

КАФЕДРА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИН И АППАРАТОВ

Дисциплина

"ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ"

ОПОРНЫЙ КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

В.Г. Стройников

Для студентов 2 курса  
специальности "Горное оборудование"  
дневной и заочной форм обучения

Объем издания – 141 с.

Алчевск

ДонГТУ

2007

## Содержание

1 Основные задачи дисциплины «Электроматериаловедение».....	5
2 Общие сведения о строении вещества.....	5
3 Виды связей.....	7
4 Агрегатные состояния.....	11
5 Классификация веществ по электрическим свойствам.....	15
6 Классификация веществ по магнитным свойствам.....	16
7 Диэлектрики.....	17
7.1 Общие сведения об электрических свойствах диэлектриков и параметрах, характеризующих эти свойства.....	17
7.2 Основные виды поляризации.....	27
7.3 Электронная поляризация.....	28
7.4 Ионная поляризация.....	30
7.5 Дипольно-релаксационная поляризация.....	31
7.6 Электронно-релаксационная поляризация.....	35
7.7 Ионно-релаксационная поляризация.....	35
7.8 Миграционная поляризация.....	36
7.9 Спонтанная поляризация (самопроизвольная).....	36
7.10 Диэлектрическая проницаемость газов.....	41
7.11 Диэлектрическая проницаемость жидких диэлектриков.....	43
7.12 Диэлектрическая проницаемость твердых диэлектриков.....	45
7.13 Диэлектрическая проницаемость сложных по составу диэлектриков....	48
7.14 Электропроводность диэлектриков.....	49
7.15 Электропроводность твердых диэлектриков. Объемная электропроводность.....	54
7.16 Поверхностная электропроводность твердых диэлектриков.....	57
7.17 Классификация твердых диэлектриков по поверхностной электропроводности.....	58
8 Диэлектрические потери.....	60

8.1 Природа диэлектрических потерь. Схемы замещения диэлектрика с потерями.....	60
8.2 Виды диэлектрических потерь.....	65
8.3 Диэлектрические потери в газах.....	71
8.4 Ионизационные потери в твердых диэлектриках с газообразными включениями.....	73
9 Пробой диэлектриков.....	76
9.1 Общие сведения.....	76
9.2 Пробой газов.....	77
9.3 Ударная ионизация.....	78
9.4 Фотонная ионизация (внутренняя).....	80
9.5 Степени однородности электрического поля. Виды разрядов в газах.....	81
9.6 Пробой газов в однородном электрическом поле.....	85
9.7 Пробой газов в неоднородном электрическом поле на постоянном напряжении при разной полярности электродов.....	89
9.8 Зависимость пробивного напряжения в газовом промежутке от произведения давления $P$ на длину промежутка $S$ .....	91
9.9 Пробой жидких диэлектриков.....	93
9.10 Пробой твердых диэлектриков.....	97
9.11 Пробой твердых диэлектриков (изоляторов) по поверхности.....	105
9.12 Влияние воздушных прослоек в конструкции изолятора.....	106
9.13 Влияние формы электрического поля в конструкциях изоляторов на формирование разряда по поверхности диэлектриков.....	109
9.14 Разряд по поверхности диэлектрика с преобладанием тангенциальной составляющей напряженности электрического поля.....	110
9.15 Разряд по поверхности диэлектрика с преобладанием нормальной составляющей напряженности электрического поля.....	110
9.16 Влияние состояния поверхности изоляторов на величину разрядного напряжения.....	111
10 Магнитные материалы.....	112

10.1 Общие сведения о магнитных свойствах ферромагнитных материалов.....	112
10.2 Процесс намагничивания ферромагнетиков.....	113
10.3 Кривая намагничивания ферромагнетиков или зависимость $B(H)$ . Зависимость магнитной проницаемости от напряженности внешнего магнитного поля $\mu(H)$ .....	114
10.4 Петля гистерезиса.....	119
10.5 Потери в стали.....	121
10.6 Угол магнитных потерь.....	122
10.7 Ферромагнетики и антиферромагнетики Типы атомных порядков с направлением спинов.....	123
10.8 Классификация магнитных материалов.....	123
10.9 Магнитномягкие материалы.....	123
10.10 Влияние легирующих добавок в пермаллой.....	127
10.11 Применение пермаллоев.....	128
10.12 Материалы специализированного назначения.....	128
10.13 Магнитотвердые материалы.....	130
10.14 Ферриты.....	136
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	140

## **1 Основные задачи дисциплины «Электроматериаловедение» («Электротехнические материалы»)**

Дальнейшее развитие электротехники и энергетики в настоящее время требует глубоких знаний свойств электротехнических материалов. Поэтому наряду с общим развитием электротехники производится разработка новых материалов, а также совершенствование уже известных.

В настоящее время новые электротехнические материалы появляются в результате предварительного глубокого изучения физических и химических характеристик и свойств исходных материалов, которые могли бы быть использованы в создании качественных электротехнических материалов. Для понимания этих свойств необходимо исследовать структуру и химический состав материалов.

В связи с этим при изучении дисциплины электротехнические материалы рассматриваются:

- 1) теоретические положения, на основе которых изучаются, и испытываются материалы, применяемые в электрооборудовании, в энергосистемах, в электронной технике;
- 2) классификация электротехнических материалов по их назначению, составу и свойствам;
- 3) основные характеристики, по которым оценивается пригодность материалов для их использования в различных областях электротехники;
- 4) основные особенности технологии производства электротехнических материалов;
- 5) наиболее характерные технические и экономические обоснованные области применения электротехнических материалов в практике.

Действующими факторами, оказывающими влияние на изменение физических свойств электротехнических материалов, являются: электрическое и магнитное поле, нагрев, изменение давления, частоты поля и др.

## 2 Общие сведения о строении вещества

Основными элементарными частицами, из которых состоят все вещества, являются протоны, нейтроны и электроны.

Протоны и нейтроны образуют атомные ядра, электроны заполняют оболочки атома, компенсируя положительный заряд ядра. Строение ядер атомов, периодичность заполнения оболочек электронами можно находить с помощью таблицы Д. И. Менделеева.

Газы, жидкие и твердые тела могут состоять из атомов, молекул или ионов.

Атом состоит из ядра и электронной оболочки. Размеры атома - порядка 0,1 нм или одного  $\text{Å}$ .

Ион - атомы или группы атомов, потерявших или присоединивших электроны.

Таким образом, ион несет положительный или отрицательный заряд.

Размер положительно заряженного иона меньше размера отрицательно заряженного иона соответствующего элемента. Например:

$$\begin{array}{lll} r_{\text{Na}^-} = 1.92 \text{ Å} & r_{\text{F}^+} = 0.64 \text{ Å} & r_{\text{Fe}^-} = 1.27 \text{ Å} \\ r_{\text{Na}^+} = 0.98 \text{ Å} & r_{\text{F}^-} = 1.33 \text{ Å} & r_{\text{Fe}^+} = 0.83 \text{ Å} \end{array}$$

При сближении атомов на расстояние порядка нескольких ангстремов между ними проявляются силы взаимодействия, которые могут быть, в зависимости от характера движения электронов в сближаемых атомах, силами отталкивания или притягивания. В последнем случае атомы могут соединяться, в результате чего образуются относительно устойчивые соединения.

Во всех соединениях связь атомов обусловлена силами электростатического взаимодействия электронов внешних (валентных) оболочек и ядер. Элек-

троны внутренних оболочек прочно связаны с атомным ядром, и не участвуют в образовании химических связей.

В зависимости от строения внешних электронных оболочек атомов, вступивших в соединения, могут образовываться различные виды связей.

### 3 Виды связей

Различают следующие виды связей:

1. Ковалентная (гомеополярная) связь;
2. Ионная связь;
3. Металлическая связь;
4. Молекулярная связь (связь Ван-дер-Ваальса).

1) Ковалентной связью называется связь атомов друг с другом, достигаемая за счет электронов внешних оболочек, которые становятся общими.

Ковалентная связь наблюдается в молекулах, образованных из металлоидных атомов (например, в кристаллах алмаза, германия, кремния и др.). Между атомами, образующими решетку кристалла (например, в кристаллах алмаза, германия, кремния и др.)

Примеры образования двухатомной молекулы с ковалентной связью:



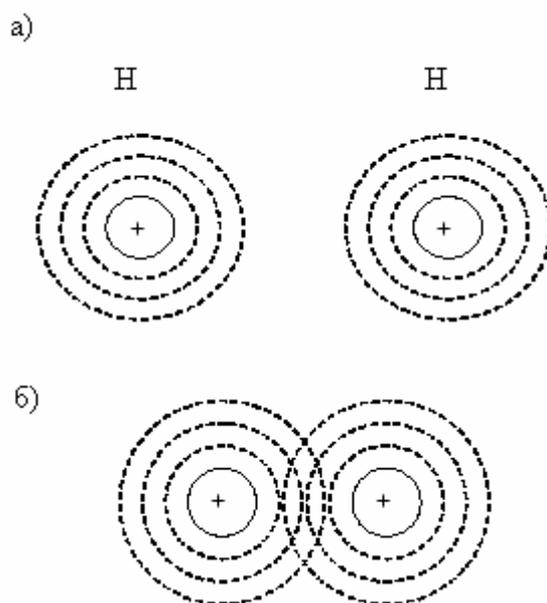


Рисунок 3.1 – Пример образования ковалентной связи

а) квантовомеханическая модель электронной структуры для атомов и молекулы водорода;

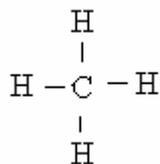
б) плотность отрицательно заряженного электронного облака между положительно заряженными ядрами

Молекулы с ковалентной связью могут быть неполярными (нейтральными) или полярными (дипольными). Все зависит от их строения.

Молекулы, в которых центры положительных и отрицательных зарядов совпадают, называются неполярными или нейтральными (симметричное строение).

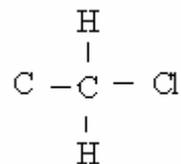
Молекулы, в которых центры положительных и отрицательных зарядов не совпадают и находятся на некотором расстоянии друг от друга, называются полярными или дипольными.

Например



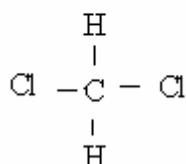
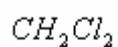
H

$$\mu = 0$$

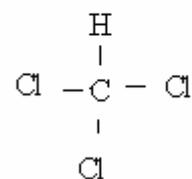
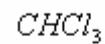


H

$$\mu > 0$$



$$\mu = 0$$



$$\mu > 0$$

Полярность молекулы характеризуется величиной дипольного момента  $\mu$ , который определяется произведением заряда на расстояние между центрами положительных и отрицательных зарядов.

$$\mu = q \cdot L, \quad (\text{Кл} \cdot \text{м})$$

Обычно  $q \approx 2 \times 10^{-19} \text{ К}$

$$l \approx (1 - 3) \times 10^{-10} \text{ м}$$

Поэтому  $\mu \approx (1 - 50) \times 10^{-30}$ , (Кл × м)

2) Ионная связь – вид связи, осуществляемый силами электростатического притяжения между положительными и отрицательными ионами. Этот вид связи наблюдается в ряде жидкостей (вода, растворы щелочей, кислот) и у многих твердых неорганических веществ (галоидные соли щелочных металлов).

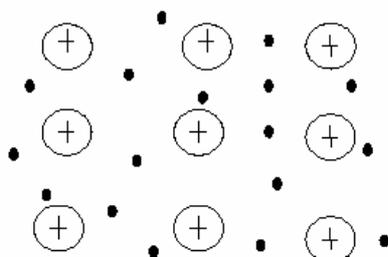
В твердых веществах с ионной связью может наблюдаться плотная и неплотная упаковка ионов.

Жидкости с ионным характером связи являются проводниками второго рода (электролитами), твердые - ионные соединения - диэлектриками или полупроводниками.

Молекулы с ионной связью - полярны.

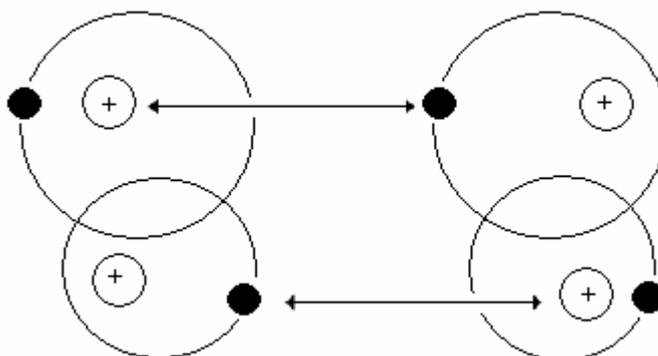
3) Металлическая связь - приводит к образованию кристаллических тел (металлов). Кристаллическая структура металлов настолько плотная, что внутренние заполненные электронами оболочки соседних атомов соприкасаются, а внешние (валентные) электроны притягиваются всеми окружающими положительно заряженными ядрами, т. е. являются коллективными. Поэтому металлы рассматриваются как системы, построенные из положительно заряженных атомных остовов, находящихся в среде свободных коллективизированных электронов. В связи с этим металлы обладают весьма высокой электропроводностью даже в слабых электрических полях.

Пример распределения заряженных частиц в металлах



4) Молекулярная связь (связь Ван-дер-Ваальса). Этот вид связи наблюдается у некоторых веществ, между молекулами с ковалентным характером

внутримолекулярного взаимодействия и возможен только при согласованном движении валентных электронов в соседних молекулах. Характерной особенностью этого вида связи является то, что в любой момент времени внешние электроны должны быть максимально удалены друг от друга и максимально приближены к положительным зарядам (ядрам). Тогда силы притяжения валентных электронов ядрами соседних молекул оказываются сильнее сил взаимного отталкивания электронов внешних оболочек.



Вещества с молекулярным характером связи обладают самыми низкими температурами плавления (например, у парафина  $t_{пл} = 50 - 52 \text{ } ^\circ\text{C}$ ). Это свидетельствует о том, что связь Ван-дер-Ваальса очень слабая.

#### 4 Агрегатные состояния

Различают три основных агрегатных состояния

- газообразное;
- жидкое;
- твердое.

Обособленное состояние- это состояние плазмы.

Газы - обладают способностью занимать весь доступный им объем. При нормальных атмосферных условиях ( $t=20^\circ\text{C}$ ;  $p=0,1 \text{ МПа}$ ) в  $1 \text{ м}^3$  находится  $2,7 \times 10^{25}$  молекул идеального газа. Взаимодействие молекул газа происходит, как правило, только лишь при их столкновениях. Молекулы газа образуются с

помощью ковалентной связи, и могут быть нейтральными или дипольными. Все газы в обычном, неионизированном состоянии - хорошие диэлектрики.

В жидкостях молекулы вещества расположены значительно ближе, и образуют неустойчивые комплексы, непрерывно распадающиеся и вновь образующиеся. Молекулы жидкости могут быть нейтральными или дипольными. Молекулы полярных жидкостей частично диссоциируют на ионы.

Нейтральные или слабо-полярные жидкости применяются в качестве диэлектриков.

Растворы или расплавы ионных соединений представляют собой проводники с электролитической электропроводностью.

Металлы в жидком состоянии, так же как и в твердом состоянии - проводники с электронной проводимостью.

К твердым телам относится подавляющее большинство электротехнических материалов. Различают:

- кристаллические;
- аморфные;
- стеклообразные;
- твердые тела сложного состава.

В кристаллических телах атомы, ионы или молекулы составляют кристаллическую решетку, которая характеризуется регулярным расположением частиц с периодической повторяемостью в трех измерениях.

Геометрически возможны 14 различных пространственных решеток, являющихся основой шести кристаллических систем:

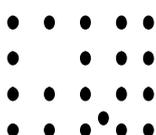
- триклинная;
- моноклинная;
- ромбическая;
- гексагональная (ромбоэдрическая);
- тетрагональная;
- кубическая.

Причина образования, каким-либо элементом или соединением данной пространственной решетки в основном зависит от размеров атома и электронной конфигурации его внешних оболочек.

В реальных кристаллах в большом количестве существуют нарушения структуры, называемые дефектами или несовершенствами.

Дефекты структуры оказывают существенное влияние на механическую прочность, электропроводность и ряд других свойств кристаллических тел.

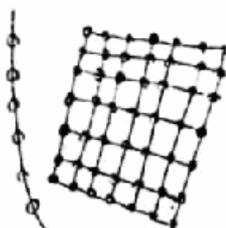
К дефектам относятся любые нарушения периодичности кристаллической решетки.



Пустой узел собственный атом в междоузлии



Посторонний атом в узле решетки



Блочное строение кристаллодислокации

Кристаллические тела могут состоять из отдельных крупных кристаллов (монокристаллов) или большого числа мелких кристалликов (поликристаллические тела). Монокристаллы обладают анизотропией свойств (неодинаковость свойств в различных направлениях).

В поликристаллических телах анизотропия в большинстве случаев не наблюдается, однако при помощи специальной обработки могут быть получены текстурированные поликристаллические материалы с ориентированным расположением кристаллов.

К кристаллическим телам относятся металлические проводники, большинство полупроводниковых и магнитных материалов, а также многие неорганические и ряд органических диэлектриков.

К аморфным телам относятся тела с отсутствием порядка расположения частиц. Они изотропны, т. е. свойства одинаковы во всех направлениях; у них нет явно выраженной температуры плавления.

К аморфным телам относятся некоторые органические вещества, например, канифоль.

Стекла подобно аморфным телам характеризуются изотропностью свойств и способностью постепенно переходить из твердого состояния в жидкое. Отличие их от аморфных заключается в том, что в них имеются микрокристаллические образования.

К твердым телам сложного строения относятся тела, состоящие из совокупности кристаллической, аморфной или стеклообразной фаз. Их свойства зависят от количественного соотношения фаз. Типичные представители таких тел: электротехническая керамика и полимеры.

Например, электротехническая керамика представляет собой совокупность мелких кристаллов, отделенных друг от друга стеклообразной прослойкой.

Полимеры - это вещества, молекулы которых состоят из многократно повторяющихся структурных единиц- мономеров. В состав молекулы полимера обычно входит не менее 1000-1500 атомов. В зависимости от строения молекул различают два типа полимеров: линейные (в виде цепочек) и пространственные (структура молекулы, развитая по трем координатам).

Плазма- это особое состояние газообразных диэлектриков. Она состоит из ионизированных атомов положительно заряженных ионов и свободных элек-

тронов, образующихся в сильных электрических полях, а также при нагревании газов до очень высоких температур. Плазма хорошо проводит электрический ток.

## 5 Классификация веществ по электрическим свойствам

Все вещества в зависимости от их электрических свойств относят к диэлектрикам, проводникам или полупроводникам. Различие между ними наиболее наглядно характеризуется с помощью упрощенных энергетических диаграмм зонной теории твердых тел.

Рассмотрим упрощенные энергетические диаграммы:

- а) диэлектриков;
- б) полупроводников;
- в) проводников.

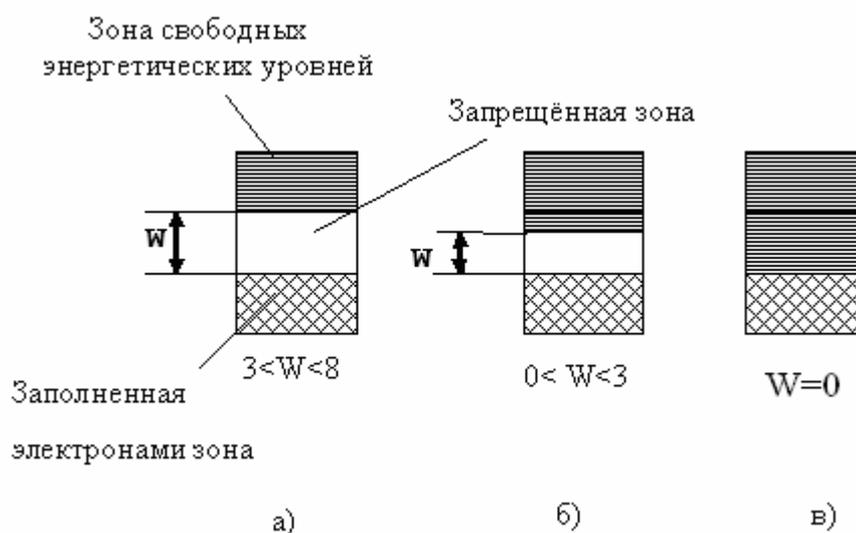


Рисунок 5.1 – Упрощенные энергетические диаграммы диэлектриков (а), полупроводников (б) и проводников (в)

Ширина запрещенной зоны характеризуется энергией  $W$ .

Диэлектриками будут такие материалы, у которых запрещенная зона настолько велика, что электронной электропроводности в обычных условиях не наблюдается.

Полупроводниками будут вещества с более узкой запрещенной зоной, которая может быть преодолена за счет внешних энергетических воздействий (например, тепловых воздействий света, потока электронов или ядерных частиц, электрического и магнитного полей, механического воздействия и т.д.)

Проводниками будут материалы, у которых заполненная электронами зона вплотную прилегает к зоне свободных энергетических уровней или даже перекрывается ею. Вследствие этого электроны в металле свободны, т.к. они могут переходить с уровней заполненной зоны на незанятые уровни свободной зоны под влиянием слабых напряженностей электрического поля, приложенных к проводнику

Деление материалов на диэлектрики и полупроводники условно, и не обосновывается никакими качественными особенностями, и вся разница между ними заключается в ширине запрещенной зоны.

## 6 Классификация веществ по магнитным свойствам

По магнитным свойствам материалы подразделяются на слабомагнитные (диамагнетики и парамагнетики) и сильномагнитные (ферромагнетики и ферримагнетики).

Для сравнительной характеристики свойств материалов используется относительная магнитная проницаемость  $m_r = \frac{m_a}{m_0}$  и ее зависимость от напряженности магнитного поля  $H$ .

Диамагнетиками являются вещества с магнитной проницаемостью  $m_r \leq 1$ , значение которой не зависит от напряженности внешнего магнитного поля  $H$ . К ним относятся водород, инертные газы, большинство органических соединений, каменная соль и некоторые металлы (медь, цинк, серебро, ртуть).

К парамагнетикам относят вещества с магнитной проницаемостью  $\mu_r \geq 1$ , также не зависящей от напряженности внешнего поля  $H$ . К ним относятся кислород, соли железа, кобальта, никеля, щелочные металлы, алюминий, платина.

Диамагнетики и парамагнетики имеют магнитную проницаемость близкую к единице, и по магнитным свойствам не нашли применение в технике.

У сильномагнитных материалов  $\mu \gg 1$  и зависит от напряженности магнитного поля  $H$ . К ним относятся железо, никель, кобальт и их сплавы, сплавы хрома и марганца, гадолиний, ферриты различного состава.

## 7 Диэлектрики

### 7.1 Общие сведения об электрических свойствах диэлектриков и параметрах, характеризующих эти свойства

**Поляризация** – ограниченное смещение, связанных зарядов или ориентация дипольных молекул под действием внешнего электрического поля, при этом внутри диэлектрика создается собственное поле, направленное в сторону строго противоположную внешнему полю. Представим, что у нас имеется плоский конденсатор с величиной электрической емкости  $C_0$ , между пластинами которого находится вакуум. К пластинам конденсатора приложено постоянное напряжение, при этом между пластинами создается напряженность внешнего электрического поля  $E$ .

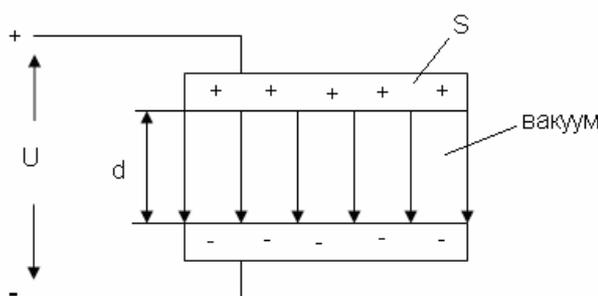


Рисунок 7.1 – Физическая модель плоского конденсатора, между пластинами которого вакуум

$$E = \frac{U}{d}, \text{ В/м};$$

$$C_0 = \frac{\epsilon_0 \cdot S}{d}, \text{ Ф},$$

где  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}, \text{ Ф/м}$  – диэлектрическая постоянная или диэлектрическая проницаемость вакуума;

$S$  – площадь пластин конденсатора,  $\text{м}^2$ ;

$d$  – расстояние между электродами (или толщина диэлектрика).

При внесении между пластинами конденсатора реального диэлектрика величина емкости конденсатора увеличивается за счет явления поляризации и внутри диэлектрика создается собственное электрическое поле, противоположной направленности внешнему электрическому полю (см. рис. 7.2).

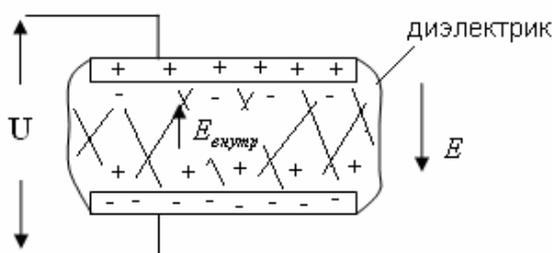


Рисунок 7.2 – Физическая модель плоского конденсатора с реальным диэлектриком

$$C = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot S}{d}, \text{ Ф},$$

где  $\epsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость или число, показывающее во сколько раз способность к поляризации в данном диэлектрике больше, чем в вакууме.

По физическому смыслу  $\epsilon_r$  не может быть меньше 1.

Произведение  $\epsilon_r \cdot \epsilon_0 = \epsilon_a$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость.

В каждом конденсаторе при приложении к нему напряжения накапливается электрический заряд, величина которого определяется по формуле:

$$Q = C \cdot U, \text{ Кл}$$

В нашем случае накопленный заряд можно представить из двух составляющих:

$$Q = Q_0 + Q_d, \text{ Кл}$$

где  $Q_0$  - заряд, который присутствовал бы на электродах, если бы их разделял вакуум;

$Q_d$  - заряд, обусловленный суммарным действием различных видов поляризации в реальном диэлектрике.

Учитывая то обстоятельство, что результирующий заряд при внесении диэлектрика между обкладками конденсатора увеличивается, то схемой замещения будет набор емкостей включенных параллельно (см. рис. 7.3).

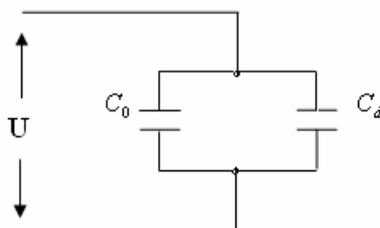


Рисунок 7.3 – Упрощенная схема замещения конденсатора с реальным диэлектриком

Под действием электрического поля в диэлектрике создается электрическая индукция (электрическое смещение), величина которой определяется по формуле:

$$D = \frac{Q}{S} = \frac{CU}{S}, \text{ Кл/м}^2$$

или

$$D = \epsilon_r \epsilon_0 E, \text{ Кл/м}^2$$

В диэлектрике конденсатора при наложении электрического поля также накапливается электрическая энергия, величина которой в общем случае равна:

$$W_c = \frac{C \cdot U^2}{2}, \text{ Дж}$$

или

$$W_c = \frac{Q \cdot U}{2}, \text{ Дж}$$

**Электропроводность** – свойство материала проводить электрический ток под действием внешнего электрического поля.

При внесении диэлектрика в электрическое поле в нем будет создаваться электрический ток. Все токи, создаваемые в диэлектрике называются токами утечки. С момента подачи напряжения в теле диэлектрика создаются абсорбционные токи утечки  $i_{аб}$ , сквозные токи утечки  $i_{ск}$ . Токи абсорбции вызываются явлением поляризации; сквозные токи создаются за счет свободных носителей зарядов, присутствующих в диэлектрике. Общий ток утечки будет равен:

$$i_{ум}(t) = i_{аб}(t) + i_{ск}(t).$$

Токи утечки могут изменяться во времени. Если приложено постоянное напряжение к диэлектрику, то ток утечки изменяется по экспоненциальному закону (см. рис. 7.4).

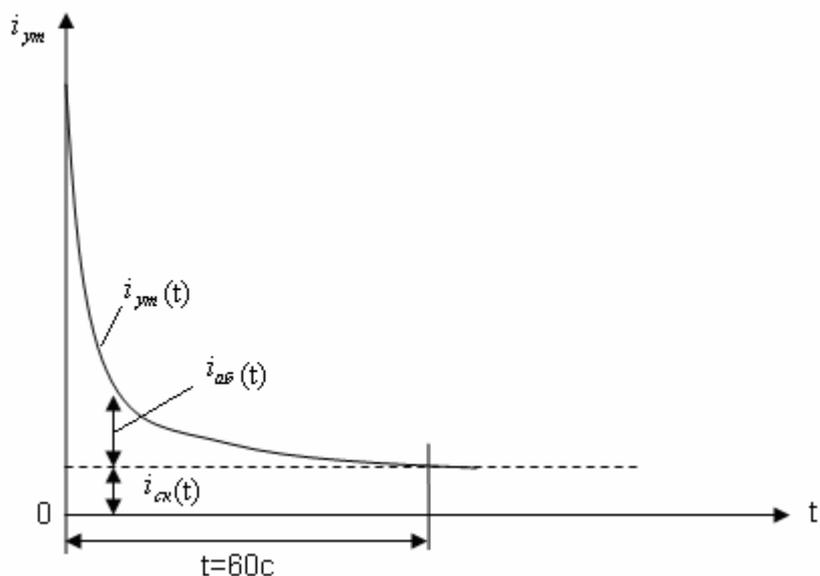


Рисунок 7.4 – Изменение тока утечки  $i_{ym}(t)$  при приложении к диэлектрику постоянного напряжения

Считается, что даже самые замедленные виды поляризаций завершаются по истечении одной минуты и через диэлектрик протекает только сквозной ток утечки  $i_{ск}(t)$ .

По величине сквозного тока утечки, измеренного по истечении 60 секунд, определяется истинное сопротивление изоляции:

$$R_{из} = \frac{U}{i_{ск(60)}}, \text{ Ом}$$

При длительном приложении напряжения сквозной ток утечки может увеличиваться или уменьшаться. Если сквозной ток увеличивается, то это говорит о том, что в диэлектрике появляется большее число свободных зарядов, вследствие необратимых процессов старения изоляции, связанных с разрушением структуры материала. Они могут появляться также вследствие внешних энергетических воздействий, за счет потоков заряженных частиц, за счет электрохимических процессов или сильного нагрева.

Если сквозной ток утечки уменьшается, это говорит о том, что количество свободных носителей в диэлектрике уменьшается за счет переноса их полем к электродам, где они нейтрализуются. Такое явление называется электрической очисткой.

В чистом виде явление электрической очистки наблюдается в нейтральных технически чистых диэлектриках.

Ситуация резко меняется при приложении переменного напряжения. С момента подачи напряжения через тело диэлектрика протекает большой ток утечки, обусловленный в основном явлением периодической поляризации. В данном случае преобладает абсорбционный ток утечки, который на несколько порядков больше сквозного тока утечки.

Поскольку через диэлектрик постоянно протекают большие токи утечки, то это худший вариант для работы диэлектрика, чем на постоянном напряжении. Большие токи утечки также порождают большие потери, с которыми нужно считаться особенно при высоких напряжениях.

Для сравнительной оценки электропроводящих свойств диэлектриков используют удельное объемное сопротивление  $r_v$  и удельное поверхностное сопротивление  $r_s$ , физический смысл которых приводится ниже, см. рис. 7.5; рис. 7.6.

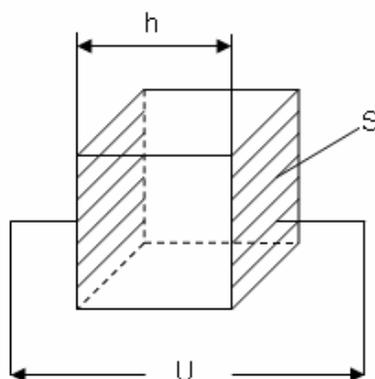


Рисунок 7.5 – Физическая модель для определения удельного объемного сопротивления  $r_v$

Удельное объемное сопротивление равно объемному сопротивлению куба с ребром в 1 м, мысленно выделенного из данного диэлектрика, если считать,

что ток утечки проходит от одной грани к противоположной, и умноженное на 1 м :

$$r_v = R_v \frac{S}{h}, \text{ Ом} \cdot \text{м},$$

где  $R_v$  – объемное сопротивление образца материала, Ом;

$S$  – площадь электродов (площадь грани куба),  $\text{м}^2$ ;

$h$  – длина ребра куба, м.

