Председатель УМС М.М. Кабдуалиева « 10 » 11 2007 г.  
(подпись)

### СОГЛАСОВАНО

Декан факультета А.П. Кислов « 10 » 11 2007 г.  
(подпись)

Нормоконтролер ОМК Г.С. Баяхметова « 15 » 01 2008 г.  
(подпись)

### ОДОБРЕНО ОП и МОУП

Начальник Я.Т. Головерина « 10 » 01 2008 г.