

Федеральное агентство по образованию

Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники

Нефёдцев Е.В., Кистенёва М. Г.

ХИМИЯ РАДИОМАТЕРИАЛОВ

Учебное пособие

2009

Рецензент — доцент кафедры конструирования узлов и деталей радиоаппаратуры Томского государственного университета систем управления, кандидат технических наук **Кузевных Н. И.**

Нефёдцев Е.В., Кистенёва М. Г.

Химия радиоматериалов: Учебное пособие. - Томск:

Томский межвузовский центр дистанционного образования, 2009

Учебное пособие можно условно разделить на несколько структурных единиц. Первый раздел посвящен некоторым общим вопросам материаловедения. Остальную часть пособия можно условно разбить на тематические группы. В первых разделах каждой группы рассматриваются общие физические явления, свойственные определенному классу радиоматериалов. В последующих разделах каждой такой группы дается информация о конкретных материалах: их свойствах, особенностях, области применения и др. В этом ключе рассмотрены физические процессы, характеристики и параметры: в металлах, диэлектриках и магнитных материалах.

В учебном пособии фактически опущены вопросы, связанные с полупроводниковыми материалами, занимающими особое место в электронике, поскольку традиционно им отводятся отдельные дисциплины.

Учебное пособие предназначено для студентов вузов радиотехнических специальностей дневного, заочного и дистантного обучения.

© Нефёдцев Евгений Валерьевич,	2009 г.
© Кистенёва Марина Григорьевна,	2009 г.
© Томский межвузовский центр дистанционного образования	2009 г.

СОДЕРЖАНИЕ

1 ОБЩИЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ	7
1.1 Введение	7
1.2 Характеристики и параметры материалов	8
1.3 Типы химических связей	9
1.3.1 Межатомные связи	9
1.3.2 Межмолекулярные связи	13
1.4 Кристаллическое состояние вещества	14
1.5 Дефекты кристаллической структуры	16
1.6 Аморфное состояние вещества	19
1.7 Нанокристаллическое состояние вещества	19
2 ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ	22
2.1 Зонная энергетическая структура металлов	22
2.2 Основные электрические параметры металлов	24
2.3 Удельное сопротивление чистых металлов	25
2.4 Электрические свойства металлических сплавов	28
2.5 Влияние частоты напряжения на сопротивление проводников. Поверхностный эффект и эффект близости	30
2.6 Сопротивление тонких металлических пленок. Размерные эффекты. Поверхностное удельное сопротивление.	33
2.7 Свойства проводниковых материалов и их классификация по функциональному назначению	35
2.7.1 Проводники электрического тока	35
2.7.2 Контактные материалы	37
2.7.3 Сплавы на основе железа для электронагревателей	38
2.7.4 Материалы для термопар	39
2.7.5 Сверхпроводники	40
2.7.6 Криопроводники	42
2.7.7 Припой и флюсы	42
2.7.8 Резисторы. Материалы для резисторов	43
2.7.9 Специальные резисторы и материалы для них	50
3 ДИЭЛЕКТРИКИ (ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ)	53
3.1 Функции, выполняемые диэлектриками в РЭА	53
3.2 Свободные и связанные заряды. Поляризация	54
3.3 Электрический момент диполя	56
3.4 Собственный и индуцированный электрический момент. Полярные и неполярные диэлектрики	58
3.5 Поляризованность	58