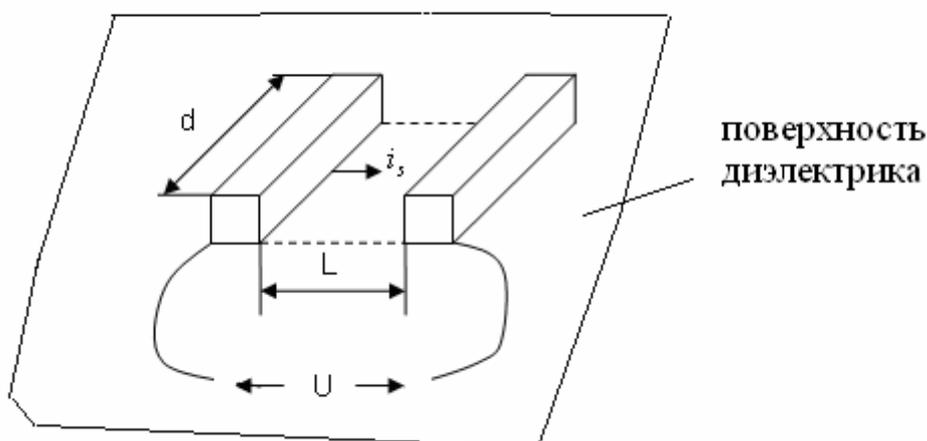


Рисунок 7.6 – Физическая модель для определения удельного поверхностного сопротивления

Удельное поверхностное сопротивление равно сопротивлению квадрата мысленно выделенного на поверхности диэлектрика, если ток утечки протекает от одной стороны квадрата к противоположной (квадрат может быть любого размера).

$$r_s = R_s \frac{d}{L}, \text{ Ом},$$

где  $R_s$  – поверхностное сопротивление, мысленно выделенного квадрата на поверхности диэлектрика, Ом;

$d$  – длина электродов, м;

$L = d$  – расстояние между электродами, м.

Для твердых диэлектриков, из которых изготавливаются изоляционные конструкции, при расчете сопротивления изоляции одновременно учитывают две составляющих сопротивления изоляции:  $R_V$  и  $R_S$ . Для расчета  $R_{из}$  воспользуемся физической моделью (см. рис. 7.7).



Рисунок 7.7 – Физическая модель для расчета  $R_{из}$  опорного изолятора

Общий ток утечки в рассматриваемой изоляционной конструкции можно представить в виде суммы объемного тока утечки  $i_V$  и поверхностного тока утечки  $i_S$ :

$$i_{ум} = i_V + i_S.$$

Общий ток утечки и каждая из его составляющих создается под действием одного и того же напряжения, поэтому исходную формулу запишем в виде:

$$\frac{U}{R_{из}} = \frac{U}{R_V} + \frac{U}{R_S}.$$

После преобразований приведенной выше формулы общее сопротивление изоляции изоляционной конструкции из твердого диэлектрика определяется по формуле (как для параллельно включенных резисторов):

$$R_{из} = \frac{R_S \cdot R_V}{R_S + R_V}.$$

Согласно приведенной информации  $R_{из}$  существенно зависит от поверхностного сопротивления и необходимо принимать все меры для стабилизации поверхностного сопротивления  $R_S$  или удельного поверхностного сопротивления  $r_s$ .

**Диэлектрические потери** – это активная мощность, рассеиваемая в диэлектрике в единицу времени, при воздействии на него электрического поля, расходуемая на нагрев диэлектрика.

Потери энергии в диэлектрике наблюдаются как при постоянном, так и при переменном напряжении.

При постоянном напряжении диэлектрические потери обусловлены сквозной электропроводностью и определяются по формуле:

$$P_a = i_{ск}^2 \cdot R_{из}, \text{ Вт}$$

или

$$P_a = \frac{U^2}{R_{из}}, \text{ Вт}$$

При переменном напряжении помимо потерь, вызванных сквозной электропроводностью, существуют значительные затраты энергии на

периодическую поляризацию. Поэтому уровень потерь всегда больше, чем при постоянном напряжении.

Расчет диэлектрических потерь при переменном напряжении производится по формуле:

$$P_a = U^2 \cdot w \cdot C \cdot \operatorname{tg} d, \text{ Вт},$$

где  $U$  – напряжение, приложенное к диэлектрику, В;

$w = 2\pi \cdot f$  – угловая частота, 1/с;

$C$  – емкость диэлектрика, Ф;

$\operatorname{tg} d$  – тангенс угла диэлектрических потерь.

Углом диэлектрических потерь  $d$  называется угол, дополняющий до  $90^\circ$  угол фазового сдвига  $j$  между током и напряжением в емкостной цепи.

Диэлектрические потери при переменном напряжении существенно зависят от частоты и тангенса угла диэлектрических потерь.

При расчете диэлектрических потерь при переменном напряжении пользуются схемами замещения: последовательной, параллельной или более сложными.

Для сравнения диэлектрических материалов с точки зрения потерь используют удельные потери:

$$P_{\text{уд.}a} = \frac{P_a}{V}, \text{ Вт/м}^3,$$

где  $P_a$  – активная мощность рассеиваемая в диэлектрике в единицу времени, Вт;

$V$  – объем диэлектрика, охваченный электрическим полем, м<sup>3</sup>.

**Пробой** – явление в диэлектрике, приводящее к образованию в нем канала высокой проводимости при достижении критического напряжения и потере

диэлектрических свойств. Напряжение, при котором происходит пробой, называется пробивным:  $U_{np}$ , (В; кВ; МВ), а соответствующая ему напряженность поля называется электрической прочностью диэлектрика.

$$E_{np} = \frac{U_{np}}{d}, \text{ В/м; кВ/мм; МВ/м,}$$

где  $d$  – толщина диэлектрика или расстояние между электродами, м.

## 7.2 Основные виды поляризации

Величина заряда, накопленная в конденсаторе со сложным диэлектриком, обусловлена суммой различных механизмов поляризации, присущих данному диэлектрику.

Поэтому эквивалентной схемой замещения диэлектрика, в которой проявляются различные виды поляризации, служит ряд емкостей, включенных параллельно источнику питания (см. рис. 7.8).

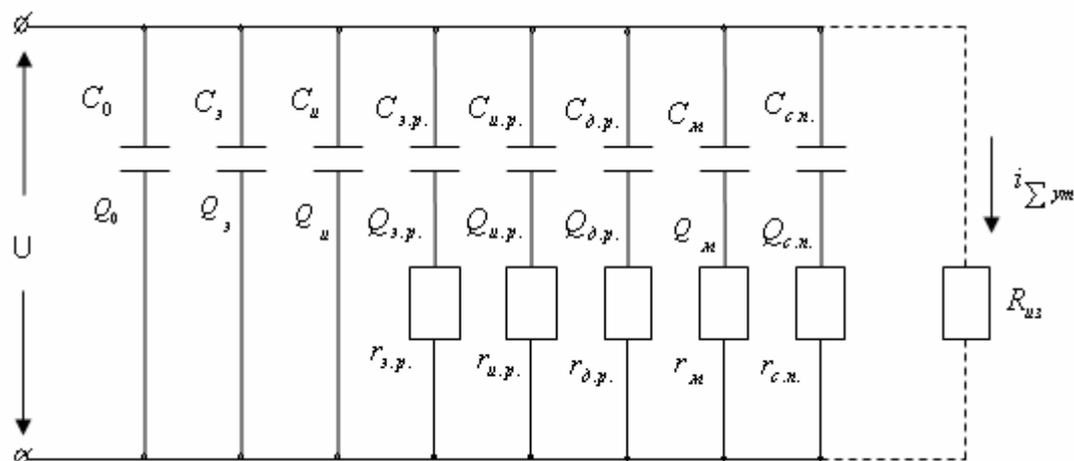


Рисунок 7.8 – Эквивалентная схема замещения диэлектрика с различными видами поляризации

Заряд  $Q_0$  и емкость  $C_0$  соответствуют собственному полю электродов, если между ними нет диэлектрика (вакуум).

$Q_з, C_з$  – электронная поляризация;

$Q_u, C_u$  – ионная поляризация;

$Q_{э.р}, C_{э.р}, r_{э.р}$  – электронно-релаксационная поляризация;

$Q_{и.р}, C_{и.р}, r_{и.р}$  – ионно-релаксационная поляризация;

$Q_{д.р}, C_{д.р}, r_{д.р}$  – дипольно-релаксационная поляризация;

$Q_m, C_m, r_m$  – миграционная поляризация;

$Q_{с.п}, C_{с.п}, r_{с.п}$  – спонтанная поляризация (самопроизвольная);

$R_{из}$  – обобщенное сопротивление изоляции диэлектрика сквозному току утечки.

### 7.3 Электронная поляризация

Электронная поляризация представляет упругое смещение и деформацию электронных оболочек атомов и ионов. Время установления электронной поляризации очень маленькое и составляет  $10^{-15}$  с.

Величина  $\epsilon_r$  примерно равна квадрату показателя преломления света  $n$  в данной среде:

$$\epsilon_r = n^2,$$

где  $n$  – справочная величина, установленная для каждого материала.

Смещение и деформация электронных оболочек атомов и ионов, как явление, не зависит от температуры нагрева диэлектрика. Однако, с повышением температуры в связи с температурным расширением плотность материала уменьшается, число частиц в единице объема уменьшается и способность к поляризации также уменьшается (см. рис. 7.9).

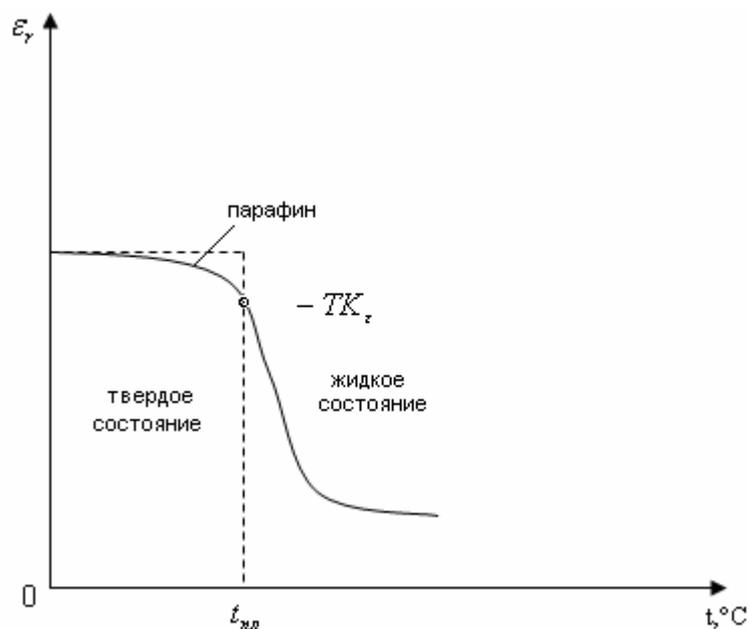


Рисунок 7.9 – Температурная зависимость  $\epsilon_r$  для электронной поляризации

Наиболее резкие изменения диэлектрической проницаемости от температуры характерны диэлектрикам (твердым и жидким) при достижении температуры фазового перехода (из твердого в жидкое, см. рис. 7.9; из жидкого в газообразное).

Температурная зависимость  $\epsilon_r$  характеризуется температурным коэффициентом  $TK_\epsilon$ :

$$TK_\epsilon = \frac{1}{\epsilon_r} \cdot \frac{d\epsilon_r}{dT}, 1/\text{K}$$

Температурный коэффициент  $TK_\epsilon$  может быть как положительным, так и отрицательным, например, для парафина  $TK_\epsilon$  отрицательный (см. рис. 7.9).

Электронная поляризация в чистом виде наблюдается в нейтральных диэлектриках.

Очень важно знать поведение диэлектрика и изменение диэлектрической проницаемости в переменных полях с изменяющейся частотой. Для электронной поляризации характерным является то, что диэлектрическая проницаемость не зависит от частоты изменения поля (см. рис. 7.10). Это объясняется тем, что время установления поляризации очень мало.

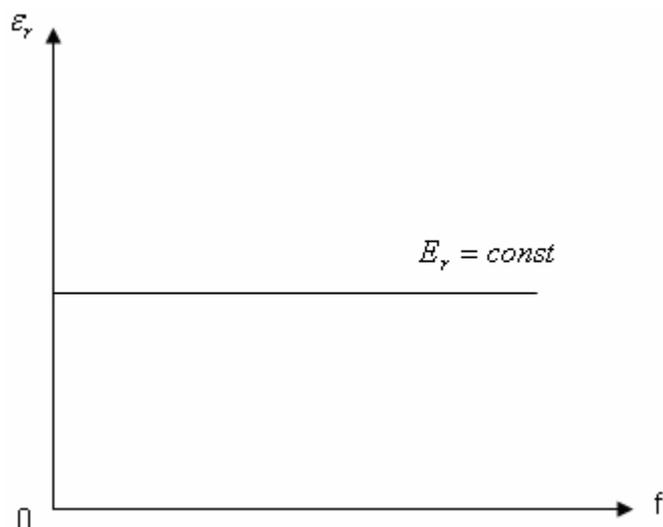


Рисунок 7.10 – Частотная зависимость  $\epsilon_r$  для диэлектриков с чисто электронной поляризацией

Электронная поляризация наблюдается у всех видов диэлектриков, и не связана с рассеиванием энергии.

#### 7.4 Ионная поляризация

Ионная поляризация характерна для твердых диэлектриков с ионным строением, и обуславливается упругим смещением ионов на расстояния меньше постоянной решетки.

Наблюдается в веществах кристаллического строения с плотной упаковкой ионов. Время установления поляризации мало и составляет  $10^{-13}$  с.

С увеличением температуры поляризация возрастает, поскольку температурное расширение, удаляя ионы, друг от друга ослабляет действующие между ними упругие силы, т.е. для ионных соединений характерен

положительный температурный коэффициент  $TK_e$ . Для диэлектрика с ионным строением имеет смысл рассматривать температурную зависимость  $\epsilon_r$  в пределах твердого состояния (см. рис. 7.11). При расплавлении ионные соединения становятся проводниками второго рода.

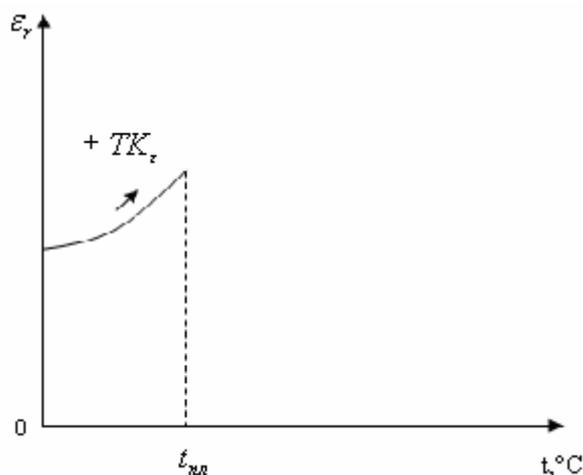


Рисунок 7.11 – Температурная зависимость  $\epsilon_r$  для диэлектриков с ионной поляризацией

Материалы с ионным строением с плотной упаковкой ионов отличаются тем, что их диэлектрическая проницаемость не зависит от частоты изменения поля, так как время установления поляризации очень мало.

Ионная поляризация не сопровождается затратами энергии и поэтому в схеме замещения отсутствует активный элемент – резистор.

### 7.5 Дипольно-релаксационная поляризация

Дипольно-релаксационная поляризация связана с ориентацией дипольных молекул, т.е. полярных молекул под действием электрического поля. Она возможна, если молекулярные силы не препятствуют ориентации диполей вдоль поля. Материалы с дипольно-релаксационной поляризацией характеризуются временем релаксации  $t_0$ , которое фактически является временем саморазряда конденсатора.

Время релаксации  $t_0$  – это время в течение, которого ориентация дипольных молекул после снятия электрического поля уменьшается в  $e$  раз, т.е. в 2,7 раза по сравнению с первоначальным значением (см. рис. 7.12). Время релаксации является внутренним параметром диэлектрика с дипольно-релаксационной поляризацией, которое существенно зависит от плотности вещества или вязкости вещества. При более высокой температуре вязкость вещества уменьшается и время релаксации уменьшается.

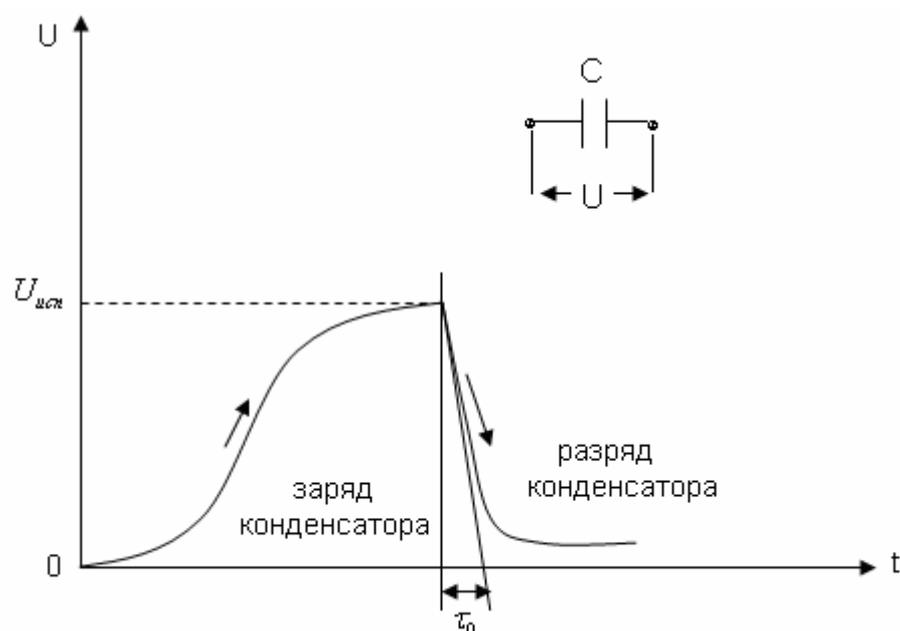


Рисунок 7.12 – Процесс заряда и разряда конденсатора. Графический способ определения времени  $t_0$  методом касательной

С увеличением температуры: с одной стороны молекулярные силы ослабевают и это усиливает поляризацию, а с другой стороны постепенно начинает нарастать тепловое хаотическое движение. Оно разрушает поляризацию.

В результате температурной зависимости  $\epsilon_r$  наблюдается максимум (см. рис. 7.13).

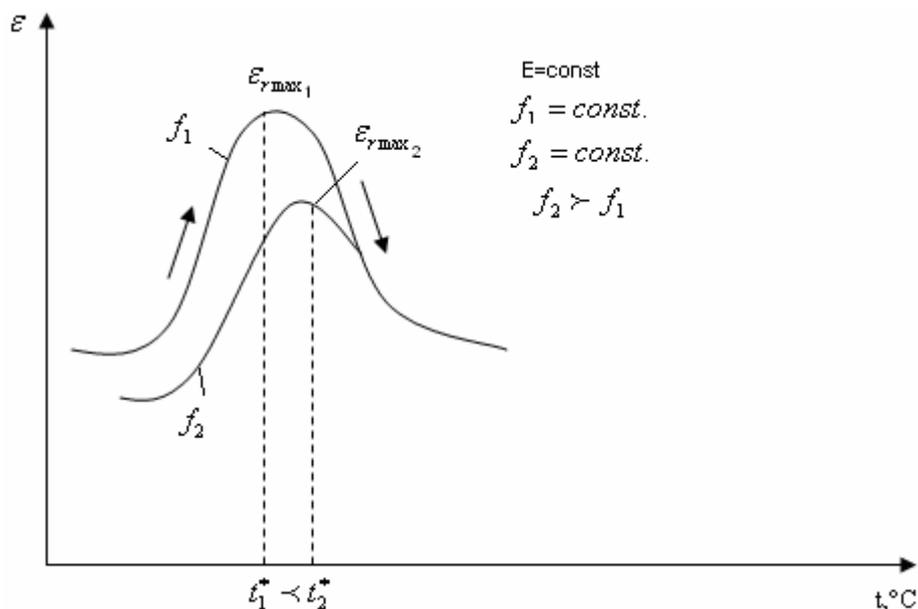


Рисунок 7.13 – Температурная зависимость  $\epsilon_r$  для диэлектриков с дипольно-релаксационной поляризацией для разных фиксированных частот  $f_1$  и  $f_2$

Максимум  $\epsilon_r$  для дипольно-релаксационной поляризации наблюдается тогда, когда время релаксации  $t_0$  будет равно полупериоду действующего поля:

$$t_0 = \frac{1}{2f},$$

где  $f$  – частота изменения электрического поля, Гц.

С повышением частоты максимум  $\epsilon_r$  в температурной зависимости смещается в область высоких температур, так как большая частота требует меньшего времени релаксации, а меньшее время релаксации может быть получено при более высокой температуре.

Частотная зависимость  $\epsilon_r$  у диэлектриков с дипольно-релаксационной поляризацией существенно отличается от частотной зависимости  $\epsilon_r$  диэлектриков с электронной и ионной поляризацией. В данном случае  $\epsilon_r$

определяется суммарным действием дипольно-релаксационной и электронной поляризации (см. рис 7.14).

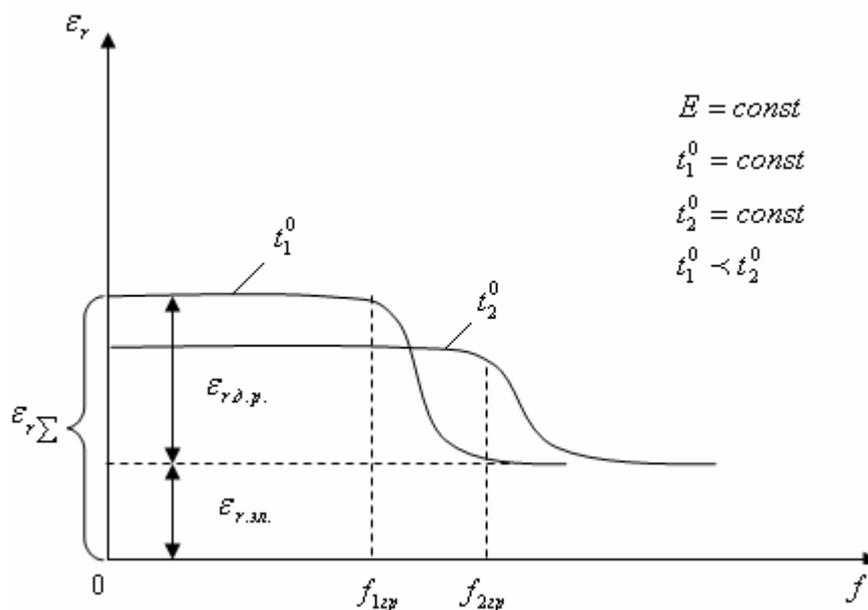


Рисунок 7.14 – Частотная зависимость  $\epsilon_r$  для диэлектриков с дипольно-релаксационной поляризацией

По мере увеличения частоты дипольные молекулы могут не успевать ориентироваться за изменением электрического поля. В этом случае величина диэлектрической проницаемости снижается до уровня электронной поляризации, которая по максимуму не превосходит 2,5. Этому случаю соответствует определенная граничная частота  $f_{зр}$ , которую можно найти из выражения:

$$t_0 = \frac{1}{2f_{зр}}$$

С повышением температуры, например, с  $t_1^0$  до  $t_2^0$  граничная частота увеличивается, так как при большей температуре вязкость вещества уменьшается и время релаксации также уменьшается. В соответствии с

приведенным ранее условием  $t_0 = \frac{1}{2f_{ep}}$  четко видно, что граничная частота должна быть больше.

Данный вид поляризации сопровождается значительными потерями, поэтому в схеме замещения последовательно с емкостью  $C_{d.p.}$  включается активный элемент – резистор.

### 7.6 Электронно-релаксационная поляризация

Электронно-релаксационная поляризация отличается от электронной и ионной поляризаций и возникает вследствие возбуждения тепловой энергией избыточных (дефектных) электронов или “дырок”.

Электронно-релаксационная поляризация характерна для диэлектриков с высоким показателем преломления света  $n$ , большим внутренним полем и электронной электропроводностью. Например: диоксид титана, загрязненный примесями  $Nb^{+5}$  (ниобий),  $Ca^{+2}$  (кальций),  $Ba^{+2}$  (барий); некоторые соединения на основе оксидов металлов переменной валентности – титана, ниобия, висмута.

При электронно-релаксационной поляризации может иметь место более высокое значение диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$ , по сравнению с чисто электронной поляризацией, а также наличие максимума в температурной зависимости  $\epsilon_r$ .

### 7.7 Ионно-релаксационная поляризация

Наблюдается в неорганических стеклах и в некоторых ионных кристаллах неорганических веществ с неплотной упаковкой ионов. В этом случае слабо связанные ионы вещества под воздействием внешнего электрического поля среди хаотического теплового движения смещаются (ориентируются) в направлении поля.

После снятия электрического поля ионно-релаксационная поляризация постепенно ослабевает по экспоненциальному закону: с повышением температуры диэлектрическая проницаемость увеличивается подобно как и для материалов с плотной упаковкой ионов. В частотной зависимости  $\epsilon_r$  может наблюдаться максимум.

### **7.8 Миграционная поляризация**

Миграционная поляризация рассматривается как дополнительный механизм поляризации, проявляющийся в твердых телах неоднородной структуры при макроскопических неоднородностях и наличии примесей. Она проявляется на низких частотах, и связана со значительным рассеиванием электрической энергии. Причинами такой поляризации является проводящие и полупроводящие включения в технических диэлектриках, содержащих несколько слоев с разной проводимостью.

При внесении неоднородного диэлектрика в электрическое поле свободные электроны и ионы проводящих и полупроводящих включений перемещаются в пределах каждого включения, образуя большие поляризованные области.

В слоистых материалах на границе раздела слоев и в приэлектродных слоях может происходить накопление зарядов медленно движущихся ионов.

Все это усиливает поляризацию, но и создает дополнительные потери.

### **7.9 Спонтанная поляризация (самопроизвольная)**

Спонтанная поляризация существует у сегнетоэлектриков, которые обладают следующей особенностью. При отсутствии внешнего поля в них имеются области (микрообъемы), называемые доменами, обладающие собственным элементарным электрическим моментом. До наложения внешнего электрического поля ориентация этих моментов хаотичная, поэтому результирующий электрический момент равен нулю.

При наложении электрического поля ситуация существенно изменяется. В этом случае начинается преимущественная ориентация элементарных электрических моментов в каждом из доменов по направлению действующего поля, электрическая индукция  $D$  и  $\epsilon_r$  увеличивается. Однако, при некотором значении напряженности электрического поля  $E$  может произойти насыщение, т.е. элементарные электрические моменты в каждом из доменов принимают направление действующего электрического поля, дальнейший рост электрической индукции  $D$  прекращается и она достигает  $D_{нас}$ , а диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_r$  с этого момента начинает уменьшаться (см. рис. 7.15).

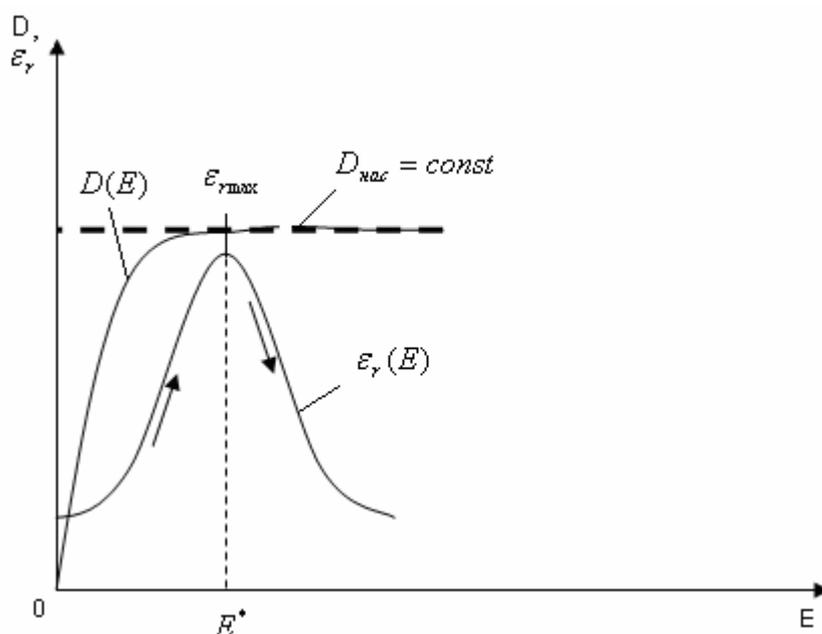


Рисунок 7.15 – Зависимость  $\epsilon_r$  и  $D$  от напряженности электрического поля для сегнетоэлектриков

Зависимость  $\epsilon_r(E)$  для сегнетоэлектриков используется в создании варикондов, т.е. специальных конденсаторов, величина электрической емкости которых зависит от величины приложенного напряжения.

В температурной зависимости  $\epsilon_r$  может наблюдаться один или несколько максимумов. Для них характерно наличие точки Кюри (см. рис. 7.16).

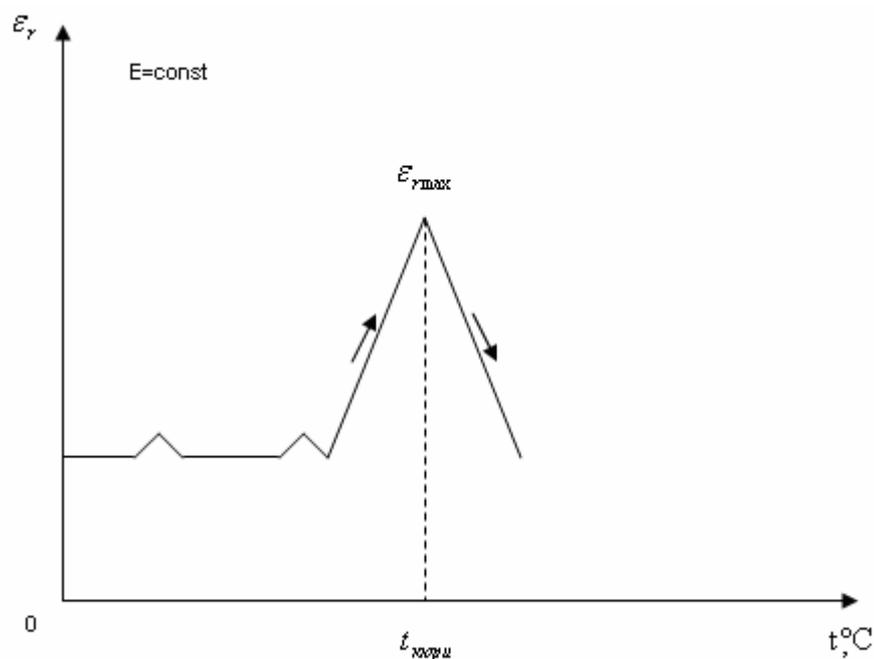


Рисунок 7.16 – Температурная зависимость  $\epsilon_r$  для сегнетоэлектриков

При подходе к температуре, соответствующей точки Кюри, по мере нагрева материала в нем происходит перестроение кристаллической структуры и это усиливает поляризацию. Однако постепенно усиливается тепловое хаотическое движение. При достижении температуры, соответствующей точки Кюри, преобладающим фактором является тепловое хаотическое движение. Оно разрушает поляризацию и диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_r$  резко уменьшается.

Это явление используется в создании специальных терморезисторов с положительным температурным коэффициентом сопротивления, которые называются позисторами. Температурная зависимость электрического сопротивления  $R_n$  позисторов приближается к релейной, т.е. при достижении температуры срабатывания их величина электрического сопротивления увеличивается на несколько порядков, что может быть использовано для самоограничения тока в электрической цепи (см. рис. 7.17).