3.6 Диэлектрическая восприимчивость	60
3.7 Электрическая индукция. Диэлектрическая проницаемость. Виды диэлектрических сред	61
3.8 Емкость конденсатора	62
3.9 Виды поляризации	66
3.9.1 Классификация видов поляризации и их особенности	66
3.9.2 Упругие виды поляризации	67
3.9.3 Неупругие виды поляризации	70
3.10 Зависимость диэлектрической проницаемости от различных факторов	76
3.10.1 Зависимость ε от частоты напряжения	76
3.10.2 Зависимость ε от агрегатного состояния вещества	78
3.10.3 Зависимость ε от температуры	79
3.10.4 Зависимость ε от состава. Эффективная диэлектрическая проницаемость неоднородных диэлектриков	81
3.11 Диэлектрические потери	84
3.11.1 Виды диэлектрических потерь	84
3.11.2 Потери, обусловленные током проводимости	85
3.11.3 Потери, обусловленные поляризацией	87
3.11.4 Тангенс угла диэлектрических потерь	92
3.11.5 Схемы замещения конденсатора с потерями	94
3.12 Пробой диэлектриков	95
3.12.1 Основные понятия	96
3.12.2 Пробой газов	97
3.12.3 Пробой жидких диэлектриков	105
3.12.4 Пробой твердых диэлектриков	107
4 ПАССИВНЫЕ ДИЭЛЕКТРИКИ	115
4.1. Классификация пассивных диэлектриков	115
4.2 Основные сведения о строении и свойствах полимеров	115
4.3 Линейные полимеры	119
4.4 Композиционные порошковые пластмассы и слоистые пластики	123
4.5 Электроизоляционные компаунды	124
4.6 Неорганические стекла	126
4.7 Ситаллы	131
4.8 Керамика	132
4.9 Слюда и материалы на ее основе	136
4.10 Неорганические электроизоляционные пленки	137
4.11 Конденсаторы. Материалы. Конструкция.	138
5 АКТИВНЫЕ ДИЭЛЕКТРИКИ	145
5.1 Сегнетоэлектрики	145

5.1.1	Спонтанная поляризация	145
5.1.2	Характеристики и параметры сегнетоэлектриков	149
5.1.3	Температурные свойства сегнетоэлектриков	152
5.1.4	Сегнетоэлектрические материалы. Антисегнетоэлектрики	154
5.1.5	Применение сегнетоэлектриков	155
5.2	Пьезоэлектрики	158
5.2.1	Общие свойства	158
5.2.2	Практическое применение пьезоэлектриков	161
5.2.3	Пьезоэлектрические материалы	164
5.3	Электреты	165
5.3.1	Основные понятия об электретах	165
5.3.2	Электретные материалы	167
5.4	Жидкие кристаллы	169
6	МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ (ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ)	173
6.1	Величины магнитного поля	173
6.2	Нелинейные магнитные среды	184
6.3	Характеристики и параметры магнитных материалов	189
6.4	Магнитные потери энергии	193
6.5	Особенности намагничивания разомкнутых тел	196
6.6	Характеристики и параметры постоянных магнитов	200
7	МАГНИТОМЯГКИЕ ФЕРРОМАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ	204
7.1	Классификация магнитных материалов	204
7.2	Магнитомягкие материалы на основе железа	206
7.3	Пермаллои	211
7.4	Другие магнитомягкие сплавы	215
7.5	Магнитодиэлектрики	217
7.6	Ферримагнетики (магнитоактивные ферриты)	220
7.6.1	Строение ферримагнетиков	220
7.6.2	Свойства, параметры и характеристики магнитомягких феррошпинелей	225
7.6.3	Применение ферритов	231
7.6.4	Маркировка магнитомягких НЧ- и ВЧ-ферритов	233
8	МАГНИТОТВЕРДЫЕ МАТЕРИАЛЫ	234
8.1	Классификация магнитотвердых материалов	234
8.2	МТМ с умеренными значениями H_c (4 – 40 кА/м) и w_{\max} (1 – 4 кДж/м ³)	234
8.3	МТМ с повышенными значениями H_c (10 – 200 кА/м) и w_{\max} (10 – 40 кДж/м ³)	235

8.4 МТМ с большими значениями H_c (100 – 300 кА/м) и повышенными значениями w_{\max} (4 – 20 кДж/м ³)	236
8.5 МТМ с большими значениями H_c (200–700 кА/м) и w_{\max} (50 – 120 кДж/м ³)	237
8.6 МТМ с наибольшими значениями H_c (до 1600 кА/м) и w_{\max} (до 200 кДж/м ³)	238
8.7 Прочие материалы для постоянных магнитов	239

9 МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ СПЕЦИАЛЬНОГО НАЗНАЧЕНИЯ	241
9.1 Термомагнитные материалы	241
9.2 Магнестрикционные материалы	242
9.3 Магнитные материалы с прямоугольной петлей гистерезиса	244
9.4 Материалы со сложной формой петли гистерезиса	247
9.5 Магнитные материалы для устройств записи информации	248
9.6 Материалы для устройств на цилиндрических магнитных доменах	252
9.7 Материалы для магнитооптических устройств	258
9.8 Материалы для термомагнитной записи	262

10 ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ В ИСПОЛЬЗОВАНИИ ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ТЕХНОЛОГИИ