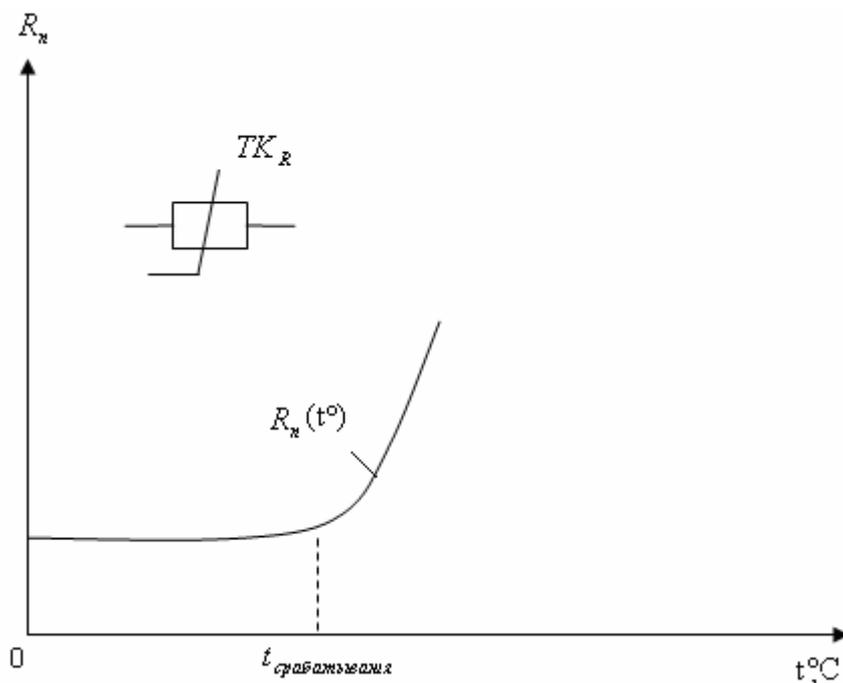
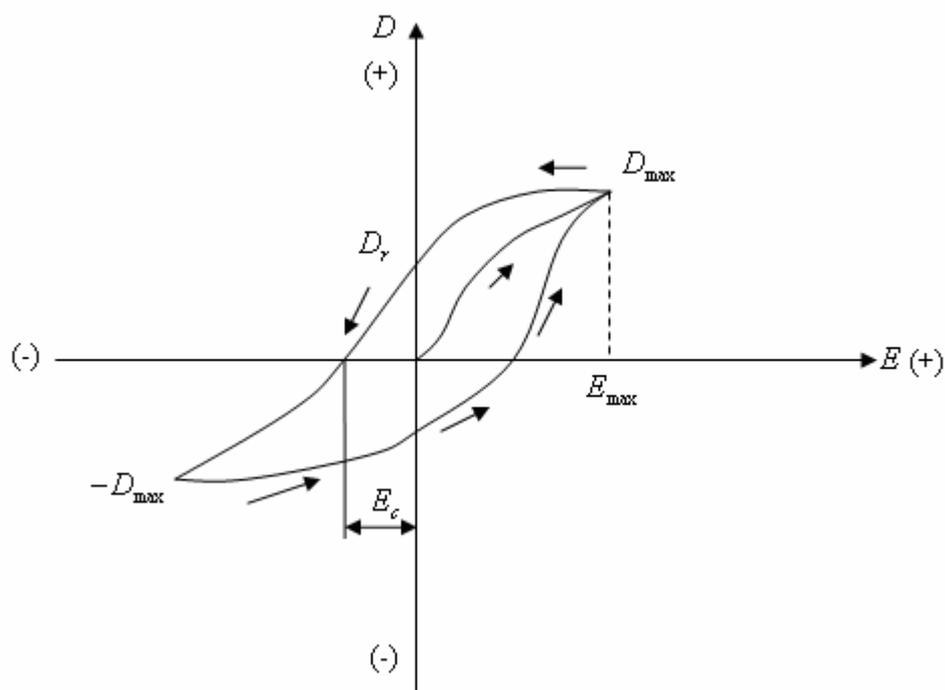


Рисунок 7.17 – Температурная зависимость электрического сопротивления терморезисторов-позисторов на базе сегнетоэлектриков

Эти позисторы могут быть использованы в качестве датчиков температуры для защиты электрических машин, аппаратов и др. от чрезмерного перегрева, а также могут быть использованы в качестве специальных нагревательных элементов с эффектом самоограничения тока при достижении температуры срабатывания.

Для сегнетоэлектриков характерно явление гистерезиса, учитывая нелинейную зависимость  $D(E)$ . Петля гистерезиса и характерные точки на ней показаны на рис. 7.18.



$D_{\max}$  – максимальное значение электрической индукции (условно со знаком «+») и соответствующее ей максимальное значение напряженности электрического поля  $E_{\max}$ ;

$D_r$  – остаточная электрическая индукция при напряженности электрического поля  $E = 0$ ;

$E_c$  – коэрцитивная сила или значение напряженности электрического поля противоположного направления, необходимого для уменьшения остаточной электрической индукции  $D_r$  до нуля.

Рисунок 7.18 – Петля гистерезиса и характерные точки на ней, полученная при воздействии на сегнетоэлектрик переменного электрического поля

В виду наличия гистерезиса для сегнетоэлектриков характерны большие потери при работе их в переменных полях. Диэлектрические потери, с учетом масштабных коэффициентов, пропорциональны площади петли гистерезиса.

Сегнетоэлектрики относятся к активным диэлектрикам, состоянием которых можно управлять электрическим полем.

### 7.10 Диэлектрическая проницаемость газов

Вследствие малой плотности газов поляризация их незначительна. Она может быть электронной, а для полярных газов дипольной, но во всех случаях  $\epsilon_r$  близка к единице. Однако и для полярных газов основное значение имеет электронная поляризация.

Зависимость  $\epsilon_r$  газа от температуры и давления определяется числом молекул в единице объема, которая пропорциональна давлению, и обратно пропорциональна абсолютной температуре (см. рис. 7.19; рис. 7.20).

Число молекул в единице объема газа  $n_0$  определяется с помощью основных газовых законов:

$$\epsilon_r = n_0 = \frac{p}{kT},$$

где  $k$  – газовая постоянная;

$n_0$  – число частиц в единице объема;

$T$  – абсолютная температура, К;

$p$  – давление газа, Па.

Температурная зависимость характеризуется величиной  $TK_e$  :

$$TK_e = \frac{1}{\epsilon_r} \cdot \frac{d\epsilon_r}{dT}, 1/\text{К}.$$

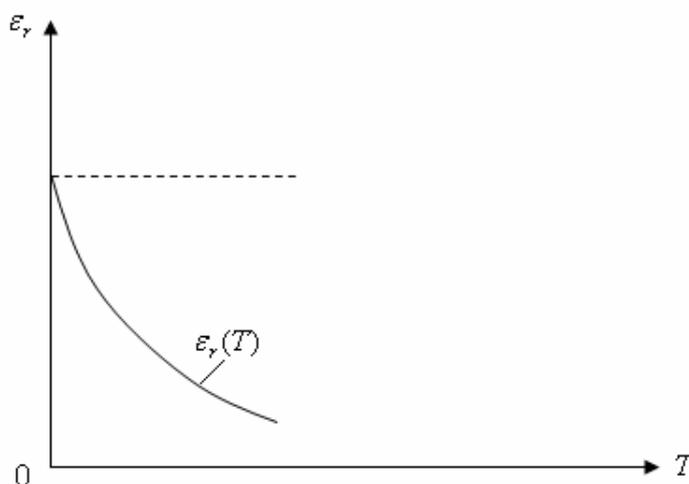


Рисунок 7.19 – Зависимость  $\epsilon_r$  от температуры нагрева газа

Величину  $TK_e$  неполяризованного газа можно определить по упрощенной формуле:

$$TK_e = \frac{e_r - 1}{T}.$$

Зависимость диэлектрической проницаемости от давления характеризуется выражением:

$$\frac{1}{e_r} \cdot \frac{de_r}{dP} = \frac{e_r - 1}{P}.$$

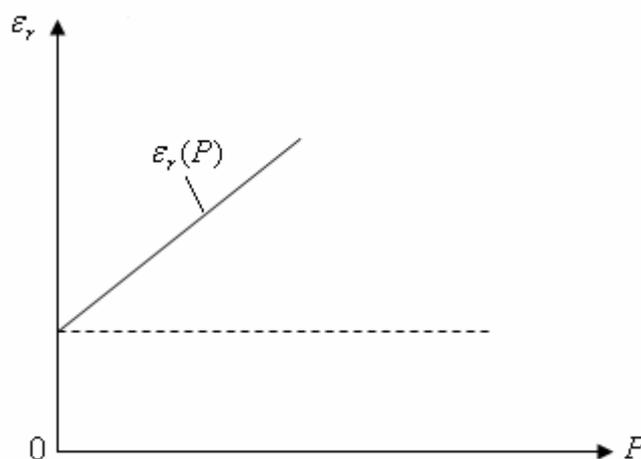


Рисунок 7.20 – Зависимость  $e_r$  от давления газа

Диэлектрическая проницаемость  $e_r$  в газообразных диэлектриках не зависит от частоты изменения поля, т.к. с одной стороны преобладает электронная поляризация, а с другой стороны плотность среды незначительная, что даже, если молекулы газа полярные, нет препятствий для их ориентаций в изменяющемся электрическом поле (см. рис. 7.21).

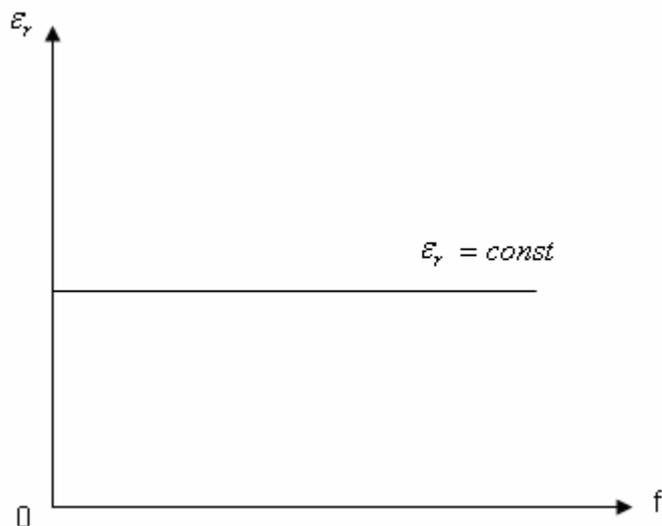


Рисунок 7.21 – Зависимость  $\epsilon_r$  от частоты изменения электрического поля

### 7.11 Диэлектрическая проницаемость жидких диэлектриков

Как известно жидкие диэлектрики жидкие диэлектрики могут состоять из нейтральных молекул, т.е. неполярных молекул, или из дипольных (полярных) молекул. В соответствии с этим они по-разному будут реагировать на наложение электрического поля.

К нейтральным жидкостям относятся все нефтяные масла: трансформаторное масло, кабельное масло, конденсаторное масло, а также бензол, толуол и др.

Величина  $\epsilon_r$  для нейтральных жидкостей определяется наличием только электронной поляризации, а значит  $\epsilon_r \approx n^2$  и не превышает значения 2,5. Диэлектрическая проницаемость зависит от температуры, т.к. с повышением температуры происходит тепловое расширение, и число частиц в единице объема уменьшается. Наиболее резкое изменение  $\epsilon_r$  происходит на границе фазового перехода вещества из жидкого в газообразное состояние.

Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_r$  неполярных жидких диэлектриков практически не зависит от частоты  $f$  изменения электрического поля, т.к. время установления электронной поляризации очень мало (см. рис. 7.22).

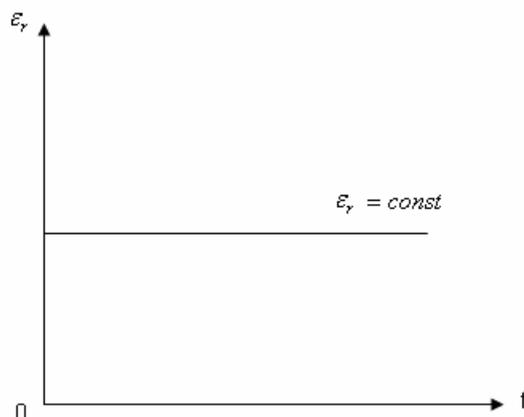


Рисунок 7.22 – Зависимость  $\epsilon_r$  для нейтральных жидких диэлектриков от частоты  $f$  изменения электрического поля

К полярным жидкостям относятся хлорированные дифенилы, савол, этиловый спирт и др. Они обладают электронной и дипольно-релаксационной поляризациями.

Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_r$  тем больше, чем больше степень полярности молекул, которая оценивается величиной дипольного момента.

Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_r$  зависит от количества вещества в единице объема, т.е. существенно зависит от температуры (см. рис. 7.13).

В температурной зависимости наблюдается максимум при определенной температуре. Условие максимума диэлектрической проницаемости следующее: время релаксации  $t_0$  должно быть равно времени полупериода действующего электрического поля:

$$t_0 = \frac{1}{2f}.$$

Время релаксации  $t_0$  – внутренний параметр данного диэлектрика и зависит от вязкости среды. С повышением температуры вязкость среды уменьшается и время релаксации также уменьшается.

Частотная зависимость  $\epsilon_r$  имеет такой же вид, как и для дипольно-релаксационной поляризации (см. рис. 7.14). С увеличением частоты в начале

диполи успевают следовать за изменением поля, а при достижении граничной частоты, диполи уже не успевают за изменением поля. При этом величина диэлектрической проницаемости уменьшается до значения, обусловленного чисто электронной поляризацией.

С повышением температуры исходная величина диэлектрической проницаемости уменьшается, т.к. плотность среды становится меньше и раздвигается частотный диапазон, т.е. граничная частота становится больше.

### 7.12 Диэлектрическая проницаемость твердых диэлектриков

Твердых диэлектриков очень много, они разнообразны по составу и свойствам, и в связи с этим поляризацию рассматривают для характерных групп диэлектриков.

#### 1) Твердые неполярные диэлектрики

Для данной категории диэлектриков характерны те же закономерности электронной поляризации, что и для неполярных жидких диэлектриков и газов.

Для нейтральных твердых диэлектриков будет характерен отрицательный  $TK_e$ , при достижении температуры плавления будет наблюдаться резкий спад диэлектрической проницаемости (см. рис. 7.23).

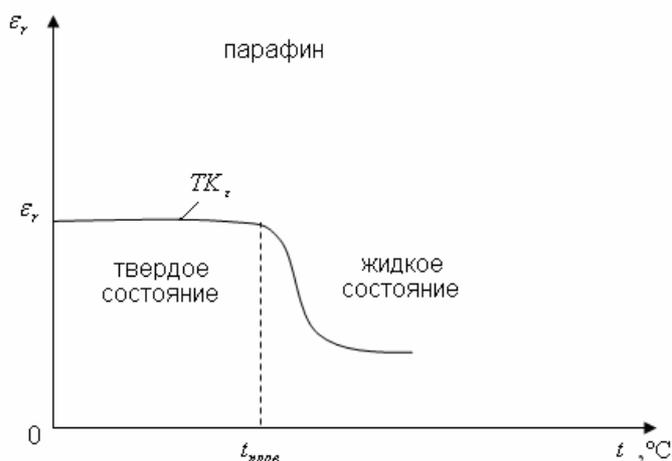


Рисунок 7.23 – Температурная зависимость  $\epsilon_r$  для нейтральных твердых диэлектриков

Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_r$  не зависит от частоты изменения поля, т.к. время установления электронной поляризации очень мало (см. рис. 7.24).

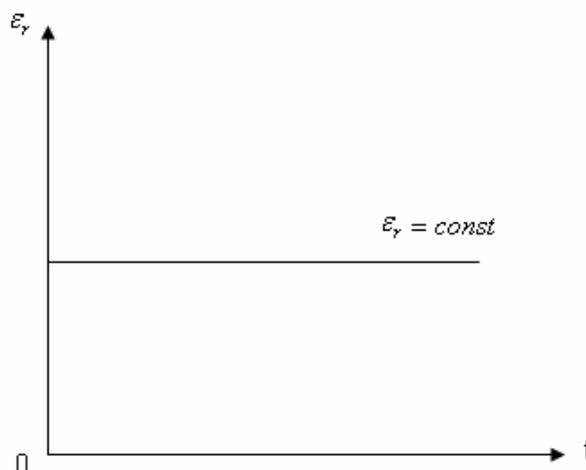


Рисунок 7.24 – Частотная зависимость  $\epsilon_r$  для нейтральных твердых диэлектриков

2) Ионные кристаллические диэлектрики с плотной упаковкой частиц

Диэлектрическая проницаемость этих веществ находится в широких пределах (например:  $NaCl - \epsilon_r = 6$ ;  $CaOTiO_2 - \epsilon_r = 150$ ).

Температурный коэффициент  $TK_\epsilon$  положителен, поскольку повышение температуры не только уменьшает плотность вещества, но и увеличивает полярность ионов, вследствие ослабления внутренних связей. Основные закономерности изменения  $\epsilon_r$  от температуры и частоты приведены в ионной поляризации. Исключение составляют кристаллы, содержащие ионы титана,  $TK_\epsilon$  этих кристаллов отрицателен и это объясняется преобладанием электронной поляризации.

3) Ионные кристаллические диэлектрики с неплотной упаковкой частиц

Ионные кристаллические диэлектрики с неплотной упаковкой частиц обладают электронной, ионной, а также ионно-релаксационной поляризациями. Они характеризуются в большинстве случаев невысоким исходным значением

$\epsilon_r$  и большим положительным коэффициентом  $TK_\epsilon$ . Примером является электротехнический фарфор (см. рис. 7.25).

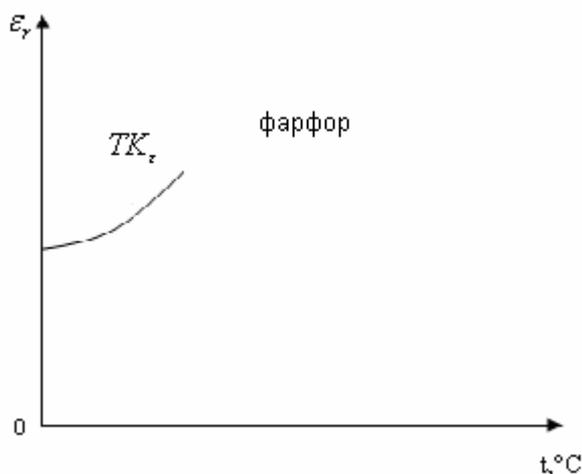


Рисунок 7.25 – Температурная зависимость  $\epsilon_r$  для электротехнического фарфора

#### 4) Неорганические стекла (квазиаморфные диэлектрики)

Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_r$  находится в сравнительно узких пределах от 4 до 20,  $TK_\epsilon$  – положителен. Но можно при необходимости получить материал и с отрицательным  $TK_\epsilon$ , если в состав стекла ввести в виде механических примесей кристаллы с отрицательным  $TK_\epsilon$  (рутил,  $TiO_2$ ).

#### 5) Полярные органические диэлектрики

В твердом состоянии проявляют дипольно-релаксационную поляризацию. Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_r$  полярных диэлектриков зависит от температуры и частоты изменения электрического поля. В температурной зависимости  $\epsilon_r$  наблюдается максимум, в частотной зависимости при достижении граничной частоты наблюдается спад  $\epsilon_r$  до уровня электронной поляризации.

### 7.13 Диэлектрическая проницаемость сложных по составу диэлектриков

В сложных по составу диэлектриках, представляющих собой механические смеси химически невзаимодействующих компонентов с различной диэлектрической проницаемостью, результирующую диэлектрическую проницаемость можно определить на основании уравнения Лихтенеккера или логарифмического закона смещения:

$$\epsilon_r = Q_1 \cdot \epsilon_{r_1}^x + Q_2 \cdot \epsilon_{r_2}^x,$$

где  $\epsilon_r, \epsilon_{r_1}, \epsilon_{r_2}$  – диэлектрические проницаемости смеси и входящих компонентов;

$Q_1, Q_2$  – объемная концентрация компонентов в относительных единицах, удовлетворяющая условию  $Q_1 + Q_2 = 1$ ;

$x$  – величина, характеризующая распределение компонентов в данном диэлектрике и принимающая значение от +1 до -1.

Если два компонента распределены хаотически (например, в керамике), то уравнение Лихтенеккера после преобразования и подстановки  $x=0$  имеет вид:

$$\ln \epsilon_r = Q_1 \ln \epsilon_{r_1} + Q_2 \ln \epsilon_{r_2}.$$

Результирующая  $\epsilon_r$  меньше максимальной диэлектрической проницаемости ( $\epsilon_{r_{\max}}$ ) из входящих в смесь компонентов. Температурный коэффициент  $TK_e$  смеси определяется по формуле:

$$\frac{1}{\epsilon_r} \frac{d\epsilon_r}{dT} = \frac{Q_1}{\epsilon_{r_1}} \frac{d\epsilon_{r_1}}{dT} + \frac{Q_2}{\epsilon_{r_2}} \frac{d\epsilon_{r_2}}{dT}; 1/K$$

или

$$TK_e = a_e = Q_1 a_{e_1} + Q_2 a_{e_2},$$

где  $a_{e_1}, a_{e_2}$  – табличные значения температурных коэффициентов входящих компонентов.

## 7.14 Электропроводность диэлектриков

### 7.14.1 Электропроводность газов

Газы при небольших напряженностях поля обладают очень малой электропроводностью. Ток в газах может существовать при наличии в них свободных электронов и ионов, которые возникают в результате ионизации молекул газа.

Ионизация – это процесс разрушения нейтральных молекул под действием внешних ионизаторов или за счет внутренних энергетических воздействий, сообщенных электрическим полем, с образованием положительно заряженных ионов и электронов.

Она может возникать:

а) под действием внешних факторов (рентгеновские, ультрафиолетовые лучи; радиоактивное излучение; сильный нагрев газа и др.);

б) за счет соударений имеющихся свободных ионов и электронов, ускоренных электрическим полем, с нейтральными молекулами (ударная ионизация).

Электропроводность газов, обусловленная действием внешних ионизаторов, называется несамостоятельной, а обусловленная ударной ионизацией называется самостоятельной.

Одновременно с ионизацией газа происходит процесс рекомбинации, заключающийся в том, что часть положительно заряженных ионов соединяется с отрицательно заряженными электронами с образованием нейтральных молекул. Таким образом, рекомбинация препятствует безграничному росту

свободно заряженных частиц в газовом промежутке и по истечению времени, в этом промежутке после начала действия внешнего ионизатора устанавливается концентрация заряженных частиц.

Характерная зависимость тока в газовом промежутке от напряжения приведена на рис. 7.26.

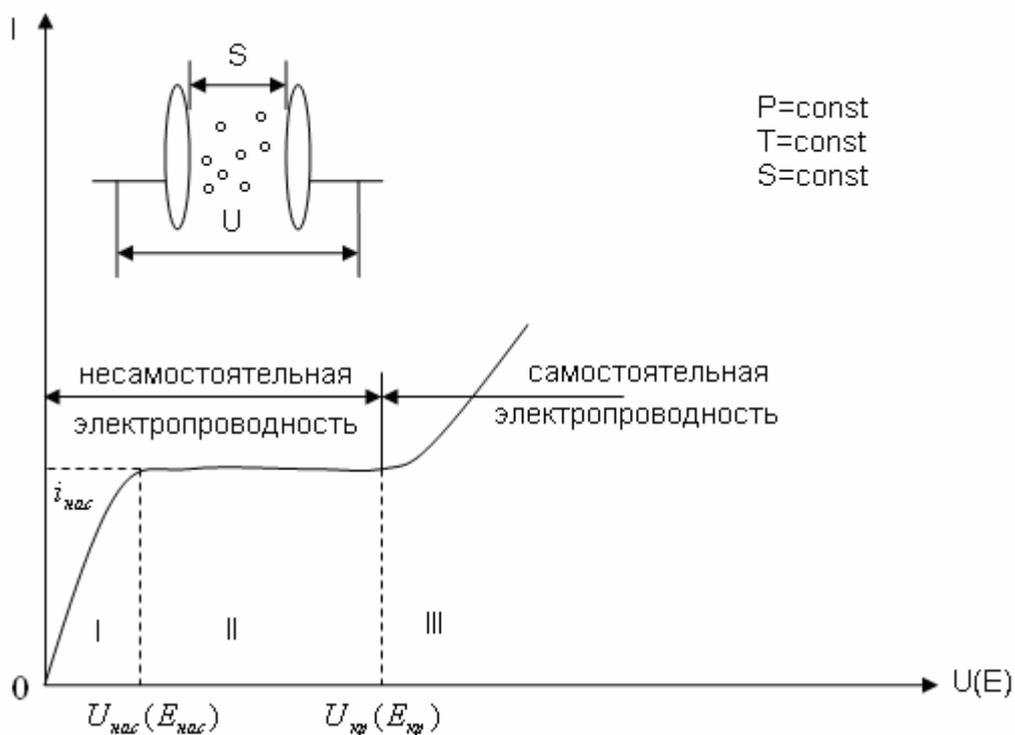


Рисунок 7.26 – Зависимость величины тока  $I$  в газовом промежутке от величины приложенного напряжения  $U$  (или напряженности электрического поля  $E$ )

На первом участке (0 до  $U_{нас}$ ) соблюдается закон Ома и по мере увеличения напряжения все большее число ионов, не успевших рекомбинировать, участвуют в создании тока.

На втором участке ( $U_{нас}$  до  $U_{кр}$ ) – закон Ома нарушается, т.к. количество носителей зарядов в газовом промежутке остается практически неизменным и определяется интенсивностью действия внешнего ионизатора. По этой причине

величина тока на втором участке остается неизменной и характеризуется током насыщения  $i_{нас}$ .

Например, ток насыщения для воздуха достигается в нормальных условиях ( $p=760$  мм.рт.ст. или  $0,1$  МПа;  $t=+20^\circ\text{C}$ ) при расстоянии между электродами  $1$  см при напряженности поля  $E=0,6$  В/м. При этом плотность тока  $j$ , составляет  $10^{-15} \text{ A}/\text{м}^2$ .

Третий участок (при  $U \geq U_{кр}$ ) характеризуется тем, что напряженность электрического поля достигает критического значения, при которой начинает работать механизм ударной ионизации.

Если напряженность поля остается достаточно высокой, то после образования начальной лавины свободных заряженных частиц происходит пробой газового промежутка.

Для справки:  $E_{кр}$  для воздуха составляет  $10^5 - 10^6 \text{ B}/\text{м}$ .

#### 7.14.2 Электропроводность жидкостей

Электропроводность жидких диэлектриков носит ионный характер. Она тесно связана со строением молекул. Бывают жидкие диэлектрики с нейтральными молекулами и с полярными молекулами. Сильно полярные жидкости обладают высокой электропроводностью и не используются в качестве диэлектрика. Ток в жидкостях обуславливается не только передвижением ионов, но и перемещением заряженных коллоидных частиц.

В нейтральных жидкостях электропроводность определяется наличием диссоциированных на ионы примесей, в том числе воды.

В полярных жидкостях электропроводность зависит не только от имеющихся примесей, она вызывается диссоциацией молекул самой жидкости. Чем больше  $\epsilon_r$ , тем больше электропроводность жидкости.

В нейтральных жидких диэлектриках при длительном приложении постоянного напряжения наблюдается электрическая очистка, связанная с переносом зарядов примесей на электроды, где они нейтрализуются. Этот

процесс длителен. Очистка нейтральных жидких диэлектриков от содержащихся в них примесей дает заметное повышение удельного сопротивления. Например, в процессе работы трансформаторное масло очищается в специальных фильтрах, входящих в конструкцию трансформатора. Однако полностью удалить из диэлектрика, способные к диссоциации примеси не удается.

Полярные жидкости с большим дипольным моментом, вследствие высокой степени диссоциации молекул отличается высокой электропроводностью и поэтому они рассматриваются как проводники с ионной электропроводностью.

Удельная проводимость любой жидкости сильно зависит от температуры. С ее повышением вязкость жидкости уменьшается, подвижность ионов увеличивается, одновременно возрастает степень тепловой диссоциации. Оба эти фактора увеличивают удельную проводимость. Математически удельная проводимость жидкого диэлектрика достаточно точно описывается уравнением:

$$g = A \cdot e^{-\frac{a}{T}}$$

или

$$g = g_0 \cdot e^{at},$$

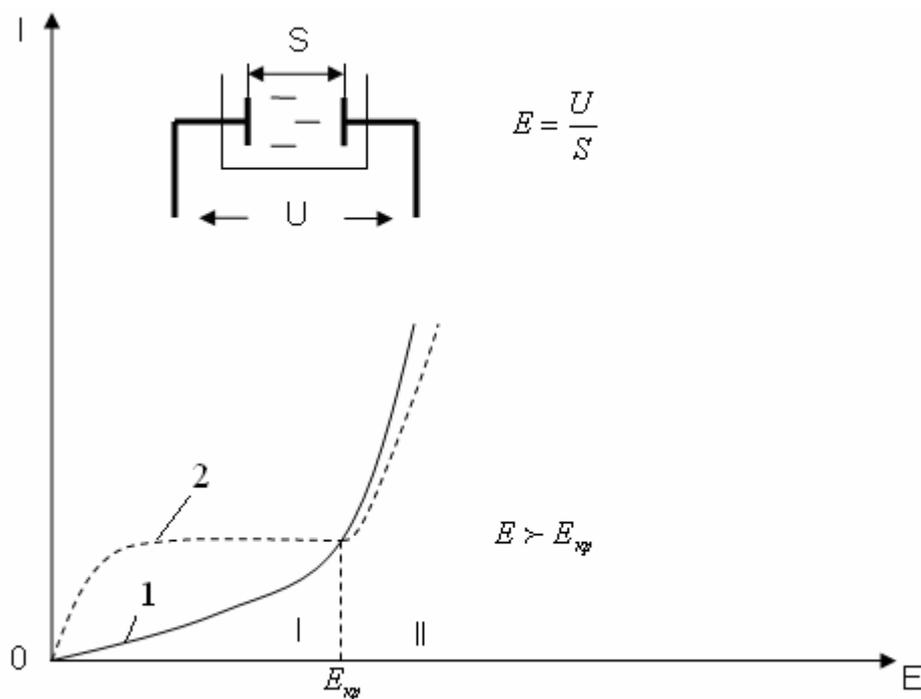
где  $A, a$  – постоянные, характеризующие данную жидкость;

$T$  – температура в градусах Кельвина;

$g_0$  – удельная проводимость при  $0^\circ\text{C}$ ;

$a$  – температурный коэффициент.

Помимо зависимости от температуры электропроводность жидких диэлектриков существенно изменяется также и от величины приложенного напряжения или напряженности электрического поля (см. рис. 7.27).



- 1 – кривая, характеризующая зависимость  $I(E)$  для жидкостей содержащих примеси;  
 2 – кривая, характеризующая зависимость  $I(E)$  для жидкостей максимально очищенных от примесей

Рисунок 7.27 – Зависимость величины тока  $I$  от величины приложенной напряженности электрического поля  $E$  для жидких диэлектриков

Для жидкостей, содержащих примеси различают два характерных участка (см. рис. 7.27, кривая 1).

На участке 1 (от 0 до  $E_{кр}$ ) выполняется закон Ома и с увеличением напряженности все большее число свободных носителей зарядов примесей участвует в электропроводности.

На 2 участке, когда  $E \geq E_{кр}$ , закон Ома нарушается и это объясняется тем, что под влиянием сильного электрического поля в жидких диэлектриках начинает работать механизм ударной ионизации. По истечению времени количество свободных носителей зарядов увеличивается и при дальнейшем увеличении напряженности электрического поля происходит пробой жидкого диэлектрика. Величина  $E_{кр}$  может составлять от 10 МВ/м до 100 МВ/м.

Для жидкостей с высокой степенью очистки в зависимости  $I(E)$  наблюдается горизонтальный участок, как и для газов (см. рис. 7.27, кривая 2).

В коллоидных системах наблюдается молионная или электрофоретическая электропроводность. Носителями зарядов здесь являются группы молекул – молионы. Такая электропроводность наблюдается в маслах, содержащих эмульгированную воду и в органических жидкостях, содержащих смолы.

## 7.15 Электропроводность твердых диэлектриков. Объемная электропроводность

Электропроводность твердых диэлектриков обуславливается передвижением ионов, как самого диэлектрика, так и случайных примесей. У некоторых материалов она может быть также вызвана наличием свободных электронов. Так как твердых диэлектриков очень много, большинство из них имеет сложный состав, то вид электропроводности устанавливается экспериментально.

Ионная электропроводность сопровождается переносом вещества на электроды, при электронной электропроводности этого не наблюдается.

### 7.15.1 Электропроводность по группам твердых диэлектриков

1) В диэлектриках **атомной** или **молекулярной** структуры электропроводность связана только с наличием примесей. В этих материалах возможна электрическая очистка при наложении постоянного электрического поля. В диэлектриках с минимальным присутствием примесей удельное объемное сопротивление очень большое.

2) В твердых диэлектриках **ионного** строения электропроводность обусловлена перемещением ионов, освобождаемых под влиянием флуктуации теплового колебания. При низких температурах в свободное состояние переходят слабо закрепленные ионы примесей, а при более высоких температурах высвобождаются собственные ионы, вырываемые из

кристаллической решетки. Изменение удельного объемного сопротивления от температуры определяется формулой:

$$r_v = B \cdot e^{\frac{b}{T}}$$

или

$$r_v = r_0 \cdot e^{-at},$$

где  $B, b$  – постоянные, характеризующие данный диэлектрик;

$r_0$  – удельное объемное сопротивление при  $0^\circ\text{C}$ ;

$a = -\frac{b}{T^2}$  – температурный коэффициент;

$T$  – абсолютная температура.

3) В **монокристаллах** удельная проводимость не одинакова по разным направлениям, например, в кристаллах кварца удельная проводимость в направлении параллельном главной оси в 1000 раз больше, чем в направлении перпендикулярном этой же оси. Это свойство используется в создании кварцевых генераторов.

4) **Высокомолекулярные** соединения (полимеры) обладают проводимостью сильно зависящей от химического состава, наличия примесей, степени полимеризации или степени вулканизации.