РАДИОМАТЕРИАЛОВ И АППАРАТУРЫ **ОШИБКА! ЗАКЛАДКА НЕ ОПРЕДЕЛЕНА**

10.1 Отходы технологических процессов РЭА **Ошибка! Закладка не определена.**

10.2 Химические процессы в переработке отходов производства **Ошибка! Закладка не определена.**

10.2.1 Очистка и переработка твердых отходов **Ошибка! Закладка не определена.**

10.2.2 Очистка газообразных отходов **Ошибка! Закладка не определена.**

10.2.3 Очистка сточных вод, содержащих продукты
технологических процессов производства **Ошибка! Закладка не определена.**

10.2.3.1 Механическая очистка **Ошибка! Закладка не определена.**

10.2.3.2 Биологическая очистка **Ошибка! Закладка не определена.**

10.2.3.3 Физико-химическая очистка **Ошибка! Закладка не определена.**

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА	266
--------------------------	-----

1 ОБЩИЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ

1.1 Введение

Радиотехническими материалами (радиоматериалами) называют такие материалы, которые имеют специфическое назначение в радиоэлектронной аппаратуре (РЭА), отличаются явно выраженными свойствами при воздействии на них *электрического* и *магнитного* полей. В связи с этим, радиоматериалы принято классифицировать по электрическим и магнитным свойствам (таблица 1.1).

По электрическим свойствам все материалы можно разбить на четыре класса. *Полупроводники* играют особую роль в электронике, и этим материалам отводятся отдельные дисциплины. Поэтому, в рамках данного пособия даются лишь общие сведения об этих материалах, а наиболее подробно рассмотрено лишь два класса - *проводники* (металлические) и *диэлектрики*. *Сверхпроводники* имеют ограниченное применение в качестве радиоматериалов, поэтому лишь некоторая общая информация о них включена в раздел о проводниках.

Таблица 1.1 - Классификация радиотехнических материалов.

Электрические свойства		Магнитные свойства	
Класс материала	Диапазон удельных сопротивлений, Ом·м	Класс материала	Значения магнитных проницаемостей
Сверхпроводники	$\rho \sim 0$ Ом·м	Сверхпроводники	$\mu = 0$
Проводники	$\rho \sim 10^{-8} - 10^{-4}$ Ом·м	Диамagnетики	$\mu < 1; \mu \approx 1$
Полупроводники	$\rho \sim 10^{-6} - 10^9$ Ом·м	Парамагнетики	$\mu > 1; \mu \approx 1$
Диэлектрики	$\rho \sim 10^7 - 10^{17}$ Ом·м	Антиферромагнетики	$\mu > 1; \mu \approx 1$
		Ферримагнетики	$\mu \sim 10^1 - 10^4$
		Ферромагнетики	$\mu \sim 10^2 - 10^6$

По магнитным свойствам все материалы можно разделить на шесть классов. Из всех материалов, классифицируемых по магнитным свойствам, будут рассмотрены лишь магнитные материалы, широко используемые в РЭА, и обладающие значительными магнитными проницаемостями, то есть *ферро-* и *ферримагнетики*. По электрическим свойствам, ферромагнетики — это проводники, а ферримагнетики — полупроводники или диэлектрики.

Многие электрические и магнитные свойства радиоматериалов, можно понять на основе знаний о химическом строении веществ. В рамках данного

пособия невозможно дать всю информацию об отдельных радиоматериалах. Поэтому, основной упор сделан на рассмотрение общих понятий и свойств, а отдельные материалы фигурируют здесь в качестве примеров.

1.2 Характеристики и параметры материалов

Понятие “материал” имеет двоякий смысл. С одной стороны, любой конкретный материал существует как “вещь в себе”, со всей совокупностью свойств, которую нам до конца не познать. С другой стороны это “вещь для нас”, которая представляет собой набор разнообразных моделей: механической, электрической, оптической, термодинамической.

Наиболее распространенной формой представления моделей материалов являются *характеристики*.

Характеристика материала - это функциональная зависимость между некоторым воздействием на материал F и реакцией R материала на это воздействие.

Воздействующих на материал факторов может быть несколько, но, несмотря на это, чаще всего пользуются одномерными характеристиками. Если, например, исследуется влияние на материал двух воздействий F_1 и F_2 , то, как правило, результат представляется в виде семейства характеристик, вдоль которых один из факторов полагается равным постоянной величине (рисунок 1.1).