5) У **неорганических** стекол электропроводность самым тесным образом связана с химическим составом, это дает возможность получить стекла с заранее заданными свойствами. Введение в состав стекла окислов щелочных металлов первой группы увеличивает электропроводность, а введение окислов тяжелых металлов ( $\text{BaO}$ ,  $\text{PbO}$ ) приводит к снижению электропроводности.

б) Твердые **пористые** диэлектрики резко увеличивают объемную удельную проводимость в случае увлажнения даже в ничтожных количествах. Высушивание материала повышает электрическое сопротивление, но это

временная мера. Для увеличения удельного объемного сопротивления пористых материалов, целесообразно использовать их пропитку жидкими твердеющими диэлектриками (лаками).

### 7.15.2 Электропроводность при значительных напряженностях электрического поля

При больших напряженностях ( $E=10\div 100$  МВ/м) необходимо учитывать возможность появления в диэлектрике электронного тока. В этом случае удельная проводимость определяется по формуле Пуля:

$$g_E = g \cdot e^{bE}.$$

При напряженностях поля близких к пробивным более точной для ряда диэлектриков является формула Френкеля:

$$g_E = g \cdot e^{b_1\sqrt{E}},$$

где  $E$  – напряженность электрического поля;

$b, b_1$  – коэффициенты, характеризующие материал;

$g$  – удельная проводимость материала в области напряженности поля, в которой выполняется закон Ома.

### 7.15.3 Электропроводность при старении диэлектриков

С течением времени почти все диэлектрики стареют, т.е. наблюдается ухудшение электрических свойств, что выражается в увеличении электропроводности и снижении электрической прочности. Отличительной особенностью является то, что неорганические диэлектрики стареют только при наличии электрического поля. Происходит электрохимическое старение, которое заканчивается пробоем диэлектрика. Например, изменение свойств в

керамике объясняется выходом кислорода из состава решетки, который наиболее вероятен с поверхности образца и вблизи всякого рода дефектов.

### 7.16 Поверхностная электропроводность твердых диэлектриков

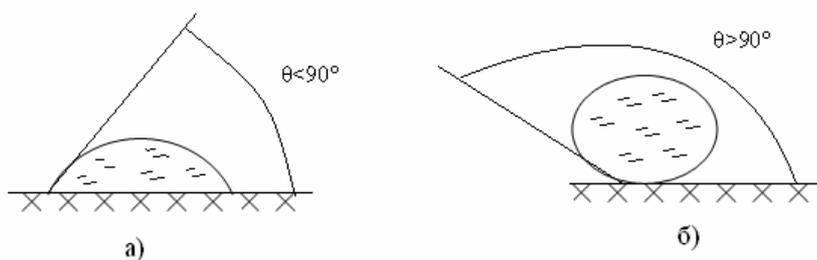
Для твердых диэлектриков поверхностная электропроводность рассматривается обособлено. Она обуславливается:

- а) увлажнением поверхности диэлектрика;
- б) загрязнением твердыми проводящими частицами (например, угольной пылью).

Но более существенным фактором является увлажнение поверхности диэлектрика.

Поскольку сопротивление адсорбированной пленки влаги тесно связано с природой материала, на поверхности которого она находится, то поверхностную электропроводность рассматривают как свойства самого диэлектрика.

Адсорбция влаги на поверхности диэлектриков находится в тесной зависимости от относительной влажности окружающей среды и зависит от того, смачивается или не смачивается водой диэлектрик. Смачивающиеся и несмачивающиеся водой диэлектрики отличаются друг от друга по конфигурации пленки влаги на их поверхности (см. рис.7.28).



- а) смачивающиеся водой диэлектрики (полярные);
- б) несмачивающиеся водой диэлектрики (нейтральные, слабополярные)

Рисунок 7.28 – Конфигурации пленки влаги на поверхности твердых диэлектриков

Присутствие загрязнений на поверхности несмачивающихся водой диэлектриков относительно мало влияет на величину удельного поверхностного сопротивления  $r_s$ , но сильно влияет на величину удельного поверхностного сопротивления  $r_s$  смачивающихся водой диэлектриков.

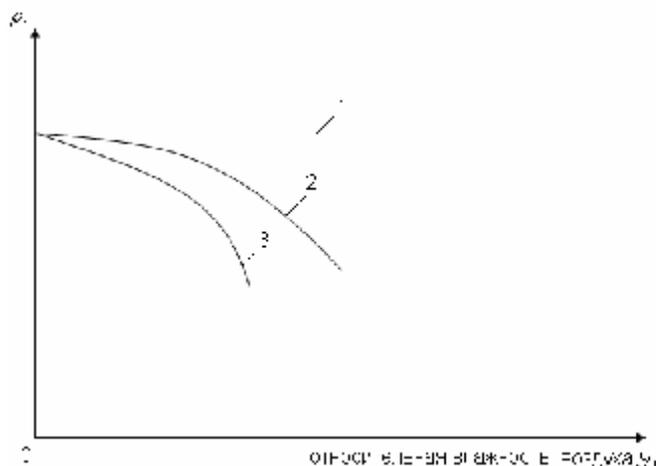
Удельное поверхностное сопротивление тем выше, чем меньше полярность молекул вещества и чем чище его поверхность.

### 7.17 Классификация твердых диэлектриков по поверхностной электропроводности

В зависимости от степени взаимодействия диэлектриков с влагой воздуха все твердые диэлектрики можно разделить на три группы:

- 1 – нерастворимые в воде диэлектрики;
- 2 – частично растворимые в воде диэлектрики;
- 3 – диэлектрики, имеющие пористую структуру.

Каждая группа характеризуется изменением удельного поверхностного сопротивления от относительной влажности воздуха ( см. рис. 7.29).



- 1 – нерастворимые в воде диэлектрики;
- 2 – частично растворимые в воде диэлектрики;
- 3 – диэлектрики, имеющие пористую структуру.

Рисунок 7.29 – Зависимость удельного поверхностного сопротивления  $r_s$  для различных групп твердых диэлектриков

Нерастворимые в воде диэлектрики в свою очередь делятся на две подгруппы:

1) несмачиваемые водой диэлектрики – это диэлектрики, с нейтральными или слабо полярными молекулами (полистирол, полиэтилен, парафин, янтарь, сера и др.);

2) смачиваемые водой диэлектрики – диэлектрики с сильно полярными молекулами и диэлектрики с ионным строением (например: некоторые виды керамики, канифоль).

Материалы первой подгруппы характеризуются высоким удельным поверхностным сопротивлением  $r_s$ , мало зависящим от влажности окружающей среды.

Материалы второй подгруппы имеют удельное поверхностное сопротивление  $r_s$  существенно ниже, сильно зависящее от загрязнений на их поверхности.

К частично растворимым в воде диэлектрикам относятся большинство технических стекол. В присутствии большого количества влаги часть материала переходит в раствор, но это длительный процесс.

К диэлектрикам, имеющим пористую структуру относятся волокнистые материалы (бумага, дерево, некоторые виды пластмасс, керамика, мрамор и т.д.).

Пористость структуры этих материалов приводит к тому, что во влажной среде они обнаруживают не только большую удельную объемную проводимость, но и большую поверхностную проводимость за счет накопления влаги в объеме материала. Чтобы повысить удельную поверхностную проводимость, прибегают к очистке поверхности путем ее промывки водой или растворителями; прокаливанием изделий (если это возможно) при температуре  $600\div 700^\circ\text{C}$ . Однако перечисленные мероприятия носят временный характер. Для стабилизации поверхностной электропроводности предусматривают

покрытие их поверхности твердыми пленками, лаками, глазурью, стеклоэмалями.

## 8 Диэлектрические потери

### 8.1 Природа диэлектрических потерь. Схемы замещения диэлектрика с потерями

При постоянном напряжении диэлектрические потери обусловлены сквозной электропроводностью. Активная мощность, расходуемая на нагрев диэлектриков определяется по формулам:

$$P_a = i_{ск}^2 \cdot R_{из}, \text{ Вт}$$

или

$$P_a = \frac{U^2}{R_{из}}, \text{ Вт}$$

Как правило, диэлектрические потери при постоянном напряжении меньше, чем при переменном напряжении. Это обусловлено тем, что при переменном напряжении диэлектрик находится в состоянии периодической поляризации, т.е. в диэлектрике постоянно присутствует большой абсорбционный ток утечки. Качество диэлектрика характеризуется удельными потерями:

$$P_{уд} = \frac{P_a}{V}, \text{ Вт/м}^3.$$

Для характеристики склонности диэлектриков к диэлектрическим потерям переменных электрических полях используется тангенс угла диэлектрических потерь  $\text{tg}d$ .

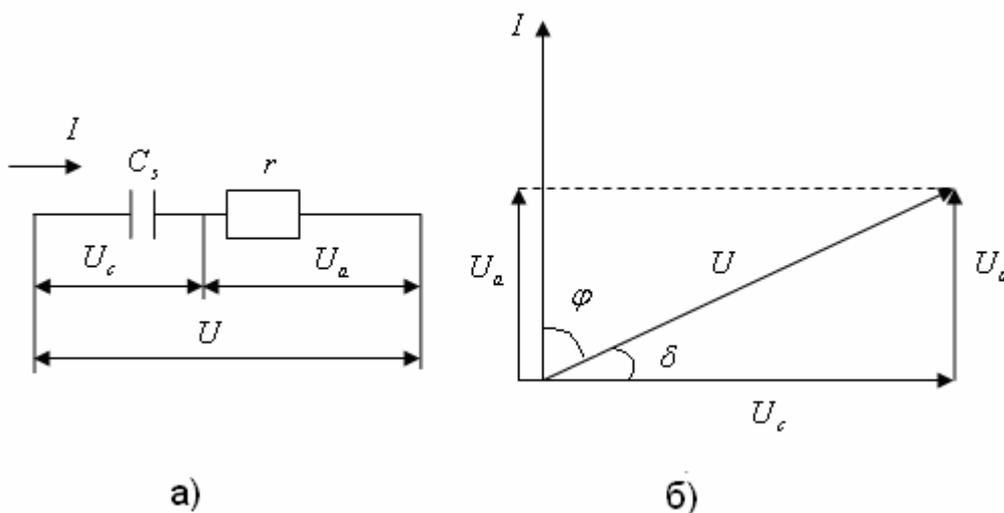
Углом потерь  $d$  называется угол, дополняющий до  $90^\circ$  угол фазового сдвига между вектором тока и вектором напряжения в емкостной цепи.

Тангенс угла диэлектрических потерь  $tg d$  входит непосредственно в расчетные формулы.

Для характеристики потерь в диэлектрике при работе его в переменном электрическом поле можно воспользоваться последовательной или параллельной схемами замещения (см. рис. 8.1; рис. 8.2). Параметры схемы замещения должны быть выбраны таким образом, чтобы мощность потерь в данной схеме замещения была равна мощности потерь в рассматриваемом реальном диэлектрике (или изоляционной конструкции).

Используя указанные выше схемы замещения, можно получить набор расчетных формул:

а) последовательная схема замещения



$C_s$  – идеальная емкость конденсатора, т.е. емкость не имеющая потерь;

$r$  – активный элемент схемы замещения для учета реальных потерь в диэлектрике конденсатора;

$j$  – угол сдвига фаз между вектором тока и вектором напряжения;

$d$  – угол диэлектрических потерь.

Рисунок 8.1 – Последовательная схема замещения диэлектрика с потерями:

а) схема замещения; б) векторная диаграмма

Используя векторную диаграмму, получим:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \delta &= \frac{U_a}{U_c}; \\ U_a &= I \cdot r; \\ U_c &= I \cdot x_c; \\ x_c &= \frac{1}{\omega C_s}; U_c = I \cdot \frac{1}{\omega C_s}; \\ \operatorname{tg} \delta &= \frac{I \cdot r}{I \cdot \frac{1}{\omega C_s}} = r \omega C_s; \end{aligned} \right\} \longrightarrow \operatorname{tg} \delta = r \omega C_s, \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} P_a &= I^2 \cdot r = \frac{U^2}{z^2} \cdot r, z = \sqrt{r^2 + x_c^2}; \\ P_a &= \frac{U^2}{r^2 + x_c^2} \cdot r = \frac{U^2 \cdot r}{r^2 + \frac{1}{\omega^2 \cdot C_s^2}} = \frac{U^2 \cdot r \cdot \omega^2 \cdot C_s^2}{1 + r^2 \cdot \omega^2 \cdot C_s^2}; \end{aligned} \right\} \longrightarrow P_a = \frac{U^2 \omega C_s \operatorname{tg} \delta}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}, \quad (2)$$

б) параллельная схема замещения

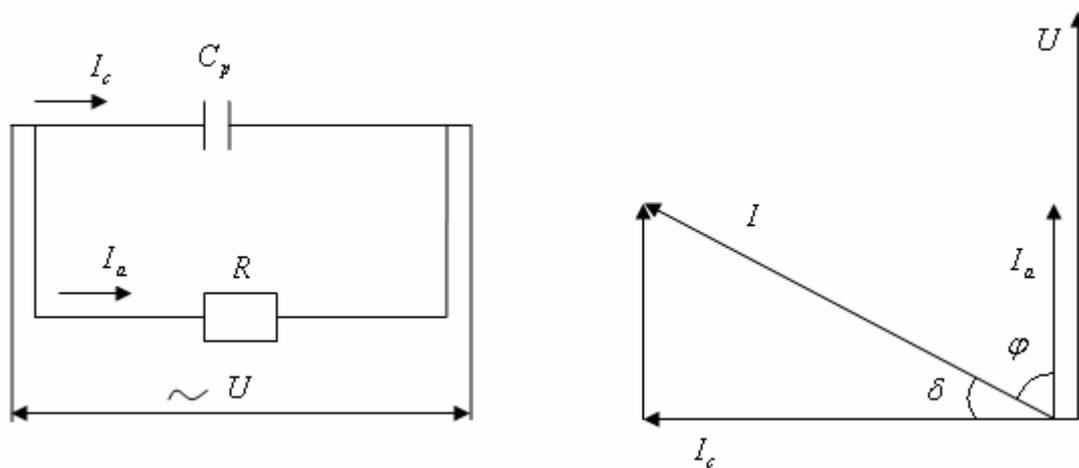


Рисунок 8.2 – Параллельная схема замещения диэлектрика с потерями:

а) схема замещения; б) векторная диаграмма

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \delta &= \frac{I_a}{I_c}; \\ I_a &= \frac{U}{R}; \\ I_c &= \frac{U}{x_c} = \frac{U}{\frac{1}{\omega C_p}} = U \omega C_p; \end{aligned} \right\} \longrightarrow \operatorname{tg} \delta = \frac{1}{R \omega C_p}, \quad (3)$$

$$P_a = \frac{U^2}{R}$$

Из уравнения (3):  $R = \frac{1}{\operatorname{tg} d \omega C_p}$ , тогда

$$P_a = U^2 \omega C_p \operatorname{tg} d, \quad (4)$$

Можно установить взаимосвязь между параметрами схем замещения.

Приравнивая мощности, т.е. выражения (2) и (4):

$$\frac{U^2 \omega C_s \operatorname{tg} d}{1 + \operatorname{tg}^2 d} = U^2 \omega C_p \operatorname{tg} d;$$

получаем:

$$C_p = \frac{C_s}{1 + \operatorname{tg}^2 d}, \quad (5)$$

Приравнивая тангенсы углов диэлектрических потерь, т.е. выражения (1) и (3):

$$\begin{aligned} \frac{1}{\omega C_p R} &= \omega C_s r; \\ R &= \frac{1}{\omega^2 C_s C_p r} \end{aligned}$$

Если подставить вместо  $C_p$  выражение (5), то получим:

$$R = r \cdot \left(1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 d}\right), \quad (6)$$

Для доброкачественных диэлектриков в связи с малым значением  $\operatorname{tg} d$  в формулах (2) и (5) можно пренебречь  $\operatorname{tg}^2 d$ , т.е.  $C_p \approx C_s = C$ , а также можно ввести общую формулу для расчета потерь независимо от схемы замещения в виде:

$$P_a = U^2 w C \operatorname{tg} d, \quad (8)$$

Сопротивление  $R$  в параллельной схеме замещения, как следует из формулы (6), много больше  $r$ , т.к. в этом случае  $\operatorname{tg}^2 d$  нельзя пренебречь.

Определив каким-либо методом при некоторой частоте параметры эквивалентной схемы замещения исследуемого диэлектрика в общем случае нельзя считать полученные значения емкости и сопротивления, присущими данному конденсатору и пользоваться этими данными для расчета угла потерь при другой частоте. Такой расчет может быть сделан в том случае, когда эквивалентная схема имеет определенное физическое обоснование с учетом следующих факторов:

1) если потери в диэлектрике конденсатора определяются только потерями от сквозной электропроводности в широком диапазоне частот, то удобнее пользоваться параллельной схемой замещения и формулами (3) и (4);

2) если потери в диэлектрике конденсатора обуславливаются главным образом сопротивлением подводящих проводов, самих обкладок конденсатора и переходных контактов, то лучше пользоваться последовательной схемой замещения и формулами (1) и (2).

В связи с изложенным выше можно сделать выводы:

– конденсаторы, работающие при высокой частоте, должны иметь по возможности малое сопротивление, как обкладок, так и соединительных проводов и переходных контактов;

– если потери в конденсаторе не могут быть полностью объяснены ни первым, ни вторым факторами, то необходимо производить определение параметров схемы замещения конденсатора, при той частоте, при которой он будет использоваться;

– особое значение диэлектрические потери приобретают в установках высокого и сверхвысокого напряжений, поскольку диэлектрические потери  $P_a$  пропорциональны  $U^2$ .

## 8.2 Виды диэлектрических потерь

Диэлектрические потери по их особенностям и физической природе можно подразделить на четыре вида:

- 1) диэлектрические потери, обусловленные сквозной электропроводностью;
- 2) диэлектрические потери, обусловленные поляризацией;
- 3) ионизационные диэлектрические потери;
- 4) диэлектрические потери, обусловленные неоднородностью структуры диэлектрика.

1) Первый вид потерь обнаруживается в диэлектриках, имеющих заметную объемную или поверхностную электропроводность. Если потери от других видов не существенны, то частотные зависимости  $P_a$  и  $tg\delta$  могут быть получены на основе использования параллельной схемы замещения (см. рис. 8.3).

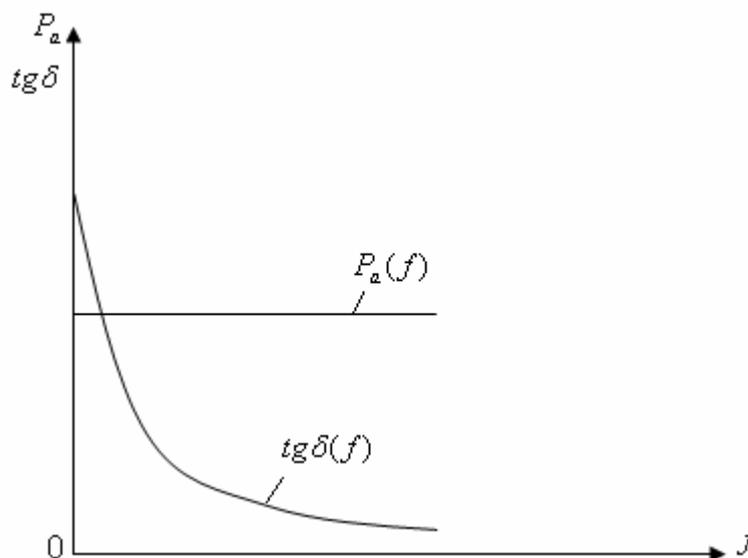


Рисунок 8.3 – Зависимости активной мощности  $P_a$  и тангенса угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg} \delta$  от частоты изменения электрического поля

Температурная зависимость  $P_a$  определяется по нижеприведенной формуле и имеет вид (см. рис. 8.4):

$$P_a = P_{a0} \cdot e^{aT},$$

где  $P_{a0}$  – диэлектрические потери при  $0^\circ\text{C}$ ;

$a$  – постоянный коэффициент, характеризующий особенности материала;

$T$  – температура нагрева диэлектрика,  $^\circ\text{C}$ .

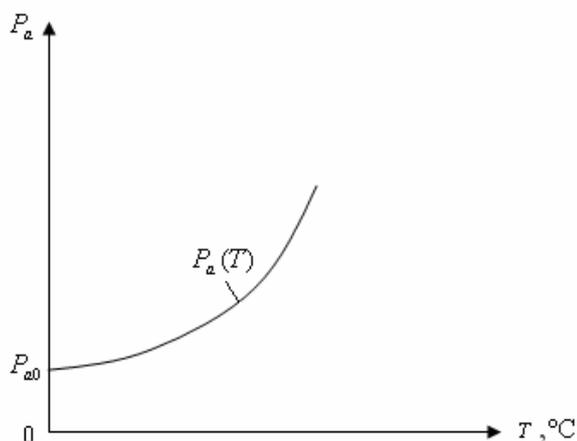


Рисунок 8.4 – Зависимость активной мощности  $P_a$  от температуры

2) Второй вид потерь наблюдается в веществах, обладающих релаксационной поляризацией, т.е., например, в диэлектриках, содержащих дипольные молекулы и в диэлектриках ионной структуры с неплотной упаковкой ионов.

В температурной зависимости  $tg d$  у этих веществ наблюдается максимум при некоторой температуре (см. рис. 8.5).

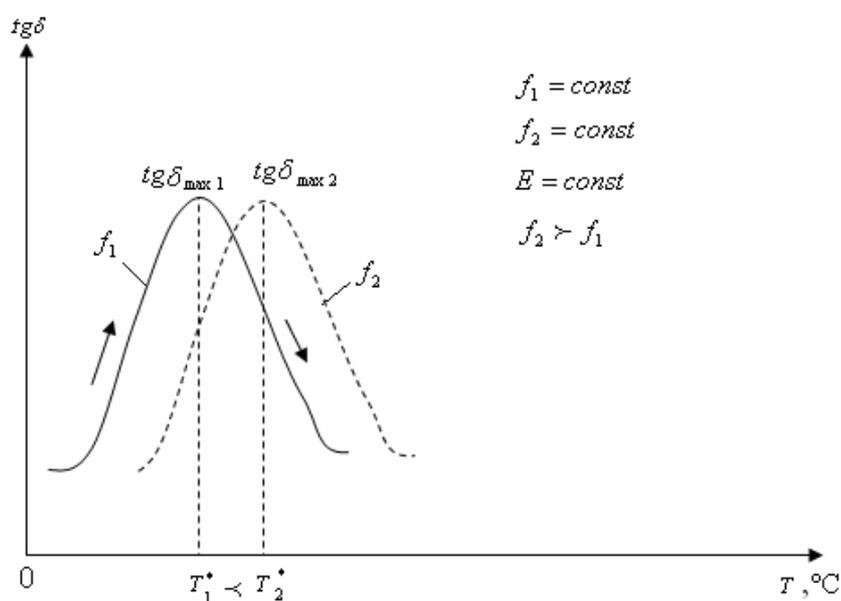


Рисунок 8.5 – Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь  $tg d$  от температуры для диэлектриков с релаксационной поляризацией

Положение максимума  $tg\delta$  определяется из условия:

$$t_0 = \frac{1}{2f},$$

где  $t_0$  – время релаксации, собственный параметр диэлектрика (см. дипольно-релаксационную поляризацию).

Чем больше температура нагрева диэлектрика, тем меньше время релаксации  $t_0$ . Наличие максимума в температурной зависимости  $tg\delta$  можно объяснить на примере жидкости с дипольно-релаксационной поляризацией. При малых температурах вязкость жидкости высокая и молекулы не успевают следовать за изменением электрического поля, а значит  $tg\delta$  незначителен. При больших температурах, вязкость жидкости низкая и ориентация молекул происходит практически без трения, а значит  $tg\delta$  также незначителен. При средней вязкости  $tg\delta$  принимает максимальное значение в соответствии с условием:  $t_0 = \frac{1}{2f}$ . При повышении частоты действующего электрического поля максимум  $tg\delta$  смещается в область более высокой температуры. Это объясняется тем, что большее значение частоты требует меньшего значения времени релаксации, необходимого для получения максимума  $tg\delta$ , а для уменьшения  $t_0$  необходимо снижение вязкости жидкости, т.е. повышение температуры.

В частотной зависимости наблюдается максимум  $tg\delta$  при некоторой фиксированной частоте (см. рис. 8.6).

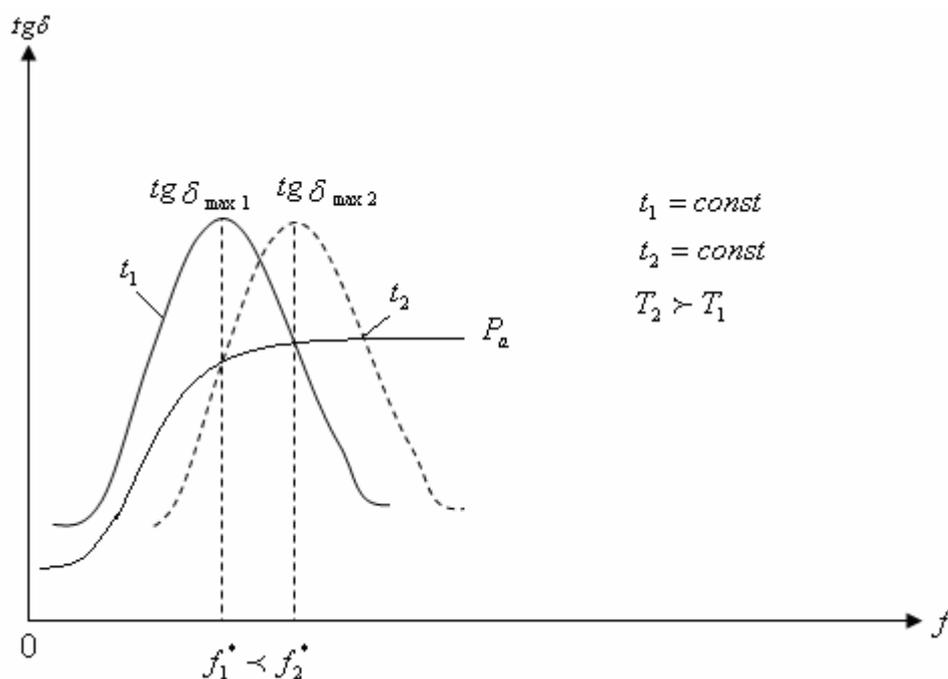


Рисунок 8.6 – Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь  $tg d$  от частоты  $f$  для диэлектриков с релаксационной поляризацией

Диэлектрические потери с увеличением частоты возрастают до тех пор, пока диполи успевают следовать за изменением электрического поля. Когда частота становится настолько большой, что дипольные молекулы не успевают следовать за изменением поля,  $tg d$  уменьшается, а диэлектрические потери  $P_a$  остаются постоянными в соответствии с формулой:  $P_a = U^2 w C tg d$ . С увеличением температуры от  $T_1$  до  $T_2$  максимум  $tg d$  смещается в область более высоких частот в соответствии с условием наличия максимума в частотной зависимости  $tg d$ , т.е.  $t_0 = \frac{1}{2f}$ .

К диэлектрическим потерям, которые обусловлены поляризацией, относят также так называемые резонансные потери, которые проявляются в диэлектрике при световых частотах. Этот вид потерь наблюдается особо четко в некоторых газах при строго определенной частоте и выражается в

интенсивном поглощении энергии электрического поля. Резонансные потери возможны и в твердых диэлектриках, если частота вынужденных колебаний совпадает с частотой собственных колебаний частиц твердого вещества. Для данного вида потерь имеется максимум в зависимости  $tg\delta$  от частоты  $f$ , однако температура нагрева диэлектрика положение максимума не меняет.

3) Третий вид потерь связан с диэлектриками в газообразном состоянии и проявляется в неоднородных электрических полях при напряженностях превышающих критическое значение. Этот вид потерь также возможен и в твердых или жидких диэлектриках, содержащих газовые включения.

Ионизационные потери вычисляются по формуле:

$$P_u = A \cdot f \cdot (U - U_0)^3,$$

где  $A$  – постоянный коэффициент, учитывающий особенности газообразного диэлектрика;

$f$  – частота изменения электрического поля;

$U_0$  – напряжение, соответствующее началу ионизации;

$U$  – приложенное напряжение.

Формула справедлива и имеет физический смысл при  $U \geq U_0$ .

Напряжение  $U_0$  существенно зависит от давления, при котором находится газообразный диэлектрик. С увеличением давления плотность газа увеличивается, длина свободного пробега  $l$  уменьшается и запас энергии электронов, ускоренных электрическим полем, также уменьшается, при этом нарушается условие для выполнения ударной ионизации. Для повышения запаса энергии электронов в указанных условиях требуется увеличение приложенного напряжения к газообразному диэлектрику (или напряженности электрического поля).

Ионизационные потери в закрытых порах твердых диэлектриков или в газообразных включениях жидких диэлектриков, объясняются

неравномерностью распределения напряженности электрического поля по толщине диэлектрика. Напряженность электрического поля в газообразном включении всегда больше, чем в твердом или жидком диэлектрике из-за меньшей диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$ .

4) Четвертый вид диэлектрических потерь обусловлен неоднородностью структуры диэлектриков. Он наблюдается в слоистых диэлектриках (например, в гетинаксе), диэлектриках из пропитанной бумаги или ткани, в пластмассах с наполнителем, в пористой керамике, в материалах на основе слюды и др. В виду разнообразия структуры неоднородных диэлектриков и особенностей, содержащихся в них компонентов, общей формулы для расчета потерь не существует. Для каждого диэлектрика механизмы диэлектрических потерь определяются экспериментально.

### 8.3 Диэлектрические потери в газах

Диэлектрические потери в газах очень малы, если напряженность поля или напряжение не превышают уровень критических значений, при которых может развиваться ударная ионизация, т.е. до указанных пределов газ можно рассматривать как идеальный диэлектрик. Источником потерь в газах при напряжениях  $U \ll U_{крит}$  в основном является только электропроводность, т.к. поляризация дипольных молекул газа (если они имеются) не сопровождается диэлектрическими потерями.

Практически все газы отличаются небольшой проводимостью,  $tg d$  очень мал и особенно при высоких частотах, т.к. для рассматриваемого случая будет характерна параллельная схема замещения и соответствующая расчетная формула:

$$tg d = \frac{1,8 \cdot 10^{10}}{\epsilon_r \cdot f \cdot r_v}.$$

Для справки: удельное объемное сопротивление газов может составлять порядка  $10^{16} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ,  $\epsilon_r \approx 1$ ,  $\text{tg}d = 4 \cdot 10^{-8}$ .

При значительных напряжениях, когда напряженность поля превосходит критическое значение, молекулы газа ионизируются (происходит ударная ионизация), возникают ионизационные потери и  $\text{tg}d$  резко увеличивается. Для пояснения приведенных сведений покажем зависимость  $I(U)$  для газообразных диэлектриков с точки зрения диэлектрических потерь, см. рис. 8.7.

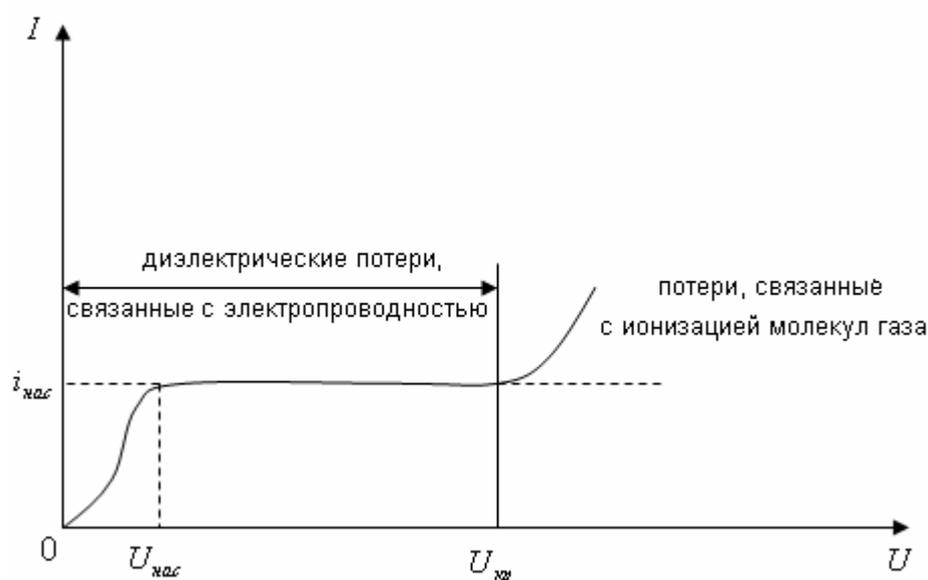


Рисунок 8.7 – Изменение вида диэлектрических потерь в газообразных диэлектриках в зависимости от величины приложенного напряжения

Для исключения потерь в газах целесообразно выбирать уровень рабочих напряжений, не превышающих уровень критических напряжений или рекомендовать использование газообразных диэлектриков под избыточным давлением.

#### 8.4 Ионизационные потери в твердых диэлектриках с газообразными включениями

Газообразные включения в твердых диэлектриках могут возникать вследствие несовершенства технологии изготовления, в случае старения диэлектрика и выхода из него летучих компонентов, вследствие тепловых деформаций при эксплуатации.

Для рассматриваемого случая возникновения ионизационных потерь введем физическую модель (см. рис. 8.8).

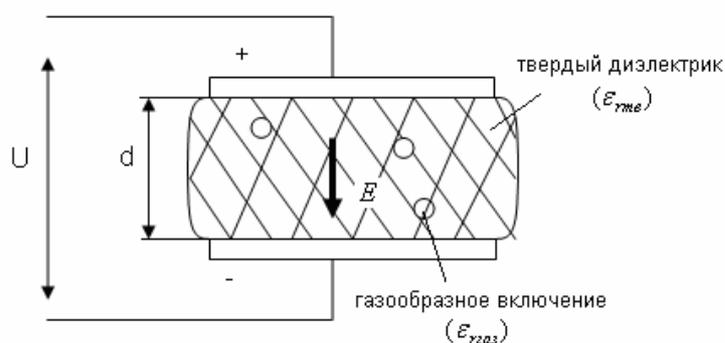


Рисунок 8.8 – Физическая модель для определения ионизационных потерь в твердых диэлектриках, содержащих газообразные включения

Учитывая непрерывность силовых линий электрического поля можно утверждать, что электрическая индукция  $D$  во всех точках пространства между электродами остается величиной постоянной, в соответствии с формулой:

$$D = \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot E = const ,$$

где  $\epsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика;

$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}, \Phi / м$  – диэлектрическая постоянная или диэлектрическая проницаемость вакуума;

$E$  – напряженность электрического поля.

Отсюда следует, что:

$$e_{r.газ} \cdot E_{газ} = e_{r.тв} \cdot E_{тв}.$$

Учитывая, что  $e_{r.тв} \gg e_{r.газ}$ , из вышеприведенного условия следует:

$$\frac{e_{r.тв}}{e_{r.газ}} = \frac{E_{газ}}{E_{тв}} \Rightarrow E_{газ} = \frac{E_{тв} \cdot e_{r.тв}}{e_{r.газ}}$$

На основании приведенного соотношения можно утверждать следующее: во сколько раз диэлектрическая проницаемость твердого диэлектрика  $e_{r.тв}$  будет больше диэлектрической проницаемости газообразного включения  $e_{r.газ}$ , во столько же раз будет больше напряженность электрического поля в газообразном включении  $E_{газ}$  по отношению к напряженности поля в твердом диэлектрике  $E_{тв}$ . Вследствие этого в реальных условиях может оказаться, что при некотором рабочем напряжении начинается ионизация в газовых включениях, если напряженность поля достигнет критического значения. Это явление характеризуется зависимостью  $tg \delta = f(U)$ , которая называется кривой ионизации (см. рис. 8.9).

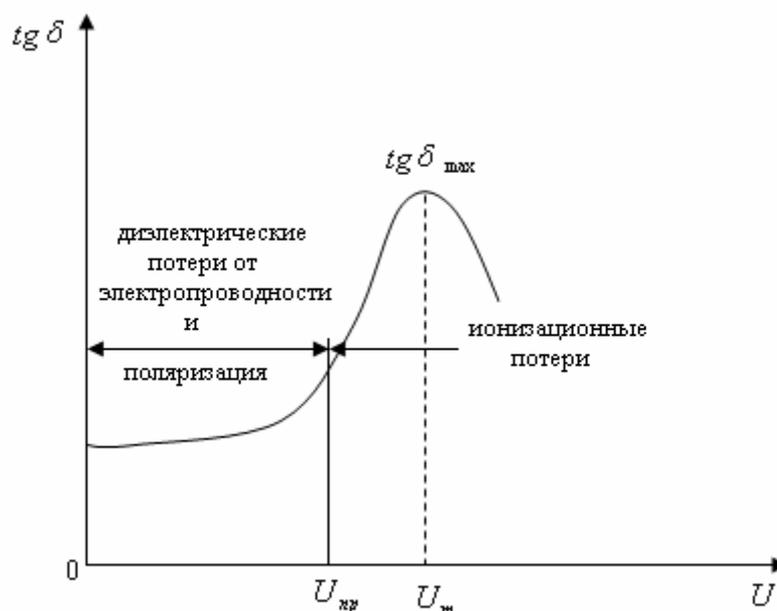


Рисунок 8.9 – Кривая ионизации для твердых диэлектриков, содержащих газовые включения

При  $U < U_{кр}$  в диэлектрике наблюдаются потери, но они обуславливаются либо электропроводностью, либо поляризацией, либо совокупностью их действий, но эти потери не существенны.

При достижении  $U_{кр}$  начинается ионизация в газовых включениях и  $tg d$  возрастает, а диэлектрические ионизационные потери подчиняются зависимости:

$$P_u = A \cdot f \cdot (U - U_0)^3.$$

При достижении  $U_{нас}$ , когда газ во включениях уже ионизирован, энергия на процесс ионизации не затрачивается и  $tg d$  уменьшается. Таким образом, в зависимости  $tg d(U)$  наблюдается максимум.

При высоких частотах диэлектрические потери, связанные с ионизацией, приводят к сильному разогреву кромок газовых включений в твердом диэлектрике, и, если термомеханические напряжения превышают предел прочности материала, диэлектрик начинает разрушаться. При ионизации газовых включений, помимо разогрева диэлектрика, в них возникают химически активные вещества (озон, окислы азота), что вызывает химическое разрушение, особенно органической изоляции. Это также существенно снижает КПД линий электропередач, т.е. возникает корона (частичный разряд), который при увеличении напряжения может привести к пробое или перекрытию изоляции. Для исключения процессов ионизации газовых включений в твердых диэлектриках уровень рабочего напряжения не должен превышать  $U_{кр}$ .

Полученную зависимость  $tg d(U)$  можно рассматривать как метод неразрушающего контроля на наличие газовых включений в твердом диэлектрике.

## 9 Пробой диэлектриков

### 9.1 Общие сведения

Диэлектрик, находясь в электрическом поле, теряет свойства электроизоляционного материала, если напряженность поля превысит критическое значение. Это явление называется пробоем диэлектрика или нарушением его электрической прочности. Значение напряжения, при котором происходит пробой, называется пробивным:  $U_{np}$  (В, МВ, КВ), а соответствующая этому напряжению напряженность электрического поля называется электрической прочностью диэлектрика:

$$E_{np} = \frac{U_{np}}{h}, (B/м; MB/м; KB/мм),$$

где  $h$  – толщина диэлектрика.

Пробой газов обуславливается явлениями ударной и фотонной ионизациями.

Пробой жидких диэлектриков происходит в результате ионизационных тепловых процессов. Одним из главнейших факторов, способствующих пробоем жидкостей, является наличие в них посторонних примесей (капель воды, волокон твердой изоляции, продуктов старения). Если жидкость максимально очищена от примесей, то в ней может происходить чисто электрический пробой за счет ударной ионизации.

Пробой твердых диэлектриков может вызываться как чисто электрическими, так и тепловыми процессами, возникающими под действием электрического поля. Существует четыре вида пробоев:

- 1) электрический пробой макроскопически однородных диэлектриков;
- 2) электрический пробой неоднородных диэлектриков;
- 3) электротепловой;
- 4) электрохимический.

Чисто электрический пробой в твердых диэлектриках происходит при наличии электронных процессов, которые развиваются в сильном электрическом поле и приводят к внезапному резкому возрастанию тока в наиболее слабом месте к моменту пробоя.

Электротепловой пробой происходит вследствие уменьшения активного сопротивления диэлектрика под влиянием нагрева в электрическом поле. Это приводит к росту активного тока и к дальнейшему увеличению нагрева диэлектрика, вплоть до его термического разрушения.

Электрохимический пробой наблюдается при постоянном и при переменном напряжении низкой частоты, когда в материале развиваются электролитические процессы, обуславливающие необратимое уменьшение сопротивления изоляции.

Каждый из указанных видов пробоев может происходить в одном и том же диэлектрике: все зависит от величины приложенного напряжения и времени его действия. Например, электрохимический пробой осуществляется при самых низких напряжениях, но для своего развития требует очень длительного времени, а чисто электрический пробой происходит за считанные доли секунды, но при очень высоком напряжении.

## **9.2 Пробой газов**

Внешней изоляцией во многих видах электротехнических изделий: в трансформаторах, конденсаторах, на линиях электропередач – служит воздух. Он используется в качестве внешней изоляции во многих видах электрооборудования. Электрическая прочность воздуха в нормальных условиях невелика по сравнению с электрической прочностью большинства жидких и твердых диэлектриков.

Иногда в качестве изоляции используются специальные виды газов (например, элегаз), обладающие значительно большей электрической прочностью, чем воздух.

Основными видами ионизации в газах, способствующих пробую, являются ударная и фотонная ионизации.

### 9.3 Ударная ионизация

В обычных условиях в газах (в воздухе) за счет действия внешних ионизаторов имеется уже небольшое количество свободных положительно и отрицательно заряженных ионов и электронов, которые, как и нейтральные молекулы находятся в тепловом хаотическом движении.

При наложении электрического поля заряженные частицы начинают перемещаться направленно и получают некоторую добавочную скорость, т.е. приобретают дополнительную энергию, величина которой определяется по формуле:

$$W = q \cdot U_1, \text{ эВ},$$

где  $q$  – заряд частицы;

$U_1$  – падение напряжения на длине свободного пробега  $l$  ;

( $l$  – свободный путь заряженной частицы от одного столкновения до другого).

Если электрическое поле достаточно однородное, то можно считать, что:

$$U_1 = l \cdot E, \text{ В/м}.$$

Тогда энергия, приобретенная заряженной частицей, будет равна:

$$W = E \cdot q \cdot l, \text{ эВ}.$$

Если энергия, сообщенная заряженной частице достаточно велика, и выполняется условие  $W \geq W_u$ , где  $W_u$  – энергия ионизации нейтральной частицы данного газа при данном давлении и температуре, то происходит ударная ионизация с образованием свободного электрона и положительно заряженного

иона (т.е. происходит расщепление нейтральной частицы). При заданных значениях давления газа и температуры ударная ионизация начинается при определенной напряженности, поскольку длина свободного пробега  $l$  существенно зависит от давления и температуры: чем больше плотность среды, тем меньше  $l$ . Напряженность поля, при которой начинается ударная ионизация, называется начальной напряженностью.

Энергия  $W_u$  характеризуется ионизационным потенциалом:

$$U_u = \frac{W_u}{q}.$$

Ионизационным потенциалом называется разность потенциалов, проходя которую электрон приобретает энергию равную энергии ионизации. Для большинства газов энергия ионизации находится в пределах от 4 эВ до 25 эВ.

В ряде случаев важное значение приобретает ступенчатая ионизация, которая осуществляется электронами с энергией меньше  $W_u$ .

Ступенчатая ионизация может осуществляться путем следующих процессов:

а) электрон с энергией меньше  $W_u$  при столкновении с нейтральным атомом переводит его в возбужденное состояние. Летящий за ним электрон, сталкиваясь с возбужденным атомом, сообщает ему недостающую энергию и он при этом ионизируется;

б) если атом находится в возбужденном состоянии, но нет вслед летящего электрона, то через некоторый промежуток времени этот атом переходит в нормальное состояние, а полученная избыточная энергия высвобождается в форме излучения, т.е. испускается квант энергии – фотон (коротковолновое излучение). Скорость перемещения фотонов равна скорости света и на своем пути он может столкнуться с возбужденным атомом, который при этом может ионизироваться.

Удельный вес ионизации, осуществляемой положительно заряженными ионами весьма мал. Это объясняется меньшей длиной свободного пробега  $l$  и скоростью перемещения частиц. Ионизация положительно заряженными ионами осуществляется в 1300 раз реже, чем электронами и поэтому не может иметь существенного значения. Основной заряженной частицей, которая осуществляет ионизацию является электрон.

#### 9.4 Фотонная ионизация (внутренняя)

Возникновение свободных электронов под действием коротковолнового излучения возможно в результате несостоявшейся ступенчатой ионизации, за счет действия специальных устройств (ртутно-кварцевых ламп) или в результате рекомбинации.

Рекомбинация – это процесс обратный ионизации, т.е. процесс присоединения электрона к положительно заряженному иону с образованием нейтральной частицы. При этом может выделяться энергия в форме излучения.

Частота излучения  $n$  в общем случае определяется из равенства:

$$h \cdot n = W_n + \Delta W_k,$$

где  $h$  – квантовая постоянная;

$\Delta W_k$  – разность суммарной кинетической энергии, участвующих в столкновении частиц до и после столкновения.

Энергия в виде фотонов, излучаемая при переходе возбужденного атома в нормальное состояние или в результате рекомбинации может поглощаться другими молекулами или атомами, которые могут при этом ионизироваться. Фотонная (внутренняя) ионизация газа, благодаря большой скорости распространения излучения, приводит к особенно быстрому развитию разряда, с образованием канала с повышенной проводимостью, который называется

стримером. В последствии происходит перерождение канала в плазму, что соответствует пробую газового промежутка.

Физическая модель, поясняющая процесс создания и распространения стримера в газовом промежутке показана на рис. 9.1.

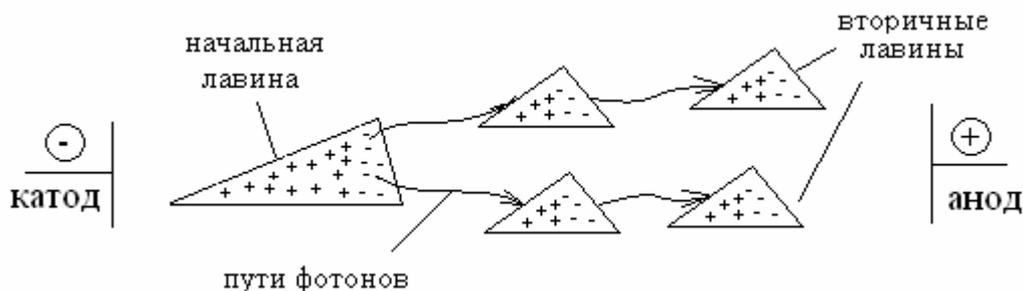


Рисунок 9.1 – Физическая модель распространения стримера в газовом промежутке

### 9.5 Степени однородности электрического поля. Виды разрядов в газах

Развитие процессов пробоя в диэлектриках существенно зависит от степени однородности электрического поля, т.е. от распределения напряженности электрического поля  $E$  в промежутке между электродами. Рассмотрим распределение напряженности электрического поля на примере газовых промежутков между электродами разной формы, которые отражают возможные варианты распределения напряженности электрического поля в реальных электроустановках.

Степень неоднородности электрического поля не зависит от рода напряжения (постоянное, переменное, импульсное), приложенного к электродам, а всецело зависит от формы электродов, радиуса их кривизны и расстояния между ними.

Признаком однородного электрического поля является равномерное распределение силовых линий электрического поля в промежутке между электродами (токоведущими частями электроустановок) так, что напряженность

электрического поля  $E$  во всех точках газового промежутка примерно одинакова (см. рис. 9.2). При этом краевым эффектом (выпучиванием силовых линий у края электродов) пренебрегают: все зависит от площади поверхности электродов и расстояния между ними.

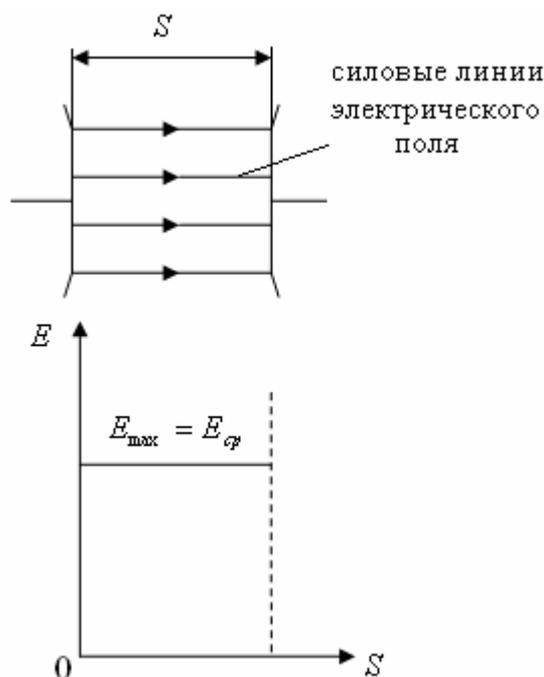


Рисунок 9.2 – Физическая модель для получения однородного электрического поля между электродами типа «плоскость-плоскость»: а) распределение силовых линий электрического поля между электродами; б) распределение напряженности электрического поля между электродами

Признаком неоднородного электрического поля является неравномерное распределение силовых линий электрического поля в промежутке между электродами (токоведущими частями электроустановок) так, что напряженность электрического поля  $E$  не во всех точках газового промежутка одинакова (см. рис. 9.3). При этом наибольшее значение напряженности электрического поля  $E$  приходится на область наибольшей концентрации силовых линий электрического поля у электрода с наименьшим радиусом кривизны. В этом

случае обнаруживаются области с максимальным  $E_{\max}$  и минимальным  $E_{\min}$  значениями напряженностей электрического поля, которые по сравнению с предыдущим случаем при том же расстоянии между электродами и том же значении напряжения на них превосходят среднее значение напряженности электрического поля  $E_{cp}$  (в случае с  $E_{\max}$ ) или становится существенно меньше его (в случае с  $E_{\min}$ ).

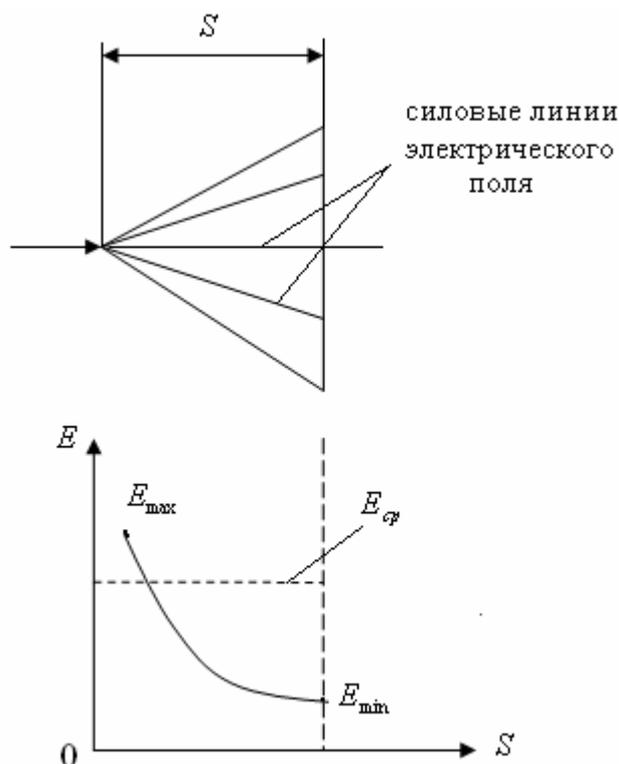


Рисунок 9.3 – Физическая модель для получения неоднородного электрического поля между электродами типа «игла-плоскость»: а) распределение силовых линий электрического поля между электродами; б) распределение напряженности электрического поля между электродами

Признаком резконеоднородного электрического поля является неравномерное распределение силовых линий электрического поля в промежутке между электродами (токоведущими частями электроустановок) так, что напряженность электрического поля  $E$  так же не во всех точках газового промежутка одинакова (см. рис. 9.4). При этом наибольшие значения

напряженности электрического поля  $E$  приходится на область наибольшей концентрации силовых линий электрического поля у электродов с наименьшим радиусом кривизны. В этом случае обнаруживаются две области с максимальными  $E_{\max}$  и одна область с минимальным  $E_{\min}$  значениями напряженностей электрического поля, которые по сравнению с предыдущим случаем при том же расстоянии между электродами и том же значении напряжения на них превосходят среднее значение напряженности электрического поля  $E_{cp}$  (в случае с  $E_{\max}$ ) или становится существенно меньше его (в случае с  $E_{\min}$ ).

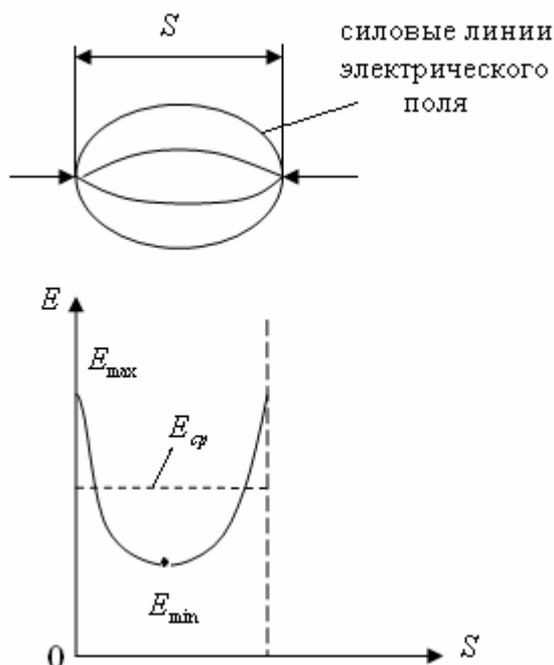


Рисунок 9.4 – Физическая модель для получения резконеоднородного электрического поля между электродами типа «игла-игла»: а) распределение силовых линий электрического поля между электродами; б) распределение напряженности электрического поля между электродами

В практических расчетах степень неоднородности электрического поля учитывается путем введения так называемого коэффициента неоднородности,

который определяется по формуле: Степень неоднородности можно характеризовать коэффициентом:

$$K_n = \frac{E_{\max}}{E_{\text{cp}}},$$

где  $E_{\text{cp}} = \frac{U}{S}$ .

В зависимости от степени неоднородности электрического поля между электродами и мощности источника питания различают следующие виды разрядов в газовых промежутках:

- 1) тихий разряд;
- 2) тлеющий разряд;
- 3) искровой разряд;
- 4) коронный разряд;
- 5) дуговой разряд.

### 9.6 Пробой газов в однородном электрическом поле

Рассмотрим газовый промежуток длиной  $S$  между двумя плоскими электродами и допустим, что вблизи катода этого промежутка появился хотя бы один электрон. Если напряженность поля у катода достаточно велика, то летя к аноду электрон будет осуществлять ударную ионизацию. Первое ионизирующее столкновение с нейтральной молекулой газа приведет к образованию еще одного электрона, который также может участвовать в ионизации.

При следующем ионизирующем столкновении число электронов увеличивается до четырех, затем до восьми и так далее, т.е. будет расти в геометрической прогрессии. Такой постепенно усиливающийся поток электронов получил название начальной лавины. Двигающиеся электроны оставляют позади себя положительно заряженные ионы, которые перемещаются к катоду медленнее, чем электроны летят к аноду.

Распределение объемных зарядов в начальной лавине получается резко неравномерное и при достаточно большом пробеге лавины существенно искажает электрическое поле в пространстве между электродами (см. рис. 9.5).

Для результирующей напряженности электрического поля  $E_{рез}$  в промежутке между электродами характерным является резкий подъем напряженности перед головкой начальной лавины и ее спад позади головки начальной лавины, т.е. явно различаются две характерные зоны (см. рис. 9.5 г)).

В области I – пониженной напряженности электрического поля происходит наиболее интенсивно рекомбинация и следовательно будут выделяться (излучаться) фотоны с энергией, равной энергии ионизации данного газа.

В области II – повышенной напряженности поля также будет происходить интенсивное излучение, но связанное с возбуждением молекул и ионов и переходом их в нормальное состояние, т.е. также будут выделяться фотоны.

По мере продвижения начальной лавины к аноду, когда создаваемое ею искажение поля увеличивается, излучение лавины делается все более интенсивным, что порождает позади нее все новые и новые очаги ионизации. Но возникновение начальной лавины и даже пересечение ею всего расстояния между электродами еще не означает пробоя газового промежутка. Дело в том, что канал лавины в основном состоит из положительно заряженных ионов, которые двигаясь к катоду создают ток, но он прекращается после ухода на катод всех ионов.

Для возобновления электропроводности в газовом промежутке необходимо образование все новых и новых электронов за счет развития вторичных лавин.

Развитие разряда в газовом промежутке может происходить по-разному в зависимости от величины приложенного напряжения  $U$  :

первый случай, когда  $U = U_{np.min}$  ;

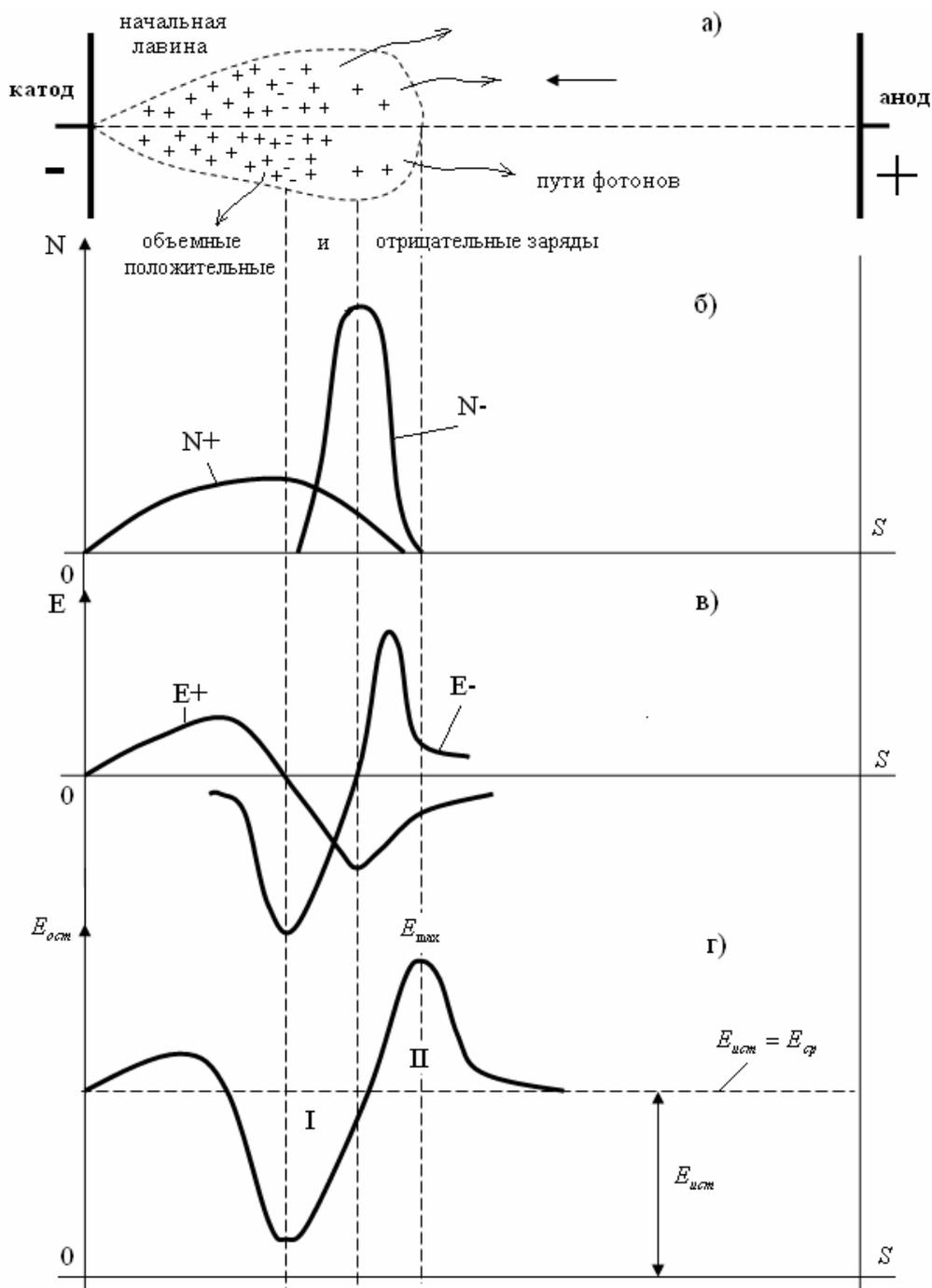


Рисунок 9.5 – Физическая модель начального процесса развития разряда при пробое газов в однородном электрическом поле: а) образование начальной лавины; б) распределение объемных положительных и отрицательных зарядов в начальной лавине; в) распределение напряженностей электрического поля, созданных объемными зарядами; г) распределение результирующей напряженности электрического поля  $E_{рез}$  в области начальной лавины

второй случай, когда  $U \ll U_{np.min}$ ,

где  $U_{np.min}$  – минимальное необходимое напряжение для пробоя газового промежутка.

1. При  $U = U_{np.min}$  напряженность электрического поля  $E$  достаточно велика и канал начальной лавины начинает испускать большое количество фотонов еще до того, как положительно заряженные ионы начальной лавины уйдут все на катод. Образованные этими фотонами вторичные электроны, дадут начало новым (вторичным) лавинам, электроны которых будут притягиваться объемным положительным зарядом, расположенным в головке начальной лавины (см. рис. 9.6,а)). В пространстве, заполненном объемными зарядами, средняя напряженность поля невелика и поэтому большое количество проникших туда электронов превращается в отрицательно заряженные ионы, т.е. в месте расположения положительного объемного заряда образуется хорошо проводящий канал – стример.

В результате этого на его конце создается повышенная напряженность электрического поля. Количество новых вторичных лавин растет, электроны этих лавин уходят в канал стримера, а положительно заряженные ионы создают объемный заряд, который притягивает электроны последующих лавин, превращающие канал стримера в плазму. За счет указанных процессов канал стримера постепенно удлиняется и после пересечения стримером всего пространства между электродами пробой газового промежутка можно считать завершенным.

2. При  $U \ll U_{np.min}$ , если напряженность поля между электродами увеличивается, по сравнению с первым случаем, то достаточное для возникновения фотоионизации в объеме искажение электрического поля наступает еще до того, как начальная лавина пересечет весь промежуток между электродами ( $S \ll S_p S$ ).

В этом случае вторичные электроны возникают не только позади головки начальной лавины, но и перед ней, т.е. в промежутке одновременно развивается

несколько лавин, каждая из которых должна пройти только часть расстояния между электродами, поэтому время развития разряда существенно уменьшается (см. рис. 9.6,б)).

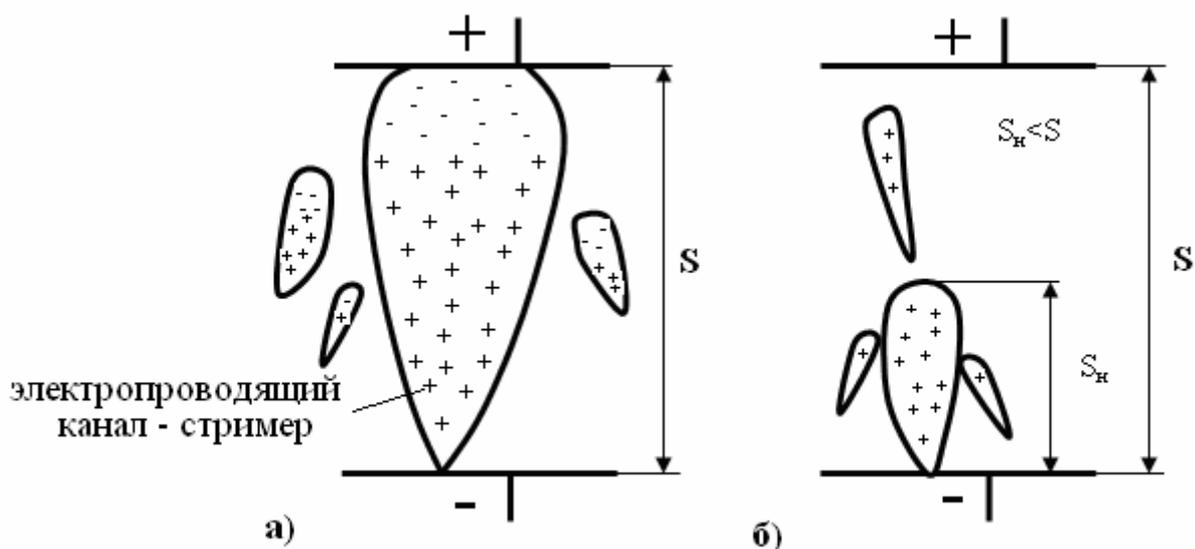


Рисунок 9.6 – Физическая модель развития окончательной стадии разряда в газовом промежутке в однородном электрическом поле:

а) процесс развития электропроводящего канала (стримера)

при  $U = U_{np.min}$  ;

б) процесс развития электропроводящего канала

(стримера) при  $U < U_{np.min}$

### 9.7 Пробой газов в неоднородном электрическом поле на постоянном напряжении при разной полярности электродов

Величина пробивного напряжения в неоднородном электрическом поле зависит от полярности электродов. При этом ионизация газа независимо от полярности электродов начинает происходить в районе «иглы», где существует наибольшее значение напряженности электрического поля, и, следовательно около нее образуется «облако» из положительно заряженных ионов (см. рис. 9.7).