Часто характеристики материала оказываются простыми, поэтому нет необходимости их рассматривать целиком (например, в виде графиков) — достаточно описать их с помощью чисел — **параметров**.

Например, главной электрической характеристикой проводящей среды является зависимость плотности тока j от напряженности электрического поля E , созданного в среде. Часто эта зависимость линейна, к тому же проходит через начало координат. Для того чтобы представить эту характеристику, достаточно указать лишь один параметр — ее крутизну, $\gamma = j/E$, которая называется удельной проводимостью материала. Если характеристика нелинейная, но на основе теоретических соображений описывается аналитическим выражением, и ее также можно заменить некоторым набором параметров. Допустим, характеристика описывается аналитической зависимостью

$$R = R_0 \exp(-a/F). \quad (1.1)$$

Эта зависимость нелинейная (см. рисунок 1.2,а), но может быть описана двумя параметрами — a и R_0 . Превратить эту характеристику в линейную труда не представляет. Достаточно данное выражение прологарифмировать:

$$\ln R = \ln R_0 - a/F \quad (1.2)$$

и изменить единицы измерения внешнего воздействия и реакции по схеме $F' \rightarrow 1/F$; $R' \rightarrow \ln R$, и получается линейная зависимость с крутизной $-a$ и смещением по вертикальной оси $\ln R_0$ (см. рисунок 1.2б).

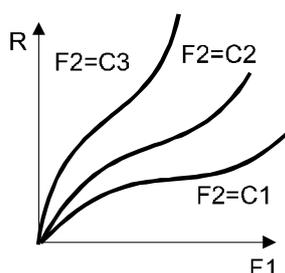


Рисунок 1.1

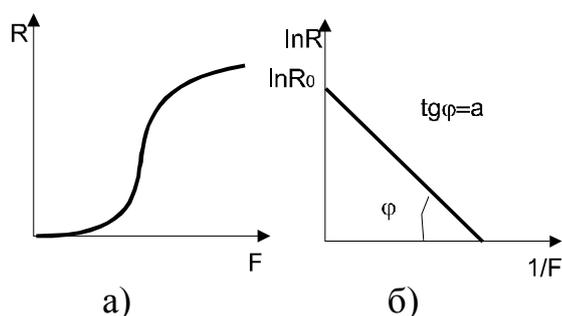


Рисунок 1.2

Параметры реальных материалов, как правило, сами являются зависимыми от многих факторов, поэтому приходится оговаривать условия, при которых параметры измерялись, или даже строить характеристики для самих параметров. Так, например, с изменением температуры удельное сопротивление металлов ρ изменяется, поэтому для этого параметра вводится еще один параметр – температурный коэффициент удельного сопротивления ($\text{TK}\rho$).

1.3 Типы химических связей

1.3.1 Межатомные связи

Для того чтобы объяснить многие свойства материалов, предсказать, хотя бы на качественном уровне, как будет вести материал в тех, или иных условиях, следует рассмотреть его молекулярно-атомную структуру. В частности, только на основе атомной теории можно объяснить многие электрофизические свойства материалов. Большое многообразие окружающих нас веществ обусловлено образованием химических связей, которые принято делить на две большие категории: **межатомные** (сильные) и **межмолекулярные** (слабые).

Межатомные связи являются главными и играют решающую роль в образовании молекул. Они осуществляются за счет кулоновских электростатических и обменных взаимодействий электронов внешних

оболочек атомов. Прочность химических связей зависит от таких параметров атомов, как *энергия ионизации, энергия сродства к электрону и электроотрицательность*.

Энергия ионизации атома — это энергия, которую нужно затратить для отрыва валентного электрона от атома и превращения его в положительный ион.

Энергия сродства атома к электрону — это энергия, выделяющаяся при присоединении электрона к атому и превращении его в отрицательный ион.

В отличие от энергии ионизации, которая может быть только положительной, сродство атома к электрону может быть как положительным, так и отрицательным. Для атомов металлов сродство к электрону, как правило, близко к нулю или отрицательно. Из этого следует, что для атомов большинства металлов присоединение дополнительного электрона энергетически невыгодно. Сродство к электрону атомов многих неметаллов положительно.

Электроотрицательность - способность атома принимать электрон при взаимодействии с другими атомами. Количественной мерой электроотрицательности атома является полусумма энергии ионизации $E_{и}$ и сродства к электрону $E_{с}$:

$$X = (E_{и} + E_{с}) / 2 \quad (1.3)$$

Принято различать *ионную, ковалентную, донорно-акцепторную и металлическую* атомные связи.

Чтобы понять особенности, или, наоборот, общие черты многих радиоматериалов, следует выделить такие характерные стороны каждого из типов межатомных связей, как *направленность, насыщенность, полярность*.

Ионная связь осуществляется между элементами, сильно различающимися по электроотрицательности. Типичные представители ионных соединений - соединения типа A^1B^7 , между атомом щелочного металла и атомом галогена (верхние индексы означают номер группы элемента). Наименьшей электроотрицательностью обладают щелочные металлы, которые отличаются малыми энергиями ионизации и сродства. Наоборот, наибольшую электроотрицательность имеют атомы галогенов, которые охотно принимают электрон для завершения внешней электронной оболочки. Процесс образования связи можно рассматривать как передачу внешнего, валентного электрона от атома щелочного металла к атому галогена, после чего, образующиеся отрицательный и положительный ионы взаимно притягиваются за счет кулоновских сил.

Основные особенности ионной связи.

1) Связь является ненасыщаемой, то есть, любой ион способен вступать во взаимодействие с любым количеством ионов противоположного знака.

2) Связь является ненаправленной, то есть, нет принципиальных ограничений на взаимное расположение притягивающихся ионов.

3) Связь является сильно полярной, то есть, в пределах системы двух связанных ионов заряды различных знаков сильно смещены друг относительно друга.

На первый взгляд, между сделанными первыми двумя утверждениями и реальной структурой ионных кристаллов имеется резкое противоречие. В самом деле, в ионных кристаллах ионы располагаются строго под определенными углами, причем каждый ион окружен строго определенным количеством ионов противоположного знака. Так, например, в кристалле $NaCl$, каждый ион натрия окружен 6-ю ионами хлора, расположенными под углом 90° друг к другу (см. рисунок 1.7, а). Однако, причина этого не в природе самой связи, а только в геометрических соотношениях радиусов ионов. Ион натрия из-за относительно малых размеров не может разместить вокруг себя более 6 ионов хлора, которые, распределяясь равномерно вокруг притянувшего их иона, образуют геометрически правильную фигуру - октаэдр. В кристалле $CsCl$, из-за того, что радиусы ионов противоположного знака близки по величине, каждый ион определенного знака окружает себя не 6-ю, а 8-ю ионами противоположного знака (см. далее, рисунок 1.7, б). Таким образом, кристаллическая структура ионных кристаллов определяется не особенностями химических связей, а геометрическим фактором — наиболее оптимальной плотностью упаковки, обеспечивающей минимум электростатической энергии.

В ионных решетках невозможно выделить отдельные фрагменты, которые можно назвать молекулами. Правильнее считать весь монокристалл одной гигантской молекулой.

Ковалентная связь. Возникновение ковалентной связи нельзя объяснить с тех же элементарных классических позиций, с каких объясняется возникновение ионной связи. Поэтому, не случайно ее природа была до конца понята лишь к середине 20-го века. В основе связи лежит *обменное взаимодействие*, или обменный эффект, обусловленный обменом электронами между атомами и имеющий чисто квантовую природу. Важнейшей особенностью обменных сил является их зависимость от направления спинов валентных электронов, осуществляющих связь. Упрощенно ковалентную связь можно истолковать как перекрытие внешних оболочек электронов с разнонаправленными спинами. В результате объединения орбиталей формируется одна общая орбиталь с полностью скомпенсированным спиновым моментом. Некоторые свойства ковалентной связи противоположны свойствам ионной связи.

1. Связь является насыщаемой, то есть, атом способен присоединить к себе столько инородных атомов, сколько неспаренных по спину орбиталей он имеет.

2. Связь является направленной. Речь идет о молекулах, образованных посредством внешних p -, d -, f - и других орбиталей (кроме s -орбиталей), не имеющих сферической симметрии. Эти орбитали имеют строгую взаимную ориентацию, поэтому и образованные ими молекулярные связи имеют такую же строгую ориентацию. Например, в молекуле воды связь O–H образована перекрытием p -оболочки атома кислорода и s -оболочки атома водорода (рисунок 1.3). Поскольку всего у атома кислорода имеется три взаимно перпендикулярных p -орбитали, причем на двух из них находится по одному неспаренному электрону, связи в молекуле воды будут сориентированы под углом, близким к 90° . На самом деле, как показывают исследования, связи в молекуле воды ориентируются под углом 104° . Некоторое увеличение угла по отношению к прямому углу можно объяснить взаимным кулоновым отталкиванием атомов водорода, имеющих избыточный положительный заряд, также гибридизацией s - и p -орбиталей атома кислорода.