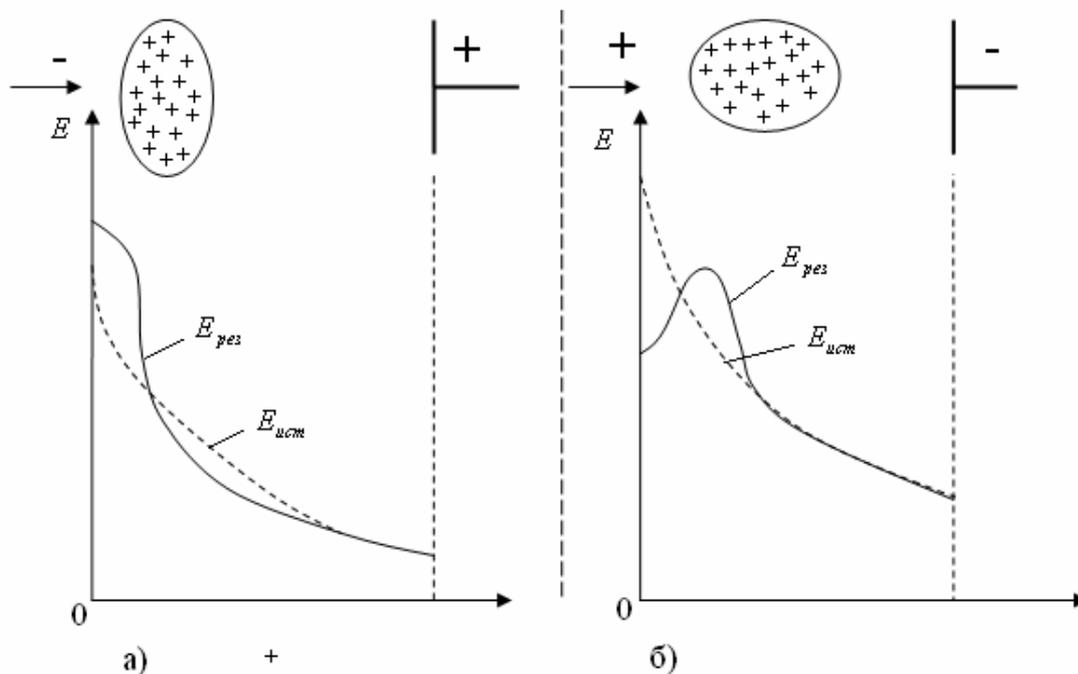


Рисунок 9.7 – Образование «облака» из положительно заряженных ионов в районе «иглы» и искажение результирующей напряженности электрического поля  $E_{рез}$  в пространстве между электродами на фоне распределения напряженности электрического поля в начальный момент времени: а) при отрицательно заряженной «игле»; б) при положительно заряженной «игле»

При положительной полярности на «игле» объемный положительный заряд служит ее продолжением и сокращает протяженность разрядного промежутка. Находящиеся там электроны все время успевают восстанавливать объемный положительный заряд и он «прорастает» в сторону отрицательно заряженной плоскости, сокращая длину газового промежутка.

Поэтому пробой наступает при меньшем напряжении, чем в случае противоположной полярности электродов.

При отрицательной полярности на электродах объемный положительный заряд частично нейтрализует и экранирует «иглу» с отрицательной полярностью от плоскости, заряженной положительно. Величина пробивного

напряжения в этом случае примерно в 2–2,5 раза больше, чем при положительной полярности на «игле». Вместе с тем вероятность появления короны при отрицательной полярности на «игле» из-за большей неоднородности электрического поля значительно выше, чем при противоположной полярности.

На практике для уменьшения напряженности электрического поля в районе «иглы» в промежутке между электродами типа «игла-плоскость» устанавливают барьеры из бумаги или другого плотного материала, что способствует увеличению пробивного напряжения при положительной полярности на «игле» и существенно уменьшает указанную выше разницу в величине пробивных напряжений в случае отрицательной полярности на «игле».

### 9.8 Зависимость пробивного напряжения в газовом промежутке от произведения давления $P$ на длину промежутка $S$

(закон Пашена –  $U_{np} = f(p \cdot S)$ )

Минимальные величины пробивных напряжений  $U_{np}$  для разных газов составляют от 280В до 420 В, для воздуха – около 300 В.

Была установлена зависимость пробивного напряжения в газовом промежутке от произведения давления газа  $P$  на расстояние  $S$  между электродами, которая выражается в виде кривой Пашена (см. рис. 9.8.).

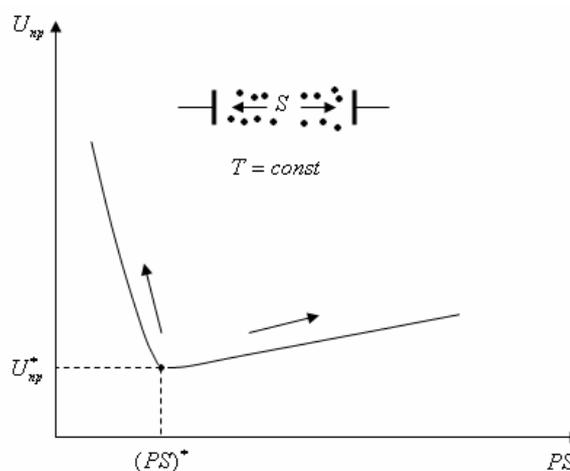


Рисунок 9.8 – Кривая Пашена или зависимость  $U_{np} = f(P \cdot S)$

Для пояснения этой зависимости рассмотрим два возможных случая:

1. Принимается условие, что  $S = const; P = var$  ;
2. Принимается условие, что  $P = const; S = var$  .

В каждом из возможных случаев в качестве отправной точки в представленной зависимости  $U_{np} = f(P \cdot S)$  принимается точка с минимально возможным пробивным напряжением  $U_{np}^*$  и соответствующим ему значением произведения  $(PS)^*$  .

Рассмотрим более подробно первый случай:

а) с увеличением давления  $P$  , т.е при текущих значениях  $PS f(PS)^*$  , расстояние между молекулами газа уменьшается, а значит уменьшается  $l$  – длина свободного пробега электронов и вместе с этим уменьшается приобретенная ими энергия в соответствии с формулой:

$$W = E \cdot q \cdot l .$$

Для пробоя газа величину этой энергии  $W$  необходимо увеличить в данном случае за счет увеличения напряжения  $U$  между электродами до величины, соответствующей при  $U_{np.min}$  , но при данном значении  $(P \cdot S)$  , т.е. за счет увеличения напряженности электрического поля  $E$  ;

б) с уменьшением давления  $P$  , т.е. при текущих значениях  $PS p(PS)^*$  , число молекул в газе настолько мало, что вероятность столкновения электронов с нейтральными молекулами резко уменьшается, а значит и ионизации нейтральных молекул газа при данном напряжении также резко уменьшается и многие электроны проходят весь промежуток без столкновений, не производя ионизацию. Для повышения вероятности ионизации, а значит и пробоя электронам необходимо сообщать большую скорость, а это возможно только за счет повышения напряжения.

Вакуум обладает самой высокой электрической прочностью. При высоком вакууме пробой объясняется явлением вырыванием электронов с

поверхности электродов (явление холодной эмиссии). В этом случае электрическая прочность доходит до очень высоких значений и зависит от материала и состояния поверхности электродов.

Высокий вакуум используют при конструировании вакуумных конденсаторов для больших напряжений высокой частоты, а также в создании вакуумных контакторов, высоковольтных выключателей и др. устройств.

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

Рассмотрим более подробно второй случай:

а) с увеличением  $S$ , т.е. при текущих значениях  $(pS) \mathbf{f} (pS)^*$  для пробоя промежутка необходимо приложить напряженность электрического поля  $E_{np}$  такую же, как и при  $(pS)^*$ , а так как  $E_{np} = \frac{U_{np}}{S}$ , то с увеличением  $S$ , увеличивается и  $U_{np}$ . Таким образом, с увеличением расстояния между электродами  $S$  величина пробивного напряжения  $U_{np}$  также увеличивается.

б) с уменьшением  $S$ , т.е. при текущих значениях  $(pS) \mathbf{p} (pS)^*$ , длина свободного пробега электронов  $l$  становится соизмеримой с расстоянием между электродами  $S$  и поэтому вероятность столкновения, а значит и ионизации уменьшается. Для повышения вероятности ионизации необходимо повысить скорость перемещения электронов, а это возможно только за счет увеличения напряжения.

### 9.9 Пробой жидких диэлектриков

При объяснении механизма пробоя жидких диэлектриков рассматривают два случая.

1) Жидкость, максимально очищенная от примесей

При высоких значениях напряженности электрического поля  $E$  происходит выравнивание электронов из металлических электродов и 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  $l$ .

2) Жидкость, содержащая различные включения (на примере трансформаторного масла)

При наличии газовых включений пробой жидкости объясняют местным перегревом жидкости за счет энергии, выделяющейся в относительно легко ионизирующихся пузырьках газа. Это приводит к образованию газового канала между электродами и последующему пробоем жидкого диэлектрика при более низком напряжении.

Наличие воды, например, в трансформаторном масле также приводит к уменьшению электрической прочности. Это объясняется следующим образом. Под влиянием электрического поля капельки воды, как сильно полярной жидкости поляризуются, превращаются в эллипсоиды с разнозаряженными концами, которые притягиваются друг к другу и создают между электродами цепочки с повышенной проводимостью, по которым и происходит электрический пробой.

Зависимость электрической прочности от процентного содержания воды в масле приведена на рис. 9.9.

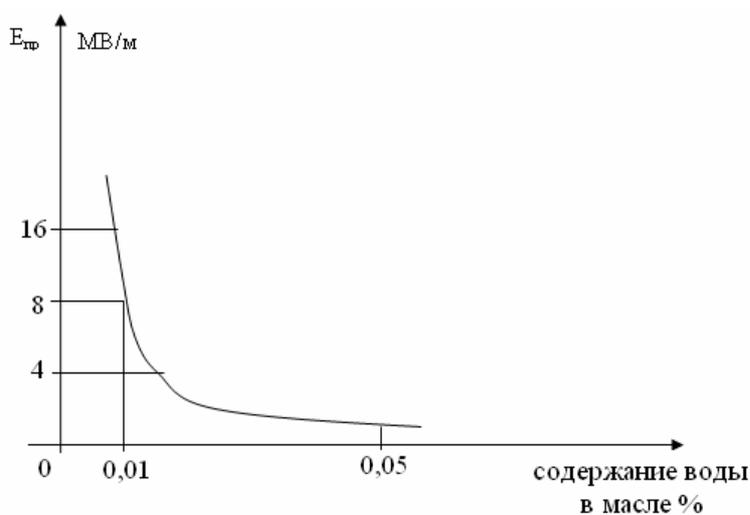
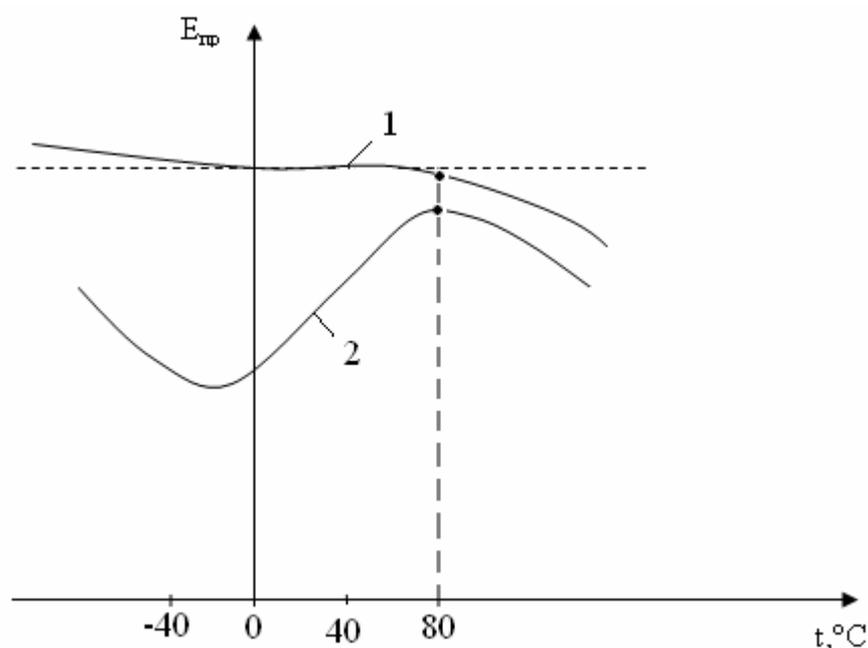


Рисунок 9.9 – Зависимость электрической прочности  $E_{пр}$  масла от процентного содержания в нем воды

Как видно из приведенной зависимости, наблюдается существенное уменьшение электрической прочности  $E_{np}$  масла от присутствия в нем воды в самых малых количествах (сотые доли процента).

Электрическая прочность трансформаторного масла также зависит от температуры его нагрева. Влияние температуры на электрическую прочность трансформаторного масла показана на рис. 9.10.



- 1 – чистое, высушенное трансформаторное масло;
- 2 – эксплуатационное трансформаторное масло (содержащее «следы» воды)

Рисунок 9.10 – Температурная зависимость электрической прочности  $E_{np}$  для трансформаторного масла

Согласно приведенным зависимостям, электрическая прочность чистого масла (кривая 1) не зависит от температуры в пределах до 80°C. Свыше этой температуры начинается «кипение» легких масляных фракций и образование большого количества пузырьков пара внутри жидкости. В результате этого электрическая прочность  $E_{np}$  трансформаторного масла начинает уменьшаться.

Наличие «следов» воды в трансформаторном масле (кривая 2) значительно снижает электрическую прочность  $E_{np}$  при комнатной (нормальной) температуре. С увеличением температуры вода переходит из состояния эмульсии в состояние молекулярного раствора (т.е. молекулы воды присоединяются к молекулам жидкого диэлектрика). Свободных молекул воды становится меньше и этим объясняется рост электрической прочности  $E_{np}$  трансформаторного масла. Последующее снижение электрической прочности  $E_{np}$  объясняется процессами «кипения» легких маслянных фракций жидкого диэлектрика.

Увеличение электрической прочности  $E_{np}$  при температурах ниже  $0^{\circ}\text{C}$  связано с увеличением вязкости жидкого диэлектрика и меньшими значениями относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r$  льда по сравнению с водой.

Твердые загрязнения в виде волокон твердой органической изоляции, продуктов старения трансформаторного масла искажают электрическое поле внутри жидкого диэлектрика, способствуют скоплению частиц воды вокруг них, что и приводит к снижению электрической прочности жидкого диэлектрика.

3) Электрическая прочность жидких диэлектриков при приложении к ним импульсного напряжения и переменного напряжения повышенной частоты

Электрическая прочность загрязненных жидких диэлектриков при приложении к ним импульсного напряжения в 5–7 раз выше электрической прочности  $E_{np}$  при длительном воздействии напряжения. Для очищенных жидкостей эта разница меньше и не превышает трех раз. Это объясняется существенной зависимостью процесса формирования разряда от времени приложения напряжения.

При повышенных частотах пробой жидких диэлектриков обусловлен их разогревом за счет имеющихся диэлектрических потерь, что приводит к термическому разрушению жидкости. Это объясняет необходимость

установления более низких рабочих напряжений для жидких диэлектриков при высоких частотах по сравнению с величинами напряжений при промышленной частоте. С этой целью на практике

увеличивают изоляционные промежутки в жидконаполненных электроустановках при том же значении напряжения.

### **9.10 Пробой твердых диэлектриков**

Различают четыре вида пробоя твердых диэлектриков:

1. Электрический пробой макроскопически однородных диэлектриков;
2. Электрический пробой неоднородных диэлектриков;
3. Электротепловой пробой;
4. Электрохимический пробой.

Каждый из указанных видов пробоя может иметь место для одного и того же материала в зависимости от характера электрического поля (постоянного, переменного, импульсного), наличия в диэлектрике дефектов, в частности закрытых пор, условий охлаждения, времени воздействия напряжения.

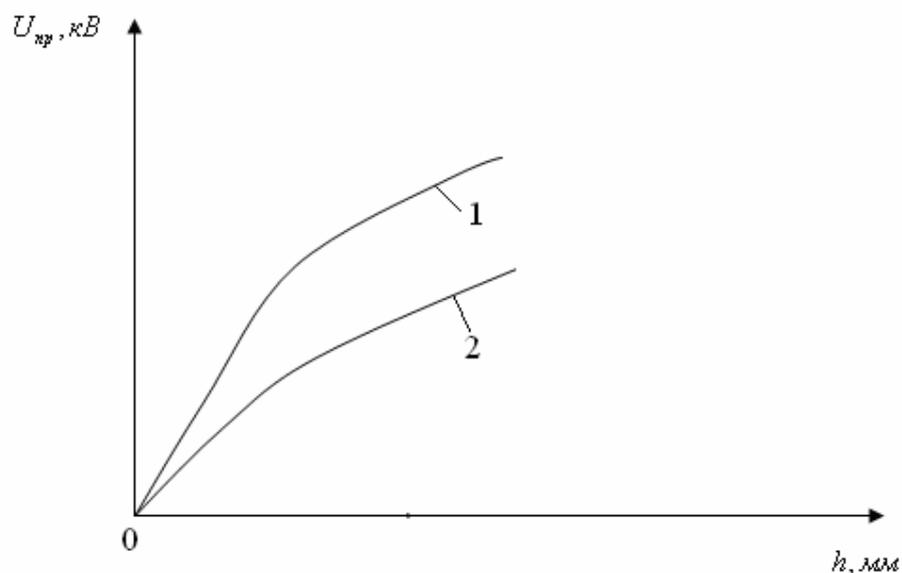
#### **9.10.1 Электрический пробой макроскопически однородных диэлектриков**

Этот вид пробоя происходит очень быстро за время меньше  $10^{-7} \div 10^{-8}$  с.

При достаточно большой напряженности электрического поля  $E$  свободные электроны, достигшие определенной критической скорости, производят отщепления новых электронов, т.е. возникает ударная ионизация в твердом теле.

Чисто электрический пробой имеет место тогда, когда исключено влияние диэлектрических потерь, обуславливающих нагрев материала, а также когда отсутствует ионизация газовых включений.

Для однородных материалов наблюдается заметная разница между значениями пробивного напряжения в однородном и неоднородном полях (см. рис. 9.11).



1 – однородное электрическое поле;

2 – резко неоднородное электрическое поле

Рисунок 9.11 – Зависимость пробивного напряжения  $U_{np}$  от толщины  $h$  твердых диэлектриков при частоте  $f=50$  Гц

### 9.10.2 Электрический пробой неоднородных диэлектриков

Пробой неоднородных диэлектриков вызывается ионизацией газовых включений. Иногда он может быть обусловлен иными инородными включениями, имеющимися в материале.

Также, как и электрический пробой однородных диэлектриков, он развивается весьма быстро.

Пробивные напряжения для неоднородных диэлектриков в однородном и резко неоднородном электрическом поле, как правило, невысоки и мало отличаются друг от друга.

Принято считать, что электрическая прочность  $E_{np}$  не зависит от толщины образца. Однако это справедливо для малых толщин образцов (толщиной от 0,05 мм до 0,5 мм), у которых число дефектов невелико.

При больших толщинах возрастает количество слабых мест и газовых включений и электрическая прочность  $E_{np}$  начинает уменьшаться, а линейный рост  $U_{np}(h)$  нарушается (см. рис. 9.12).

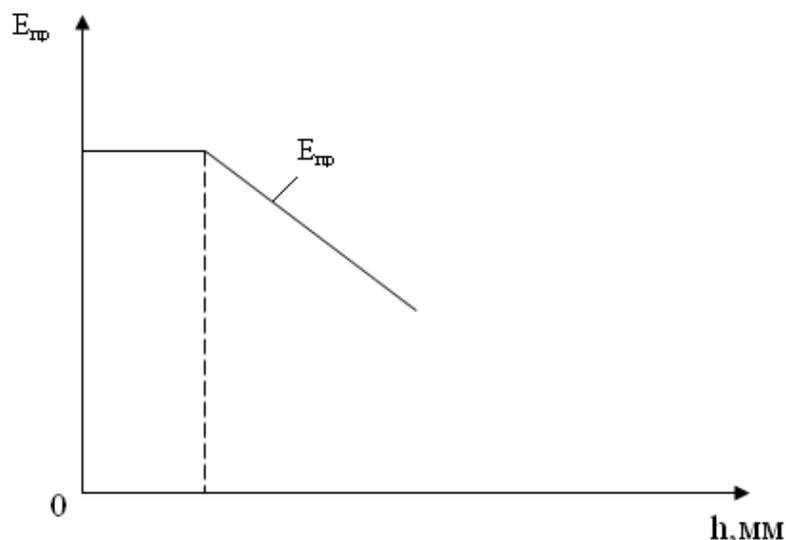


Рисунок 9.12 – Зависимость электрической прочности  $E_{np}$  твердых диэлектриков от их толщины

Низкой электрической прочностью отличаются диэлектрики с открытой пористостью. К таким диэлектрикам, например, относятся мрамор, непропитанная бумага, дерево, пористая керамика и др. Электрическая прочность их сравнительно мало отличается от электрической прочности для воздуха. Наличие газовых включений в твердой изоляции особенно опасно при высокой частоте.

При наличии крупных закрытых пор (например, из-за неправильной технологии изготовления керамики) возможно разрушение материала термомеханическими напряжениями, возникающими при разогреве закрытых пор, вследствие ионизационных потерь.

В этом случае термомеханические напряжения возникают между сильно нагретыми под воздействием ионизационных потерь стенками закрытой поры и менее нагретым объемом твердого диэлектрика. Если термомеханические

напряжения достигают величин, превосходящих предел прочности материала, то диэлектрик растрескивается и даже разрывается.

Пробую часто предшествуют отдельные точечные свечения, вызываемые ионизацией газовых включений.

При помещении неоднородных диэлектриков в неоднородное электрическое поле иногда наблюдается увеличение электрической прочности по сравнению с однородным полем. Но это объясняется уменьшением количества слабых мест попадающих в пределы поля.

Электрическая прочность однородных твердых диэлектриков практически не зависит от температуры до некоторого ее значения. Выше этой температуры наблюдается значительное снижение электрической прочности, что говорит о появлении механизма электротеплового пробоя (см. рис. 9.13).

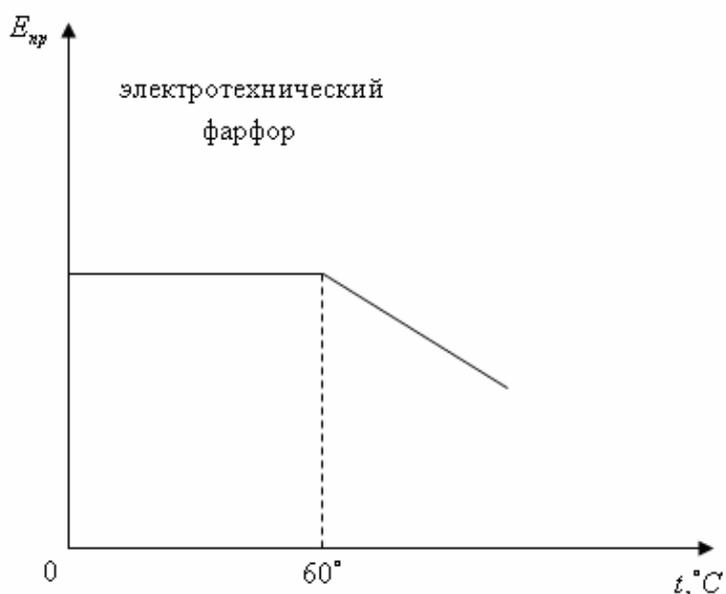


Рисунок 9.13 – Зависимость электрической прочности от температуры на примере изделия из фарфора при частоте  $f=50$  Гц

### 9.10.3 Электротепловой пробой

Пробивное напряжение  $U_{пр}$  при тепловом пробое зависит от ряда факторов: частоты электрического поля, условий охлаждения изоляции, температуры

окружающей среды и др. Также напряжение теплового пробоя связано с нагревостойкостью материала и чем выше класс нагревостойкости изоляции, тем больше величина пробивного напряжения.

Электротепловой пробой сводится к разогреву материала в электрическом поле до температур, соответствующих хотя бы местной потере ими электроизоляционных свойств, связанной с чрезмерным возрастанием сквозной электропроводности или диэлектрических потерь.

Если количество тепла, выделяющееся в диэлектрике под воздействием диэлектрических потерь, превышает количество тепла, которое в данных условиях может отводиться наружу, то возникает тепловой пробой, при этом нарушается тепловое равновесие и процесс приобретает лавиннообразный характер.

Для исключения этого явления необходимо правильно установить допустимое рабочее напряжение.

Это напряжение можно найти из уравнения теплового баланса для установившегося процесса нагрева изоляционной конструкции (например, изолятора из фарфора), приравняв количество тепла, выделяемого в диэлектрике изолятора за счет диэлектрических потерь, к количеству тепла, отводимого при данной температуре с поверхности изолятора.

$$U^2 \cdot w \cdot c \cdot \operatorname{tg} d = s \cdot S \cdot (t_{\text{паб}} - t_0),$$

где  $U$  – напряжение, приложенное к изолятору;

$w = 2\pi f$  – угловая частота;

$c$  – электрическая емкость изолятора;

$\operatorname{tg} d$  – тангенс угла диэлектрических потерь;

$s$  – коэффициент теплоотдачи;

$S$  – поверхность изолятора;

$t_{\text{паб}}, t_0$  – температура поверхности изолятора и окружающей среды.

Приведенная формула позволяет с достаточной точностью рассчитать допустимое напряжение для изделий с известной электрической емкостью и хорошей теплопроводностью диэлектрика, обеспечивающей малый перепад температуры по сечению изделия.

Для пояснения выводов и рекомендаций рассмотрим графическое соотношение между мощностью, выделяемой в изоляторе, и мощностью, отводимой с его поверхности в окружающую среду (см. рис. 9.14).

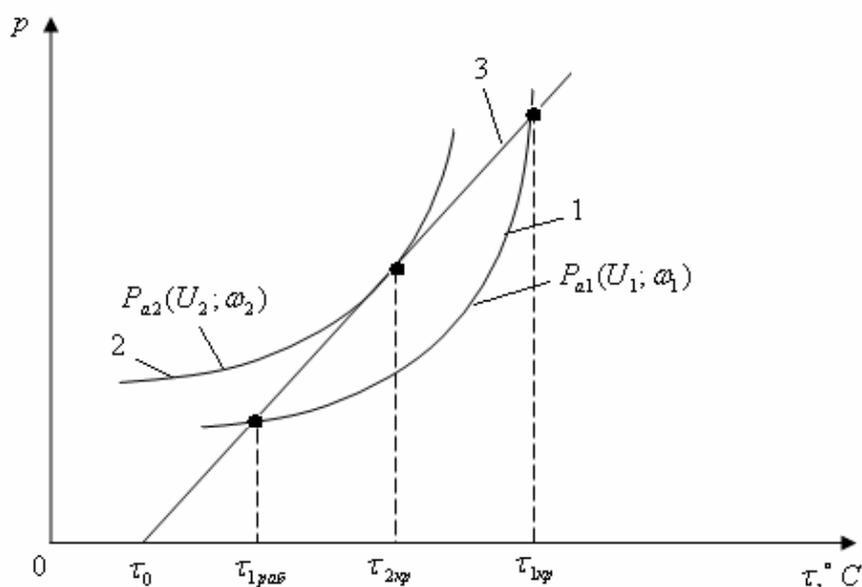


Рисунок 9.14 – Графики зависимости мощности, выделяемой в изоляторе, и мощности, отводимой с его поверхности от температуры

Согласно приведенного рис. цифрами обозначено следующее:

1 – зависимость активной мощности, выделяющейся в изоляторе за счет диэлектрических потерь от температуры при напряжении  $U_1$  или угловой частоте  $\omega_1$ ;

2 – зависимость активной мощности, выделяющейся в изоляторе при других условиях: напряжении  $U_2$  или угловой частоте  $\omega_2$ ;

3 – зависимость теплоотдачи с поверхности изолятора от температуры.

Кривая 1 имеет две характерных точки пересечения с прямой 3.

Точка при  $t_{1paб}$  – точка устойчивого теплового равновесия.

Точка при  $t_{1кр}$  – точка неустойчивого теплового равновесия.

При анализе температур нагрева необходимо учитывать баланс мощностей между мощностью, выделяемой в изоляторе  $P_a$ , и мощностью, отдаваемой в окружающую среду  $P_{охл}$ .

При отклонении температуры нагрева от точки с  $t_{1кр}$  происходит либо возврат в точку  $t_{1paб}$  (при отклонении влево), либо термическое разрушение диэлектрика (при отклонении вправо).

Если рабочий режим соответствовал точке  $t_{1paб}$ , и произошло кратковременное повышение температуры (например, за счет действия солнечных лучей) до значения меньшего  $t_{1кр}$ , то теплоотдающая способность изолятора после прекращения действия солнечного излучения окажется выше (см. рис. 9.14, прямая 3), т.е.  $s \cdot S \cdot (t_{paб} - t_0) \mathbf{f} U^2 \cdot w \cdot c \cdot tg d$ .

Разность температур  $t_{1кр}$  и  $t_{1paб}$  для кривой 1 (см. рис. 9.14) указывают на допустимый перегрев изолятора по отношению к рабочей температуре за счет внешних источников тепла.

Кривая 2 (см. рис. 9.14) представляет зависимость, лежащую на пороге электрической прочности изолятора при его тепловом пробое.

По кривой 1, используя уравнение теплового баланса, можно рассчитать допустимое рабочее напряжение при температурах нагрева изолятора  $t$  и  $t_{1кр}$ :

$$U_{paб} = \sqrt{\frac{s \cdot S \cdot (t_{1paб} - t_0)}{w \cdot c \cdot tg d_{1paб}}},$$

где  $tg d_{1paб}$  соответствует точке устойчивого теплового равновесия с температурой равной  $t_{1paб}$ .

По кривой 2, используя уравнение теплового баланса, может быть рассчитано пробивное напряжение изолятора при достижении температуры его нагрева  $t = t_{2кр}$ :

$$U_{np} = \sqrt{\frac{s \cdot S \cdot (t_{2кр} - t_0)}{w \cdot c \cdot tg d_{2кр}}},$$

где  $tg d_{2кр}$  соответствует точке с критической температурой нагрева  $t = t_{2кр}$ .

Кривая 2 (см. рис. 9.14) фактически представляет зависимость  $P_a(t)$ , лежащую на пороге электрической прочности изолятора (или изоляционной конструкции) при тепловом пробое. По понятным причинам величина рабочего напряжения  $U_{раб}$  должна быть меньше, с определенным коэффициентом запаса, величины пробивного напряжения  $U_{np}$  изолятора при тепловом пробое. Сама же величина пробивного напряжения при тепловом пробое существенно меньше величины пробивного напряжения при чисто электрическом (электронном) пробое.

#### 9.10.4 Электрохимический пробой

Электрохимический пробой осуществляется при напряжениях близких (или равных) к номинальным значениям напряжения для работающих электроустановок, т.е. существенно меньших значениях напряжения, чем при чисто электрическом или электротепловом пробоях. Этот вид пробоя диэлектрических материалов имеет особо существенное значение при повышенных температурах и высокой влажности воздуха. Он наблюдается как при постоянном напряжении, так и при переменном напряжении повышенной частоты, когда в материале развиваются электролитические процессы, обуславливающие необратимое уменьшение сопротивления изоляции.

Такое явление называют старением диэлектрика, поскольку оно приводит к уменьшению электрической прочности  $E_{np}$  изоляционной конструкции. Оно

заканчивается пробоем при напряженностях электрического поля, значительно меньших, чем полученных при кратковременных испытаниях.

Иногда электрохимический пробой случается при высоких частотах, если в закрытых порах диэлектрика происходит ионизация газа, сопровождающаяся тепловым эффектом и изменением химического состава материала за счет выделяющихся продуктов ионизации.

Электрохимический пробой требует для своего развития длительного времени. Большую роль в возникновении электрохимического пробоя, наблюдаемого на постоянном токе в условиях повышенных температур или высокой влажности воздуха, играет материал электродов. Например, напыления серебра на поверхности диэлектриков, способны диффундировать в толщу материала, что понижает пробивное напряжение.

Ранее считалось, что старение свойственно лишь органическим диэлектрикам (пропитанная бумага, резина и т.д.), однако последние исследования показывают, что это явление может иметь место и в некоторых неорганических диэлектриках, например, керамике, содержащей двуокись титана ( $TiO_2$ ), но их старение осуществляется только при наличии электрического поля.

### **9.11 Пробой твердых диэлектриков (изоляторов) по поверхности**

Внесение твердого диэлектрика в воздушный промежуток существенно изменяет его разрядное напряжение. Опытным путем установлено, что разрядное напряжение может быть при этом снижено в два и более раз, по сравнению с чисто газовым промежутком.

На величину разрядного напряжения по поверхности твердого диэлектрика влияют следующие факторы:

- материал диэлектрика;
- наличие воздушных прослоек между диэлектриком и электродами;
- форма электрического поля в промежутке между электродами;

– состояние поверхности.

### 9.12 Влияние воздушных прослоек в конструкции изолятора

Рассмотрим распределение напряженностей электрического поля на физической модели (см. рис. 9.15).

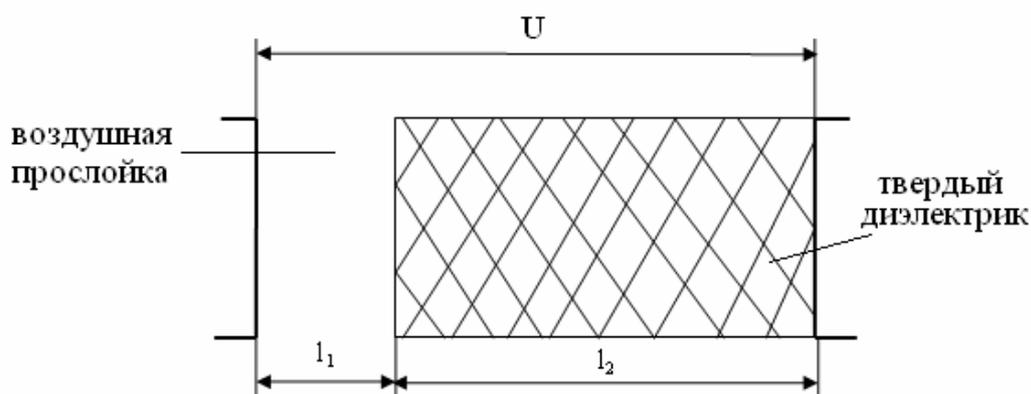


Рисунок 9.15 – Физическая модель изолятора с воздушной прослойкой между электродом и телом диэлектрика

Приложенное напряжение между электродами можно представить в виде двух составляющих:

$$U = U_1 + U_2$$

или

$$U = E_1 \cdot l_1 + E_2 \cdot l_2,$$

где  $l_1$  – протяженность воздушной прослойки;

$l_2$  – протяженность тела диэлектрика изолятора.

Учитывая непрерывность силовых линий электрического поля в промежутке между электродами можно утверждать, что электрическая индукция  $D$  во всех точках этого промежутка будет одинакова и определяется по формуле:

$$D = e_r \cdot e_0 \cdot E = const .$$

На основании этого условия электрическая индукция в воздушном промежутке и в теле диэлектрика изолятора одинакова, т.е.:

$$e_{r_1} \cdot E_1 = e_{r_2} \cdot E_2 ,$$

где  $e_{r_1}$  – относительная диэлектрическая проницаемость воздушной

прослойки;

$e_{r_2}$  – относительная диэлектрическая проницаемость тела твердого

изолятора;

$E_1$  и  $E_2$  – напряженности электрического поля соответственно

воздушной прослойке и в теле твердого диэлектрика изолятора.

Из приведенного выше соотношения можно выразить напряженности электрического поля на каждом из характерных участков в следующем виде:

$$E_1 = E_2 \cdot \frac{e_{r_2}}{e_{r_1}}$$

и

$$E_2 = E_1 \cdot \frac{e_{r_1}}{e_{r_2}} .$$

Тогда напряжение, приложенное к физической модели можно представить:

$$U = E_1 \cdot l_1 + E_1 \cdot \frac{e_{r_1}}{e_{r_2}} \cdot l_2$$

или

$$U = E_2 \cdot \frac{e_{r_2}}{e_{r_1}} \cdot l_1 + E_2 \cdot l_2 .$$

Из приведенных формул можно получить выражения для расчета составляющих напряженностей электрического поля для каждого характерного участка физической модели:

$$\text{для воздушной прослойки} \quad E_1 = \frac{U}{l_1 + \frac{e_{r_1}}{e_{r_2}} \cdot l_2};$$

$$\text{для твердого диэлектрика изолятора} \quad E_2 = \frac{U}{l_2 + \frac{e_{r_2}}{e_{r_1}} \cdot l_1}.$$

Так как относительная диэлектрическая проницаемость воздушной прослойки  $e_{r_1}$  всегда меньше относительной диэлектрической проницаемости твердого диэлектрика изолятора  $e_{r_2}$ , то из приведенных выше формул следует, что напряженность электрического поля  $E_1$  в воздушной прослойке в несколько раз превышает напряженность электрического поля  $E_2$  в теле твердого диэлектрика. Благодаря этому ионизация в воздушной прослойке возникает гораздо раньше, чем в чисто воздушном промежутке. Продукты ионизации в воздушном промежутке выходят из на поверхность твердого диэлектрика изолятора и способствуют более раннему зажиганию разряда по поверхности.

Поэтому в практических изоляционных конструкциях принимаются все меры к тому, чтобы обеспечить очень плотное соединение электродов с телом твердого диэлектрика изолятора. Например, в фарфоровых изоляторах электроды обычно прикрепляются с помощью цемента, обеспечивающего хорошую механическую прочность и отсутствие воздушных прослоек.

### 9.13 Влияние формы электрического поля в конструкциях изоляторов на формирование разряда по поверхности диэлектриков

Различают следующие характерные расположения диэлектриков изоляторов в электрическом поле, см. рис. 9.16.

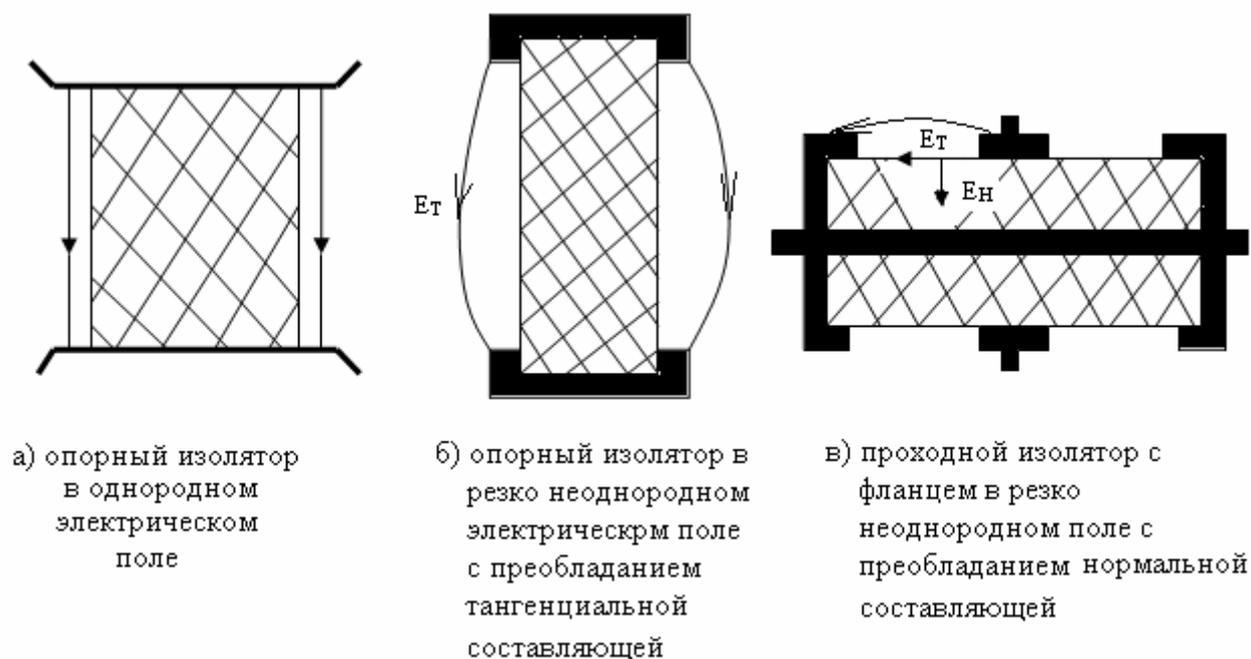


Рисунок 9.16 – Расположение диэлектриков изоляторов в электрическом поле

Однородное электрическое поле в реальных изоляционных конструкциях встречается редко (см. рис. 9.16, а)), но часто используется в лабораторных условиях для исследования основных свойств разряда по поверхности диэлектриков;

Более часто в реальных условиях работы изоляторов наблюдаются резко неоднородные электрические поля с преобладанием тангенциальной составляющей напряженности электрического поля  $E_T$  (см. рис. 9.16, б)) или с преобладанием нормальной составляющей напряженности электрического поля  $E_N$  (см. рис. 9.16, в)).

В зависимости от преобладания той или иной составляющей напряженности электрического поля разряд по поверхности диэлектрика изолятора может происходить по-разному.

#### **9.14 Разряд по поверхности диэлектрика с преобладанием тангенциальной составляющей напряженности электрического поля**

На разрядное напряжение существенно влияет влажность воздуха. Если относительная влажность воздуха меньше 50%, разрядное напряжение велико и приближается к пробивному напряжению при равномерном электрическом поле.

При относительной влажности более 50 % могут образовываться сплошные полосы влаги, идущие от одного электрода к другому. При сплошном слое влаги на поверхности диэлектрика под действием сильного электрического поля происходят перемещения электрических зарядов и их накопление у электродов. В результате этого поле у поверхности диэлектрика искажается и разряд развивается в воздухе в условиях неравномерного электрического поля. Разрядное напряжение в этом случае соответствует разрядному напряжению в резко неоднородном электрическом поле как между электродами типа «игла-игла». В этом случае разрядное напряжение существенно меньше, чем в однородном поле.

#### **9.15 Разряд по поверхности диэлектрика с преобладанием нормальной составляющей напряженности электрического поля**

При наличии нормальной составляющей напряженности электрического поля, образующиеся ионы как бы «прижимаются» к поверхности диэлектрика и движутся вдоль поверхности с трением. Выделяющееся вследствие этого тепло вызывает местный разогрев поверхности и создает дополнительную ионизацию воздуха, облегчающую разряд.

При повышении напряжения, приложенного к электродам, поверхностный разряд проходит ряд стадий. Вначале у электродов появляется свечение, далее –

светящиеся полосы, состоящие из многочисленных светящихся нитей, и при более высоком напряжении отдельные скользящие разряды, завершающиеся полным поверхностным перекрытием.

### 9.16 Влияние состояния поверхности изоляторов на величину разрядного напряжения

Рассмотрим разряд вдоль увлажненной поверхности диэлектрика изолятора.

Под воздействием влаги на поверхности диэлектрика изолятора образуется проводящая пленка, но на разных участках разная по толщине, а значит сопротивления этих участков поверхности диэлектрика неодинаковые, что можно представить в виде эквивалентной схемы (см. рис. 9.17).

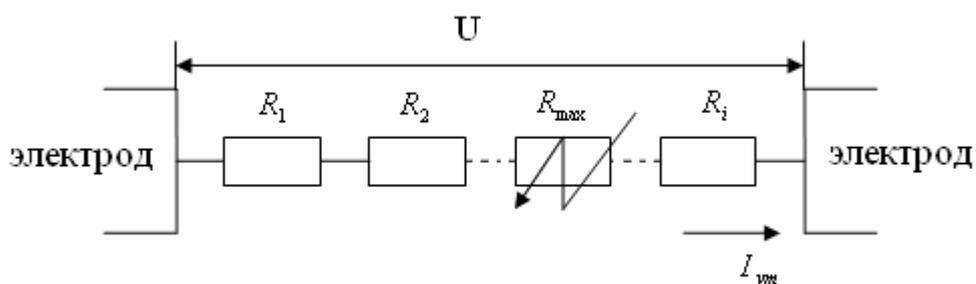


Рисунок 9.17 – Схема замещения поверхности диэлектрика изолятора при воздействии влаги воздуха

Под действием приложенного напряжения в изоляторе по проводящей поверхностной пленке влаги проходит ток утечки. Наибольшее нагревание происходит в тех местах, где пленка меньше и имеет наибольшее сопротивление. За счет выделенной тепловой энергии происходит интенсивное подсушивание этого участка. По мере подсушивания участка сопротивление его растет и вместе с этим растет и падение напряжения на нем. Когда напряженность поля на этом участке становится достаточно большой, то возникает частичный разряд в пределах этого участка, сопротивление его шунтируется, а общий ток утечки скачком возрастает. После этого начинается

подсушка на другом участке с большим сопротивлением и процесс формирования частичного разряда повторяется.

Во время дождя или густого тумана нарушенная в одном месте пленка влаги может быстро восстанавливаться, поэтому возникает большое число частичных разрядов и отдельные пики тока утечки следуют друг за другом с малыми интервалами времени. Это является нежелательным явлением и снижает КПД линий электропередач.

Если напряжение по каким-либо причинам несколько увеличится, то отдельные частичные разряды могут сливаться, создавая полное перекрытие по поверхности изолятора.

## **10 Магнитные материалы**

### **10.1 Общие сведения о магнитных свойствах ферромагнитных материалов**

Магнитные свойства ферромагнитных материалов обусловлены внутренними скрытыми формами движения электрических зарядов, представляющие элементарные круговые токи.

Таковыми круговыми токами являются: вращение электронов вокруг собственных осей (электронные спины) и орбитальное вращения электронов вокруг ядра в атомах. Явление ферромагнетизма связано с образованием внутри ферромагнитных материалов кристаллических макроскопических структур, называемых магнитными доменами, в которых электронные спины оказываются ориентированными параллельно друг другу и одинаково направленными.

Таким образом, существуют области самопроизвольной (спонтанной) намагниченности без приложения внешнего магнитного поля. Однако магнитные моменты (электронные спины) в разных доменах друг относительно друга ориентированы хаотично и поэтому магнитный поток во внешнем пространстве будет примерно равен нулю, что вытекает из закона о минимуме свободной энергии системы.

Существование доменов удалось доказать экспериментально. При очень медленном перемагничивании ферромагнитного образца в телефоне соединенном через усилитель с катушкой, охватывающей образец, можно различать отдельные щелчки, связанные непосредственно со скачкообразными изменениями индукции. На полированной поверхности намагничиваемого образца ферромагнетика можно обнаружить появление типичных узоров, образующихся с помощью осаждения тончайшего ферромагнитного порошка на границах отдельных доменов. Эти узоры получили название фигур Акулова. Размеры доменов могут быть порядка  $0,001 \div 10 \text{ мм}^3$  при толщине пограничных слоев между ними в несколько десятков–сотен атомных расстояний.

## 10.2 Процесс намагничивания ферромагнетиков

Представим себе, что у нас есть образец ферромагнитного материала, который мы помещаем в изменяющееся магнитное поле (см. рис. 10.1).

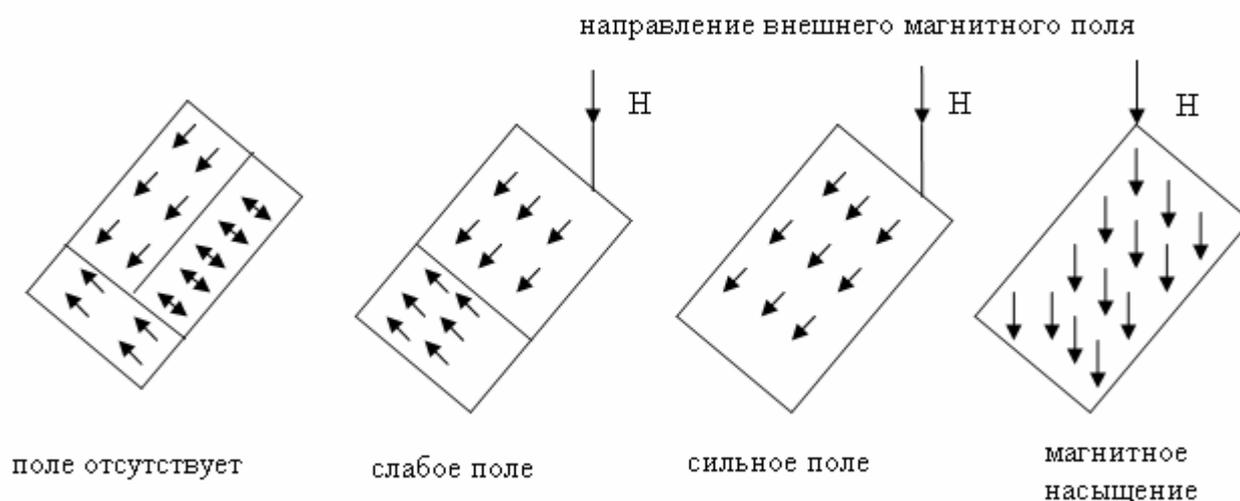


Рисунок 10.1 – Схема ориентации электронных спинов в доменах при намагничивании ферромагнетика

Используя доменную теорию процесс намагничивания ферромагнитного материала под влиянием внешнего магнитного поля сводится к следующим этапам:

1) к постепенному росту тех доменов, магнитные моменты которых составляют наименьший угол с направлением действующего внешнего магнитного поля, и к уменьшению размеров других доменов (процесс смещения границ);

2) к повороту магнитных моментов в доменах по направлению внешнего магнитного поля (процесс ориентации);

3) к окончательной ориентации магнитных моментов по направлению внешнего магнитного поля, что соответствует магнитному насыщению. В этом случае рост доменов прекращается и магнитные моменты всех спонтанно намагниченных микрокристаллических участков окажутся строго ориентированными в направлении магнитного поля.

При намагничивании ферромагнитных кристаллов наблюдается изменение их линейных размеров, это явление носит название магнитострикции. Знак магнитострикционной деформации может быть как положительным (растяжение в направлении магнитного поля), так и отрицательным. Изменение знака может наблюдаться у одного и того же материала (например, железа) в зависимости от напряженности магнитного поля.

### **10.3 Кривая намагничивания ферромагнетиков или зависимость $B(H)$ . Зависимость магнитной проницаемости от напряженности внешнего магнитного поля $\mu(H)$**

Процесс намагничивания ферромагнетиков характеризуется кривыми намагничивания  $B(H)$ , имеющими сходный характер для всех ферромагнетиков и зависимостью  $\mu(H)$ .

Рассмотрим кривую намагничивания ферромагнетиков,  $B(H)$ , см. рис. 10.2.

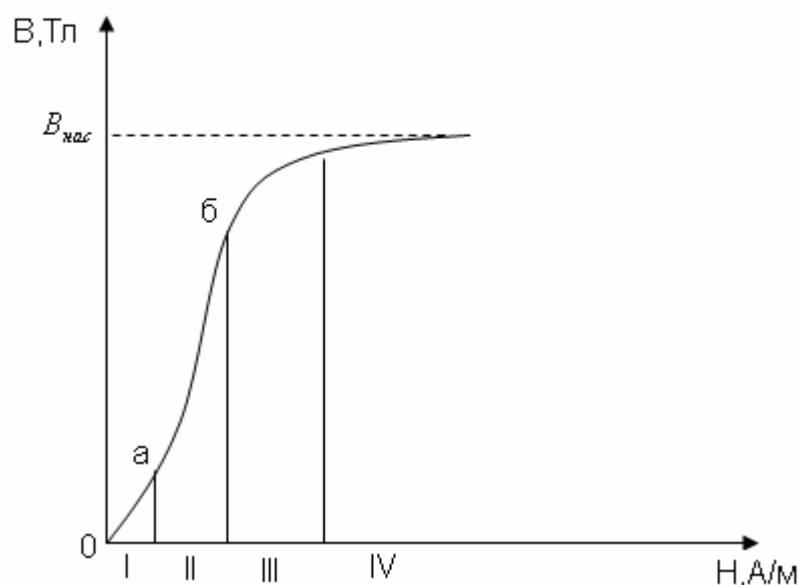


Рисунок 10.2 – Кривая намагничивания ферромагнетиков с выделением характерных участков

Первый участок – начальный участок, характеризуется тем, что после снятия напряженности магнитного поля образец ферромагнитного материала возвращается в исходное состояние с индукцией равной нулю. Для разных магнитных материалов протяженность начального участка разная.

Второй участок называется линейным (см. рис. 10.2, т.а-т.б), т.е. на этом участке наблюдается линейная зависимость между изменением напряженности магнитного поля  $H$  и магнитной индукцией  $B$ . При проектировании электротехнических устройств на этом участке выбирается положение рабочей точки.

Третий участок называется «коленом» кривой намагничивания – это участок предшествующий состоянию магнитного насыщения. На этом участке нецелесообразно выбирать положение рабочей точки при проектировании электротехнических устройств.

Четвертый участок соответствует состоянию магнитного насыщения и характеризуется индукцией насыщения, которая относится к паспортным данным для соответствующего магнитного материала.

Некоторые материалы намагничиваются более легко – это магнитномягкие, а некоторые достигают тех же значений магнитных индукций при больших напряженностях магнитного поля и поэтому относятся к магнитнотвердые.

Способность к намагничиванию ферромагнитных материалов характеризуется относительной магнитной проницаемостью:

$$m_r = \frac{B}{Hm_0},$$

где  $m_r$  – относительная постоянная проницаемость (используется для сравнения свойств магнитных материалов и относится к справочным данным для каждого материала);

$m_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$  – магнитная проницаемость вакуума или магнитная постоянная;

$H$  – напряженность магнитного поля.

Абсолютная магнитная проницаемость определяется отношением:

$$m_a = \frac{B}{H}$$

или

$$m_a = m_0 \cdot m_r.$$

Зависимость относительной магнитной проницаемости  $m_r$  от напряженности магнитного поля представлена на рис. 10.3.

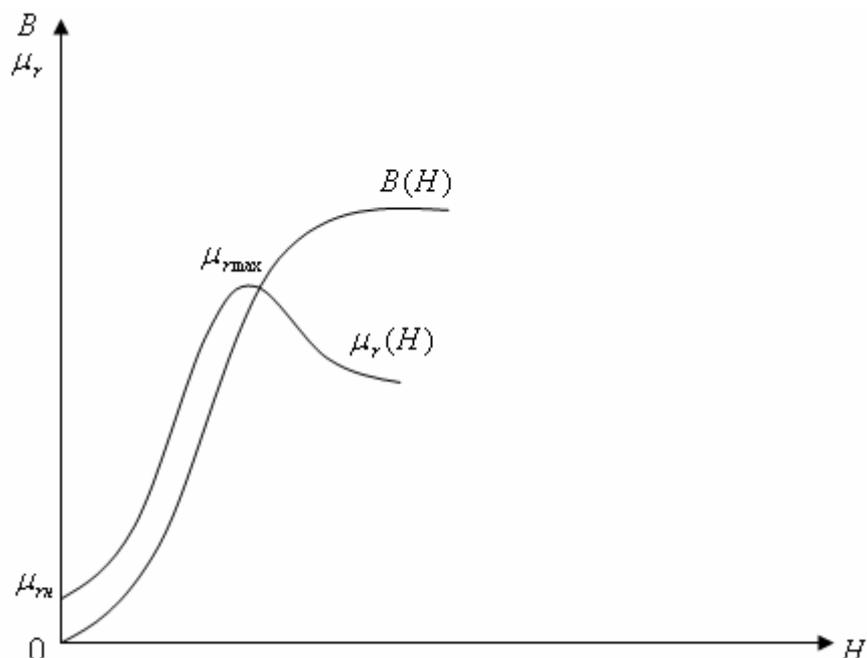


Рисунок 10.3 – Зависимости  $m_r(H)$  и  $B(H)$

В зависимости  $m_r(H)$  можно выделить две характерные точки:  $m_{rн}$  и  $m_{rmax}$ , которые характеризуют возможности магнитного материала к намагничиванию и относятся к паспортным данным.

Рост магнитной проницаемости  $m_r$  наблюдается до тех пор пока магнитный материал не входит в состояние магнитного насыщения (т.е. практически до «колена» кривой намагничивания). При достижении состояния магнитного насыщения относительная магнитная проницаемость  $m_r$  начинает резко уменьшаться. Фактически зависимость  $m_r(H)$  отражает чувствительность магнитного материала к действию на него внешнего магнитного поля.

Помимо относительной магнитной проницаемости различают также дифференциальную магнитную проницаемость, которая используется при анализе переходных процессов:

$$m_d = \frac{dB}{dH}.$$

При расчетах магнитных систем в переменных магнитных полях используется динамическая магнитная проницаемость, которая представляет

собой отношение амплитудных значений магнитной индукции и напряженности магнитного поля:

$$m_{\text{дин}} = \frac{Bm}{Hm}.$$

С увеличением частоты изменения магнитного поля динамическая магнитная проницаемость уменьшается, вследствие инерционности магнитных процессов (см. рис. 10.4).

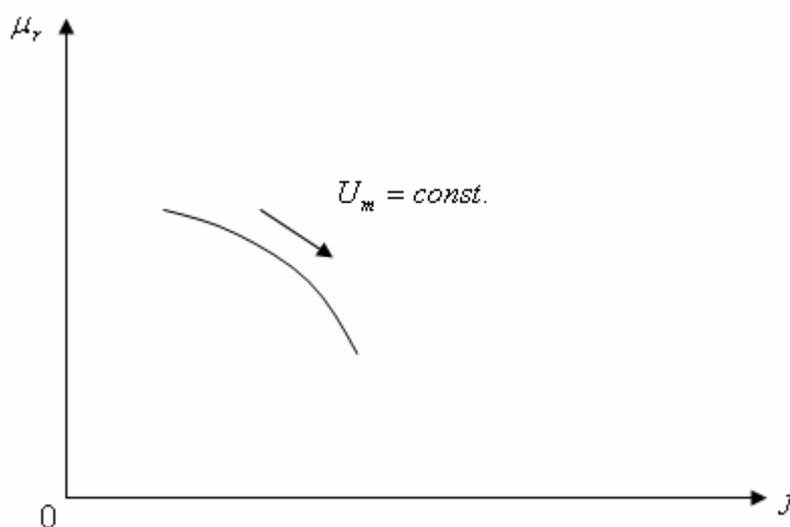


Рисунок 10.4 – Частотная зависимость динамической магнитной проницаемости

Магнитная проницаемость  $m$ , существенно зависит от температуры. С повышением температуры она постепенно увеличивается, вследствие деформации кристаллической решетки и ослабления действия вихревых токов по мере увеличения электрического сопротивления магнитного материала, вплоть до температуры соответствующей точке Кюри (см. рис. 10.5).

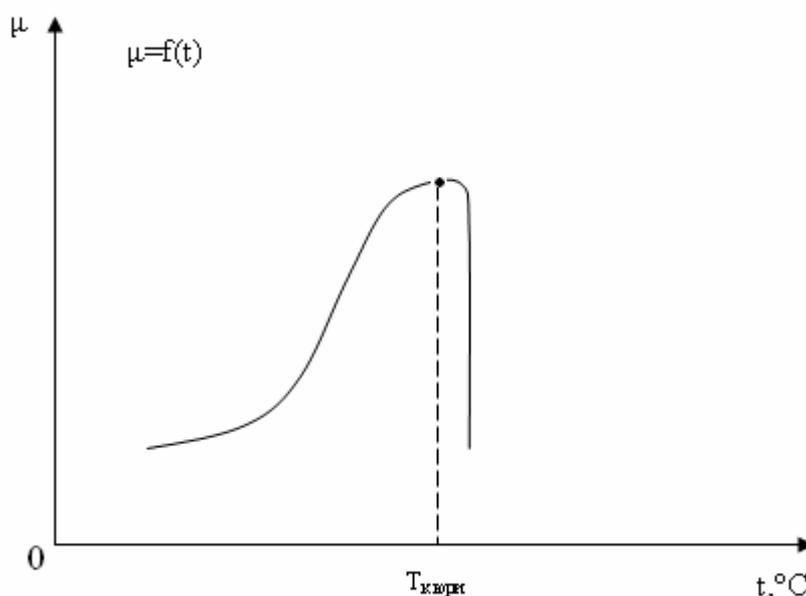


Рисунок 10.5 – Температурная зависимость магнитной проницаемости  $m_r$

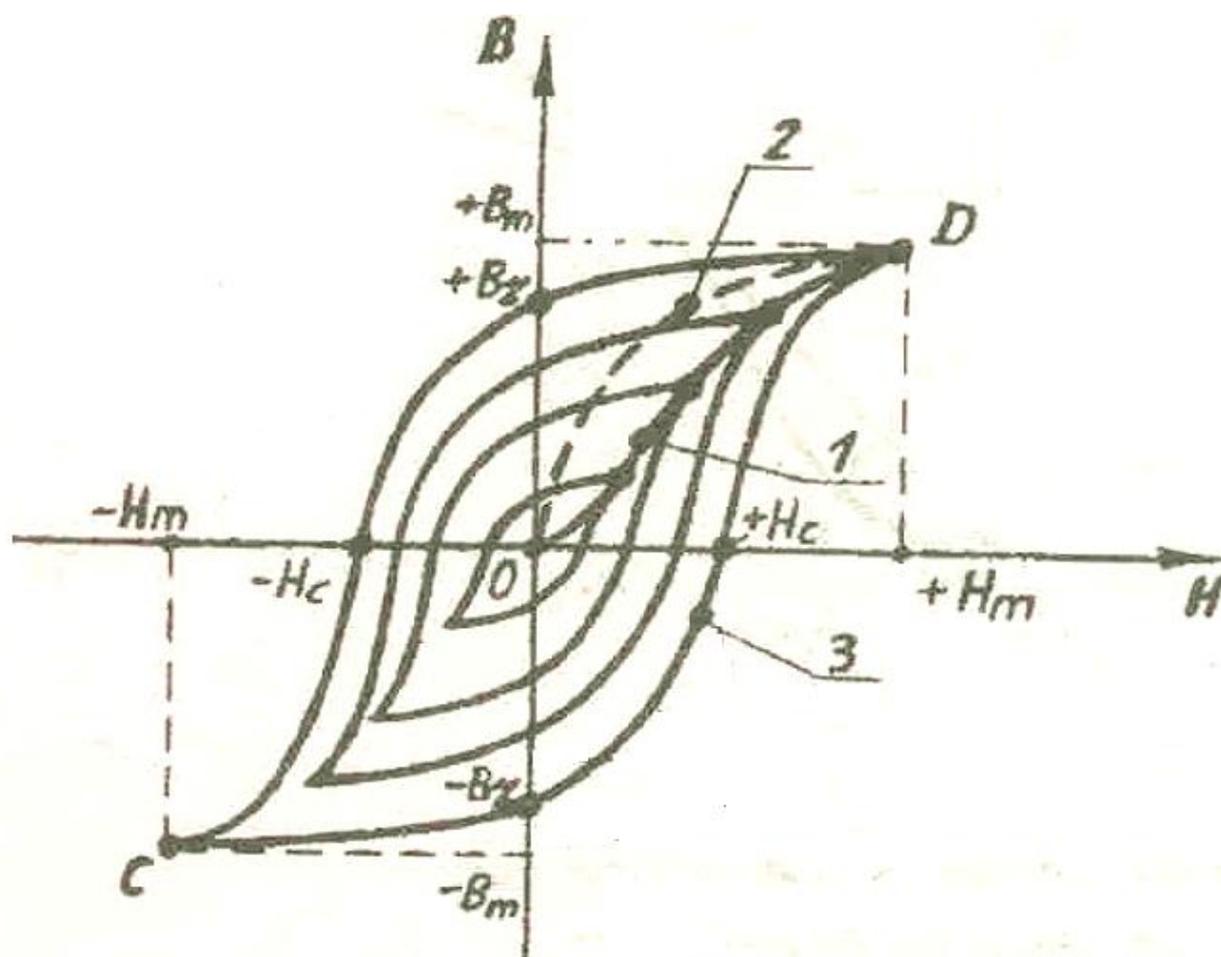
При температурах выше точки Кюри области спонтанного намагничивания разрушаются тепловым движением и магнитный материал перестает быть магнитным, т.е. переходит в состояние парамагнетика.

Для характеристики изменения  $m_r$  от температуры пользуются температурным коэффициентом:

$$TK_m = a_m = \frac{1}{m_r} \cdot \frac{dm_r}{dt}.$$

#### 10.4 Петля гистерезиса

Если медленно намагничивать ферромагнитный образец, начиная с какой-то точки кривой намагничивания, а затем с какой-либо точки уменьшать напряженность магнитного поля  $H$ , то магнитная индукция  $B$  будет также уменьшаться, но не по основной кривой намагничивания, а с отставанием, вследствие явления гистерезиса. Весь цикл перемагничивания может быть показан кривой, называемой петлей гистерезиса. В зависимости от  $B_m$  или  $H_m$  можно получить несколько таких кривых, т.е. семейство петель гистерезиса (см. рис. 10.6).



где  $\pm B_m; \pm H_m$  – соответственно максимальные значения магнитной индукции и напряженности внешнего магнитного поля для предельной петли гистерезиса;

$\pm B_r$  – остаточная магнитная индукция при  $H=0$ ;

$\pm H_c$  – коэрцитивная сила или напряженность поля, которую необходимо приложить к образцу до полного его размагничивания;

1 – основная кривая намагничивания (используется при расчете электромеханических устройств, трансформаторов и др.);

2 – средняя кривая намагничивания;

3 – предельная петля гистерезиса

Рисунок 10.6 – Семейство петель гистерезиса для ферромагнитных материалов

Характерными точками петли гистерезиса являются:

- максимальная магнитная индукция  $B_m$ ;
- остаточная индукция  $B_r$ ;
- коэрцитивная сила  $H_c$ .

Указанные параметры относятся к паспортным данным ферромагнитных материалов, приводятся в справочной информации для каждого материала и характеризуют возможности и область применения магнитных материалов.

### 10.5 Потери в стали

При перемагничивании ферромагнетиков в переменных магнитных полях всегда наблюдаются потери энергии в форме тепла.

Они обусловлены потерями на гистерезис и динамическими потерями.

Динамические потери вызываются вихревыми токами и магнитным последствием или магнитной вязкостью, которая учитывается при работе ферромагнетиков в импульсных магнитных полях.

Потери в стали за один период изменения магнитного поля для каждого материала могут быть определены по площади петли гистерезиса с учетом масштаба по осям  $x$  и  $y$ , частоты тока и плотности материала по формуле:

$$P = \frac{S_{n.z.} \cdot m_x \cdot m_y \cdot f}{g}, \text{ Вт / кг},$$

где  $S_{n.z.}$  – площадь предельной петли гистерезиса;

$m_x; m_y$  – масштабные коэффициенты по осям абсцисс и ординат;

$f$  – частота изменения тока в намагничивающей обмотке;

$g$  – плотность магнитного материала.

Для вычисления потерь на гистерезис за один цикл в единице объема может быть использована эмпирическая формула:

$$W_2 = h \cdot B_{\max}^n,$$

где  $h$  – коэффициент, зависящий от материала, в частности, от величины коэрцитивной силы;

$B_{\max}$  – максимальная индукция, достигаемая в течении цикла;

$n$  – показатель степени от 1,6 до 2,0.

Мощность расходуемая на гистерезис может быть представлена в виде:

$$P_g = h \cdot f \cdot B_{\max}^n \cdot V_c,$$

где  $f$  – частота тока в намагничивающей катушке, Гц;

$V_c$  – объем ферромагнетика.

Мощность расходуемая на вихревые токи может быть представлена в виде:

$$P_g = x \cdot f^2 \cdot B_{\max}^2 \cdot V,$$

где  $x$  – коэффициент, зависящий от типа ферромагнетика, его формы, в частности, от величины электрического сопротивления.

Потери связанные с магнитным последствием учитывают при работе ферромагнетиков в импульсных режимах.

### 10.6 Угол магнитных потерь

В цепях переменного тока рассеивание мощности в катушках индуктивности иногда учитывают тангенсом угла магнитных потерь. Если взять тороидальную катушку индуктивности с сердечником из магнитного материала, собственной емкостью и сопротивлением обмотки, которых можно пренебречь, то ее можно представить в виде схемы замещения, состоящей из двух последовательно соединенных  $L$  и  $r$ , эквивалентного всем видам потерь мощности в ферромагнетике:

$$\operatorname{tg} d_m = \frac{r_m}{\omega L} = \frac{U_a}{U_L}.$$

## 10.7 Ферримагнетики и антиферромагнетики

### Типы атомных порядков с направлением спинов

Для ряда кристаллических веществ наиболее устойчивому состоянию, т.е. минимуму потенциальной энергии отвечает антипараллельное расположение спинов с некоторым преобладанием одного направления над другим. Эти материалы называются ферримагнетиками. В практике их называют ферритами. Они обладают доменной структурой, точкой Кюри, к ним применимы все характеристики, которые были введены ранее для ферромагнитных веществ.

Ферримагнетики отличаются от ферромагнетиков меньшей величиной индукции, имеют более сложную температурную зависимость индукции и высокое удельное электрическое сопротивление  $r_{эл.}$

## 10.8 Классификация магнитных материалов

Все магнитные материалы по тем или иным признакам можно разделить на:

- а) магнитномягкие материалы;
- б) материалы специализированного назначения;
- в) магнитотвердые материалы.

## 10.9 Магнитномягкие материалы

Отличительной особенностью магнитномягких материалов является:

- высокое значение относительной магнитной проницаемости  $\mu_r$ ;
- малая коэрцитивная сила  $H_c$ ;
- малые потери в стали  $P_{ст}$ .

Магнитномягкие материалы используются в качестве сердечников трансформаторов, электромагнитов, в измерительных приборах и ряде других устройств, где необходимо при наименьшей затрате электрической энергии достигнуть наибольшей магнитной индукции.

Рассмотрим наиболее характерные магнитномягкие материалы.

### 10.9.1 Железо

а) **Технически чистое железо** обычно содержит небольшое количество примесей (от 0,08% до 0,1%): углерода, серы, марганца, кремния и других элементов, ухудшающих его магнитные свойства. Технически чистое железо имеет очень низкое электрическое сопротивление и поэтому применяется в основном для магнитопроводов постоянного магнитного потока. За рубежом такой материал известен под названием «армко-железо».

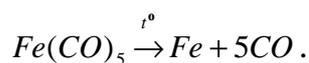
Низкоуглеродистая электротехническая листовая сталь – одна из разновидностей технически чистого железа выпускается толщиной от 0,2 до 4 мм, содержит углерода  $C \leq 0,04\%$  и не свыше 0,6% других примесей. Ниже приводятся усредненные значения относительной магнитной проницаемости и коэрцитивной силы:  $\mu_r$  не менее 3500÷4500;  $H_c$  не более 65÷100, А/м.

б) **Особо чистое железо** содержит очень малое количество примесей (менее 0,05%) и может быть получено двумя путями.

Электролитическое железо изготавливают электролизом раствора серноокислого или хлористого железа. Анодом служит чистое железо, катодом – пластина мягкой стали.

Осажденное на катоде железо (толщина слоя 4–6 мм) после тщательной промывки снимают и измельчают в порошок в шаровых мельницах, после чего производят вакуумный отжиг и переплавку в вакууме.

в) **Карбонильное железо** получают термическим разложением пентакарбонила железа согласно уравнению:



Карбонильное железо имеет вид тонкого порошка, что делает его весьма удобным для изготовления прессованных высокочастотных магнитных сердечников.

### 10.9.2 Кремнистая электротехническая сталь

Кремнистая электротехническая сталь является основным магнитномягким материалом массового потребления. В переменных магнитных полях для улучшения магнитных свойств в состав стали вводят кремний Si до 4%.

Введение Si позволяет увеличить электрическое сопротивление, что вызывает снижение потерь на вихревые токи.

Кроме того, наличие в стали Si способствует выделению углерода в виде графита, а также почти полному раскислению стали.

Вместе с тем Si неблагоприятно влияет на механические свойства железа, увеличивает его хрупкость и затрудняет прокатку в листы и штамповку. При содержании Si до 4% сталь обладает еще хорошими механическими свойствами, но при содержании  $Si > 5\%$  она становится хрупкой.

Путем комбинированной горячей и холодной прокатки кремистой стали и особой термической обработки можно изготовить текстурованную сталь крупнокристаллического строения, причем кристаллы оказываются ориентированными таким образом, что ось их легкого намагничивания совпадает с направлением прокатки. Магнитные свойства такой стали в направлении прокатки значительно выше, чем стали, не подвергавшейся подобной обработке. Текстурованные стали применяются для сердечников трансформаторов, изготавливаемых способом намотки. Вес и габариты при этом уменьшаются: у силовых трансформаторов на 20–25%; у радиотрансформаторов на 40%.

Электротехническую тонколистовую сталь для работы в переменных магнитных полях маркируют четырьмя цифрами (ГОСТ 21427.0 – 75).

Первая цифра в обозначении стали характеризует структурное состояние и вид прокатки:

- 1 – горячекатанная изотропная;
- 2 – холоднокатанная изотропная;
- 3 – холоднокатанная анизотропная с ребровой структурой.

Вторая цифра характеризует содержание кремния Si:

0 – содержание Si до 0,4%;

1 – от 0,4 до 0,8%;

2 – от 0,8 до 1,8%;

3 – от 1,8 до 2,8%;

4 – от 2,8 до 3,8%;

5 – от 3,8 до 4,8.

Третья цифра характеризует группу по основной нормируемой характеристике:

0 – нормируются удельные потери при магнитной индукции  $B=1,7$  Тл и частоте  $f=50$  Гц;

1 – нормируются удельные потери при магнитной индукции  $B=1,5$  Тл и частоте  $f=50$  Гц;

2 – нормируются удельные потери при магнитной индукции  $B=1,0$  Тл и частоте  $f=400$  Гц;

6 – нормируется магнитная индукция  $B$  в слабых магнитных полях при напряженности магнитного поля  $0,4$  А/м;

7 – нормируется магнитная индукция  $B$  в средних магнитных полях при напряженности магнитного поля  $10$  А/м.

Первые три цифры обозначают тип стали.

Четвертая цифра маркировки обозначает порядковый номер стали.

Сталь выпускается в виде рулонов, листов и резаной ленты. Она может быть без изоляционного покрытия или иметь его. Толщина листов стали  $0,1-1$  мм. Сталь различных классов предназначается для изготовления магнитных цепей аппаратов, трансформаторов, приборов, электрических машин.

### 10.9.3 Пермаллои

Пермаллои – железноникелевые сплавы, обладающие весьма большой  $m$  в области слабых полей и малой коэрцитивной силой.

Пермаллои подразделяются на:

– высоконикелевые с содержанием никеля до  $72-80\%$  ;

– низконикелевые с содержанием никеля до 40–50%.

Очень легкая намагничиваемость пермаллоев в слабых полях объясняется практически отсутствием у них анизотропии и явления магнитострикции.

Сравнение свойств высоконикелевых и низконикелевых пермаллоев представлено ниже:

$m_{BNi} \ll m_{HNi}$ , но  $B_{насBNi} \gg B_{насHNi}$  в 1,5 раза и  $B_{насBNi} \gg B_{нас.эл.техн.стали}$ ,  $r_{BNi} \gg r_{HNi}$  почти в 3 раза. Поэтому при высоких частотах целесообразней использовать низконикелевые пермаллои.

#### 10.9.4 Альсиферы

В состав альсиферов входят: Al(9,5%)–Si(5,6%)–Fe(84,9%).

По магнитным свойствам материал не уступает высоконикелевым пермаллоям.

Состав отличается твердостью и хрупкостью. Изготавливаются методом литья с толщиной стенок не менее 2–3 мм или прессованием.

Из альсиферов изготавливают магнитные экраны, корпуса приборов.

Благодаря хрупкости альсиферов их можно размалывать в порошок и использовать наряду с карбонильным железом для изготовления высокочастотных прессованных сердечников.

#### 10.10 Влияние легирующих добавок в пермаллой

1. Молибден и хром – повышают  $r$  и  $m_{нач}$ ; уменьшают чувствительность к механическому воздействию; уменьшают  $B_{нас}$ .

2. Медь – увеличивает постоянство  $m_r$  в узких интервалах напряженностей магнитного поля  $H$ ; увеличивает температурную стабильность и удельное электрическое сопротивление  $r$ ; делает сплавы легко поддающимися механической обработке.

3. Кремний и марганец – увеличивает  $r$  пермаллоев.

### 10.11 Применение пермаллоев

Низконикелевый пермаллой рекомендуется использовать для сердечников малогабаритных силовых трансформаторов, дросселей, реле и деталей магнитных цепей, работающих при повышенных индукциях без подмагничивания или с небольшим подмагничиванием.

Высоконикиелковые пермаллои рекомендуются для сердечников импульсных трансформаторов, реле и магнитных экранов; при толщине пластин 0,02 мм для сердечников импульсных трансформаторов, магнитных усилителей и безконтактных реле.

Недостатком пермаллоев являются их относительно высокая стоимость, чувствительность к механическому воздействию.

### 10.12 Материалы специализированного назначения

Применение некоторых магнитных материалов основано на наличии у них тех или иных особенностей магнитных свойств, которые определяются структурой и составом. К таким материалам можно отнести:

- 1) сплавы, отличающиеся незначительным изменением магнитной проницаемости при изменении напряженности магнитного поля;
- 2) сплавы с сильной зависимостью  $m_r$  от температуры;
- 3) сплавы с высокой магнитострикцией;
- 4) сплавы с особо высокой индукцией насыщения.

1) Сплавы перминвар содержат в своем составе следующие компоненты: Fe(25%)–Ni(45%)–Co(30%).

Начальная магнитная проницаемость  $m_{нач} = 300$  и сохраняется постоянной при напряженностях магнитного поля до 250 А/м и  $B=0,1$  Тл. Перминвар недостаточно стабилен в магнитном отношении, чувствителен к влиянию температуры и механическим воздействиям.

Более удовлетворительной стабильностью  $m_r$  обладает материал изоперм (Fe–Ni–Al или Cu). Изоперм имеет  $m_r = 30 \div 80$ , которая мало меняется до напряженностей магнитного поля  $H$  в несколько сот А/м.

2) К этой группе относятся сплавы с сильной зависимостью  $m_r = f(t^\circ)$ , т.е. термомагнитные сплавы на основе Ni–Cu; Ni–Fe; Ni–Fe–Cu. Эти сплавы применяются для компенсации температурной погрешности в установках, вызываемой изменением магнитной индукции постоянных магнитов или изменением сопротивления проводов в магнитоэлектрических приборах, по сравнению с тем значением, при котором производилась градуировка. Для получения ярко выраженной температурной зависимости  $m_r$  используется свойство ферромагнетиков снижать индукцию с ростом температуры вблизи точки Кюри. Для этих ферромагнетиков точка Кюри лежит между 0 и 100°C в зависимости от добавок легирующих элементов.

Наибольшее применение получили сплавы Fe–Ni–Co (компенсаторы). Достоинствами их являются полная обратимость свойств в диапазоне изменения температуры от -70°C до 70°C.

3) К сплавам с высокой магнитострикцией относятся системы Fe–Pt, Fe–Co, Fe–Al, Ni.

Явление магнитострикции используется в генераторах звуковых и ультразвуковых колебаний, а также в устройствах преобразования механических колебаний в электрические.

4) К этой группе относятся железокобальтовые сплавы. Они позволяют достичь высоких значений индукции насыщения до 2,4 Тл. Удельное электрическое сопротивление  $r$  этих материалов невелико.

Сплавы, содержащие от 50% до 70% Co называются пермендюррами. Пермендюрры целесообразно применять, вследствие их высокой стоимости, только в специальной аппаратуре, в частности, в динамических репродукторах, осциллографах, телефонных мембранах и т.д.

## 10.13 Магнитотвердые материалы

### 10.13.1 Общие сведения

По составу, состоянию и способу получения магнитотвердые материалы подразделяются на:

1. Легированные стали, закаливаемые на мартенсит.
2. Литые магнитотвердые сплавы.
3. Магниты из порошков.
4. Магнитотвердые ферриты.
5. Пластически деформируемые сплавы и магнитные ленты.

В отличие от магнитномягких материалов (МММ) магнитотвердые материалы (МТМ) имеют меньшее значение  $m_r$  и большее значение  $H_c$ , т.е. петля гистерезиса МТМ значительно шире петли МММ. Характеристиками МТМ являются: коэрцитивная сила  $H_c$ , остаточная магнитная индукция  $B_r$ , максимальная энергия  $W_{\max}$ , отдаваемая магнитом во внешнее пространство.

Магнит в замкнутом состоянии (в виде тороида) не отдает энергию во внешнее пространство. Для отдачи магнитной энергии  $W_{\max}$  необходимо в магнитную цепь ввести воздушный зазор между полюсами (см. рис. 10.7). Рабочая точка постоянного магнита в этом случае будет на участке кривой размагничивания между характерными точками участка петли гистерезиса  $H = H_c$  и  $B = B_r$ , см. рис. 10.8.

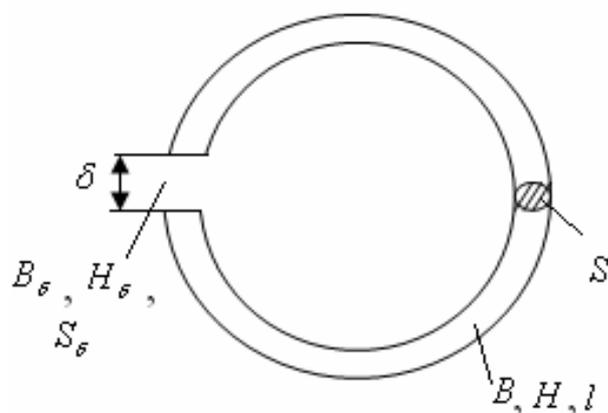


Рисунок 10.7 – Физическая модель тороидального магнита с воздушным зазором  $d$

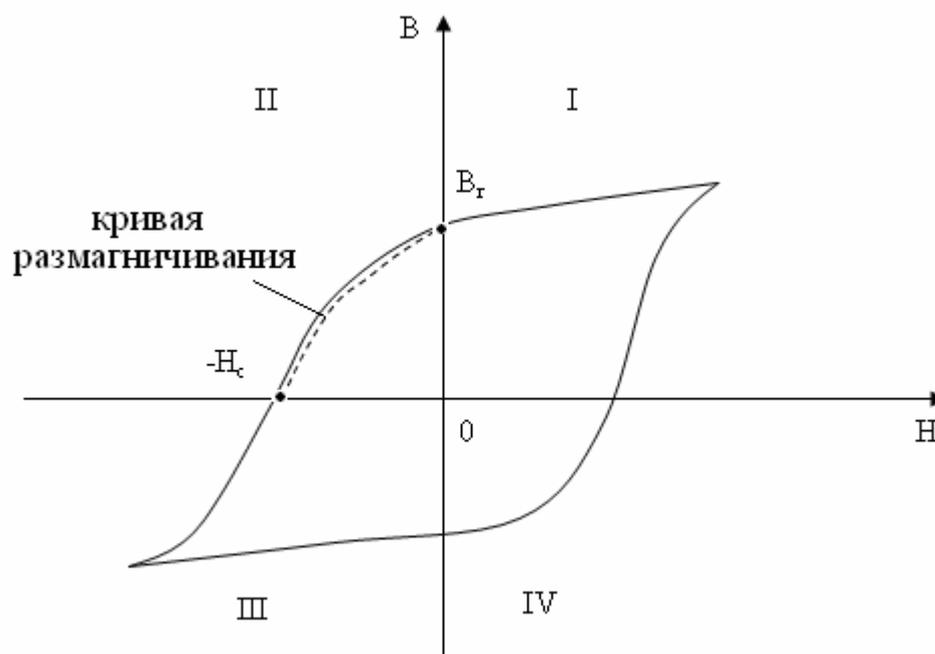


Рисунок 10.8 – Петля гистерезиса с характерными точками и участками

Если пренебречь выпучиванием силовых линий магнитного поля, то  $B_d = B$ . На основании закона полного тока при интегрировании по замкнутому контуру получим:

$$H_d \cdot d + H \cdot l = 0,$$

откуда

$$H_d = -\frac{H \cdot l}{d}.$$

Таким образом, с изменением воздушного зазора  $d$  изменяются значения  $B_d$  и  $H_d$ , а значит и энергия магнитного поля в воздушном зазоре:

$$W_d = \frac{B_d \cdot H_d}{2} \cdot S \cdot d.$$

Подставив в последнее выражение  $H_d = -\frac{H \cdot l}{d}$ , получим:

$$W_d = \frac{B(-H)}{2} \cdot S \cdot l = \frac{B(-H)}{2} \cdot V_m = W_m,$$

где  $V_m$  – объем тела магнита.

Таким образом, магнитная энергия в рабочем зазоре  $W_d$  равна энергии, запасенной внутри магнита  $W_m$ .

При некоторых значениях  $B$  и  $H$  энергия постоянного магнита достигает максимума и является наиболее важной характеристикой постоянных магнитов(см. рис. 10.9).

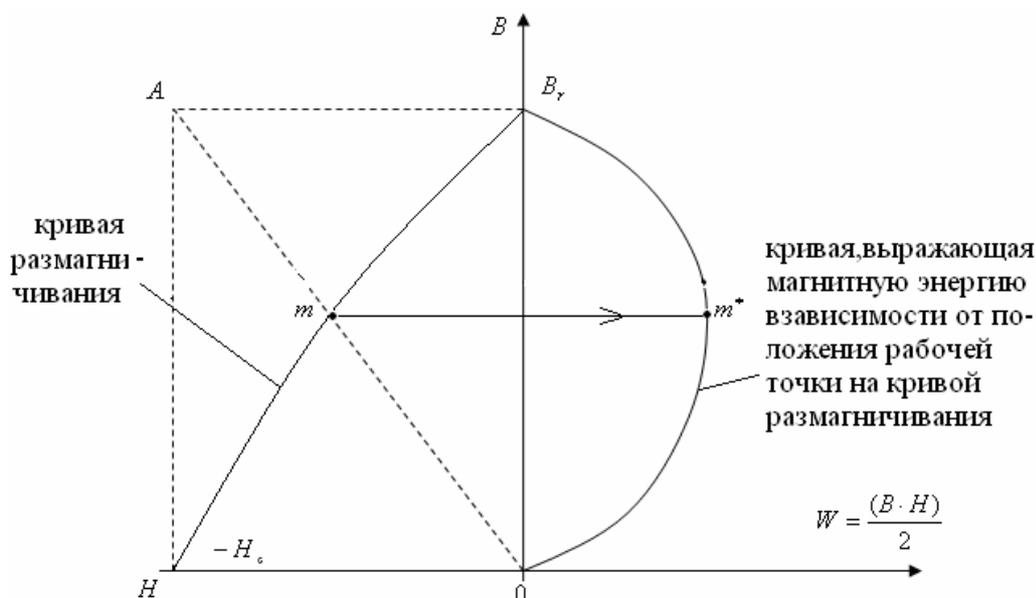


Рисунок 10.9 – Совмещенная зависимость изменения энергии постоянного магнита с кривой размагничивания

Точка соответствующая максимуму энергии, есть точка пересечения кривой размагничивания и луча  $OA$ , проведенного из начала координат через точку  $A$  с координатами  $B = B_r$  и  $H = -H_c$ .

### 10.13.2 Легированные стали, закаливаемые на мартенсит

Для изготовления постоянных магнитов используются мартенситные стали, легированные добавками вольфрама, хрома, молибдена, кобальта.

Достоинства:

- а) допускают механическую обработку на металлорежущих станках;
- б) незначительная стоимость.

Недостатки:

- а) невысокие магнитные свойства.
- б) невысокая максимальная удельная энергия ( $W_{\max} \approx 1 \div 4 \frac{\text{кДж}}{\text{м}^3}$ ).

В настоящее время этот материал находит ограниченное применение.

### 10.13.3 Литые магнитотвердые сплавы

К данным сплавам относятся сплавы на основе Al–Ni–Fe, которые раньше назывались альни.

При добавлении Co или Si магнитные свойства улучшаются.

Сплав альни с Si называется альниси; сплав альни с Co называется альнико; сплав альни с большим содержанием Co называется магнико. Резко улучшенные магнитные свойства сплава магнико обусловлены не только его составом, но и специальной обработкой – охлаждением магнитов после отливки в сильном магнитном поле. Сплав магнико анизотропен: наилучшие свойства он обнаруживает в том направлении, в котором при охлаждении на него действовало магнитное поле.

Достоинства:

– магнико при равной магнитной энергии в 4 раза легче магнитов из сплава альни и в 22 раза легче магнитов из обычной хромистой стали;

– достаточно высокая максимальная удельная энергия ( $W_{\max} \approx 26 \frac{\text{кДж}}{\text{м}^3}$ ).

Недостатки:

– трудность изготовления из них изделий точных размеров вследствие хрупкости и твердости сплавов, допускающих обработку только путем шлифовки.

В настоящее время до 80% всех потребляемых промышленностью магнитотвердых материалов изготавливаются из этих сплавов.

### 10.13.4 Магниты из порошков

Магниты из порошков бывают двух типов:

а) металлокерамические магниты (мкм);

б) металлопластические магниты (мпм).

Металлокерамические магниты изготавливаются путем прессовки порошка из измельченных тонкодисперсных магнитотвердых сплавов и последующего спекания при высоких температурах.

Металлопластические магниты изготавливаются по аналогии прессовки деталей из пластмасс, т.е. есть связующее – органический полимер и наполнитель, только в качестве наполнителя используют зерна магнитотвердого сплава. Из-за жесткого наполнителя при изготовлении деталей или изделий требуются высокие давления.

Достоинства мкм:

- возможность получения точных размеров при изготовлении;
- высокая механическая прочность – в 3÷6 раз больше, чем у литых магнитов.

Достоинства мпм:

- возможность получения точных размеров и сложной конфигурации изделий при изготовлении;
- высокое электрическое сопротивление позволяет применять в аппаратуре с переменным магнитным полем повышенной частоты.

Недостатки:

несколько худшие магнитные свойства по сравнению с литыми магнитами:

- МКМ имеют  $B_r$  < на 10÷20%
- МПМ имеют  $H_c$  < на 10÷15%;  $B_r$  на 30÷35%;  $W_m$  < на 40÷60%.

### **10.13.5 Пластически деформируемые сплавы и магнитные ленты**

Для записи и воспроизведения звука могут быть использованы:

1. Ленты или проволока из магнитотвердых сталей или сплавов.
2. Биметаллическая лента, состоящая из основы не обладающей магнитными свойствами и магнитного сплава нанесенного на нее.
3. Пластмассовые и целлюлозные ленты с нанесенным на их поверхность порошкообразным магнетитом.

Для изготовления лент или проволок применяются сплавы:

- кунифе – Cu–Ni–Fe;
- кунико – Cu–Ni–Co;

– викаллой – Co–V–Fe.

В биметаллических лентах для изготовления основы используют медь, а в качестве магнитнотвердого материала Al–Ni–Fe (альни).

При использовании пластмассовых и целлюлоидных лент для звукозаписи на их поверхность наносят магнетиты:  $Fe_3O_4$  (черного цвета),  $Fe_2O_3$  (коричневого цвета).

Лента, проволока и биметаллическая лента не обеспечивают требуемого в практике качества звукозаписи.

Пластмассовые и целлюлоидные ленты имеют высокое качество записи и воспроизведения. Кроме того, они более дешевые и позволяют осуществлять монтаж звукозаписи простым способом.

#### 10.14 Ферриты

Ферриты представляют собой системы из окислов железа и окислов двухвалентных, реже одновалентных металлов, соответствующие общей формуле:



Например, общая формула широко распространенных никель-цинковых ферритов имеет следующий вид:



где  $m, n$  и  $p$  – определяют количественные соотношения между компонентами.

Технология изготовления ферритов оказывает существенное влияние на свойства готовых изделий. Технологический процесс заключается в следующем:

- получение ферритового порошка;
- прессование под высоким давлением с добавлением пластификатора;

– обжиг при температуре  $1100\div 1400^{\circ}\text{C}$  в окислительной среде (не допускается присутствие водорода).

Ферриты – твердые и хрупкие материалы, не позволяющие производить обработку резанием и допускающие только шлифовку и полировку.

Подразделение ферритов по свойствам следующее:

- магнитномягкие ферриты;
- ферриты с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ);
- магнитострикционные ферриты;
- магнитнотвердые ферриты.

#### 10.14.1 Магнитномягкие ферриты (ММФ)

В настоящее время в основном применяются следующие группы смешанных ферритов: марганец–цинковые, никель–цинковые, литий–цинковые.

Наиболее распространенная маркировка ММФ отражает следующее:

– первым стоит численное значение начальной относительной магнитной проницаемости  $\mu_{нач}$ ;

– вторым – буквы, обозначающие частотный диапазон применения, ограничиваемый сверху значением граничной частоты  $f_{гр}$  (Н – низкочастотный, В – высокочастотный).

– третьим – буква, обозначающие состав материала: М – марганец–цинковые; Н – никель–цинковые и т.д.

Под граничной частотой  $f_{гр}$  понимают частоту, при которой начинается быстрый рост тангенса угла магнитных потерь  $\text{tg } d_m$ .

Для низкочастотных ферритов  $f_{гр}$  от 0,2 МГц до 20 МГц.

Для высокочастотных ферритов  $f_{гр}$  от 20 МГц до 300 МГц.

### 10.14.2 Ферриты с ППГ

Материалы с ППГ используются в счетно-вычислительной технике для переработки, передачи информации и для хранения дискретной информации (элементы «памяти»).

Основные характеристики ферритов с ППГ:

1) коэффициент прямоугольности:

$$K_n = \frac{B_r}{B_{\max}}$$

Максимальную индукцию  $B_{\max}$  определяют при напряженности внешнего магнитного поля  $H=5H_c$ .

2) коэффициент переключения  $S_q$ , характеризующийся количеством электричества, приходящегося на единицу толщины сердечника, необходимого для перемагничивания его из состояния остаточной индукции в состояние максимальной индукции, противоположной по знаку.

Требования, которым должны удовлетворять ферриты с ППГ:

- $K_n$  возможно ближе к 1;
- $S_q$  минимальный;
- максимально возможная точка Кюри (для обеспечения наибольшей температурной стабильности);
- минимальное время переключения.

### 10.14.3 Магнитострикционные ферриты (МСФ)

Используются как и рассмотренные ранее, но в области повышенных и высоких частот.

#### 10.14.4 Магнитотвердые ферриты (МТФ)

К МТФ относятся бариевый, кобальтовый и некоторые другие ферриты.

Наиболее известен бариевый феррит  $BaO \cdot 6Fe_2O_3$ . В отличие от ММФ он имеет не кубическую, а гексагональную кристаллическую решетку с однослойной анизотропией.

В настоящее время промышленность выпускает два вида бариевых ферритов:

- БИ (бариевые изотропные);
- БА (бариевые анизотропные).

Технология изготовления подобна технологии ММФ.

Достоинства:

- 1) малый вес;
- 2) значительно больше удельное электрическое сопротивление по сравнению с магнитотвердыми сплавами (в миллионы раз);
- 3) дешевизна (в 10 раз дешевле литых).

Недостатки:

- 1) низкая механическая прочность;
- 2) большая хрупкость;
- 3) сильная зависимость магнитных свойств от температуры;
- 4) необратимое изменение магнитных свойств после охлаждения от комнатной до низких температур ( $-60^\circ\text{C}$ ) и нагрева до первоначальной температуры.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

## ОСНОВНАЯ

1. Г. Богородский Н.П., Пасынков В.В., Тареев Б.М. Электротехнические материалы : Учебник для вузов - 7-е изд., перераб. и доп.- JL: Энергоатомиздат, Ленингр. отд -ние, 1985. - 304 с, ид.

2. Электрорадиомагериалы / Сост. Б.М. Тареев , Н.В. Короткова , В.М. Петров, А.А. Преображенский / Под ред. Б.М. Тареева - М.: Высш. шк. 1978.- 336 с.

## ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ

3. Тареев Б.М. Физика диэлектрических материалов. - М.: Энергоатомиздат, 1982, - 320 с, ил.

4. Штофа Я. Электротехнические материалы в вопросах и ответах : Пер. со словац. -М: Энергоатомиздат, 1984. — 200 с.

5.Справочник по электротехническим материалам : В 3т. /Под ред. Ю. В. Корицкого и др. - 3-е изд. перераб. - М.: Энергоатомиздат, 1986 - 1988.

6. Кучинский Г.С., Клзеветтер В.Е., Пинталь ЮС. Изоляция установок высокого напряжения. - М.: Энергоатомиздат, 1987. - 368 с.

7. Электротехнические материалы: Справочник /Сост. В.В.Березин, Н.С. Прохоров, Г.А. Рыков, А.М. Хайкин. - 3-е изд., перераб и доп. - М.: Энергоатомиздат, 1983. - 504 с.

8. Преображенский А.А., Бишард Е.Г. Магнитные натериалы и элементы. - 3-е изд., перераб. и доп. - М.: Высш. шк., 1986. - 352 с.

9. ГОСТ 2155 - 80. Материалы диэлектрические. Термины и определения.

10. ГОСТ 4.73 - 81. Материалы, электроизоляционные. Номенклатура

показателей.

11. ГОСТ 22265 - 76. Материалы проводников. Термины и определения.

12. ГОСТ 22622 - 77. Материалы полупроводниковые. Термины и определения.

13. ГОСТ - 19693 - 74. Материалы магнитные. Термины и определения.

14. ГОСТ 21427.0 - 75. Сталь электротехническая тонколистовая. Классификация и марки.

15. ГОСТ 4.73 - 81. Материалы, электроизоляционные. Номенклатура показателей.

16. ГОСТ 22265 - 76. Материалы проводников. Термины и определения.

17. ГОСТ 22622 - 77. Материалы полупроводниковые. Термины и определения.

18. ГОСТ - 19693 - 74. Материалы магнитные. Термины и определения.

19. ГОСТ 21427.0 - 75. Сталь электротехническая тонколистовая. Классификация и марки.