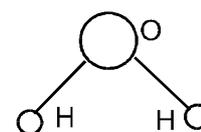
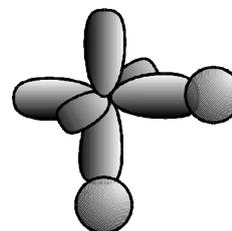


Рисунок 1.3

3. Связь может быть как полярной, так и неполярной. Неполярная связь, очевидно, образуется тогда, когда соединяются совершенно одинаковые атомы (молекулы H_2 , O_2 , N_2 и др.). Если соединяются разные элементы, то симметрия нарушается и электронная плотность смещается в сторону наиболее электроотрицательного атома. В результате образуется молекула, в которой можно выделить отрицательно заряженную часть и положительно заряженную часть (молекулы HCl , CO и др.).

Очевидно, что если молекула полярная, то полярными являются и связи ее образующие. Однако иногда посредством полярных связей образуются в целом неполярные молекулы. Примером может служить молекула CO_2 , имеющая не угловую (как молекула H_2O), а линейную структуру, в которой атом углерода находится посередине. Несмотря на полярность каждой связи $C-O$, молекула CO_2 в целом не является полярной.

Донорно-акцепторную связь можно рассматривать как частный случай ковалентной связи, поскольку механизм ее образования схож с описанным выше. Особенностью ее является то, что перед тем как она образуется, между атомами происходит обмен электронами с формированием дополнительных орбиталей с неспаренными по спину электронами.

Металлическая связь имеет место в системе с большим числом атомов, энергия ионизации которых столь низка, что электроны покидают свои атомы и образуют протяженные общие орбитали, распространяющиеся на весь объем кристалла. Возникает взаимодействующая система ионов и электронного газа. Электронный газ, заполняя промежутки между

положительно заряженными ионами, как бы склеивает их своим отрицательным зарядом. В отличие от ковалентной связи, где происходит парное соединение атомов за счет обобществления двух орбиталей, в металле обобществленными оказываются все валентные орбитали.

Существуют вещества, в кристаллах которых значительную роль играют два рода взаимодействия между частицами. Так, в графите атомы углерода связаны друг с другом в одних направлениях ковалентной связью, а в других — металлической. Поэтому решетку графита можно рассматривать и как атомную, и как металлическую. Во многих неорганических соединениях, например, в BeO, ZnS, CuCl, связь между частицами, находящимися в узлах решетки, является частично ионной и частично ковалентной; кристаллы подобных соединений можно рассматривать как промежуточные между ионными и атомными кристаллами.

1.3.2 Межмолекулярные связи

Межмолекулярные связи — это связи, образующиеся за счет сил, возникающих между сформированными молекулами. Эти силы можно рассматривать как экранированные кулоновские взаимодействия, поэтому, с одной стороны, они слабы, а с другой стороны являются короткодействующими, — их интенсивность убывает с расстоянием R от центра молекулы пропорционально R^{-7} . Все межмолекулярные силы можно разделить на три класса.

Дипольно-ориентационные силы возникают между двумя полярными молекулами. При расположении полярных молекул на достаточно малом расстоянии, они стремятся сблизиться противоположно заряженными концами (рисунок 1.4, а), снижая свою суммарную потенциальную энергию.

Менее интенсивным является **индукционное** взаимодействие. Оно может возникать между полярной и неполярной молекулами. Взаимодействие обусловлено разделением заряда неполярной молекулы в поле полярной молекулы (рисунок 1.4, б). В результате, изначально неполярная молекула поляризуется, и механизм взаимодействия оказывается подобным дипольно-ориентационному механизму. Ясно, что индукционные силы принимают участие и при взаимодействии двух полярных молекул, однако на фоне дипольно-ориентационных они проявляются слабо.

Дисперсионное взаимодействие (рисунок 1.4, в) возникает между любыми молекулами,

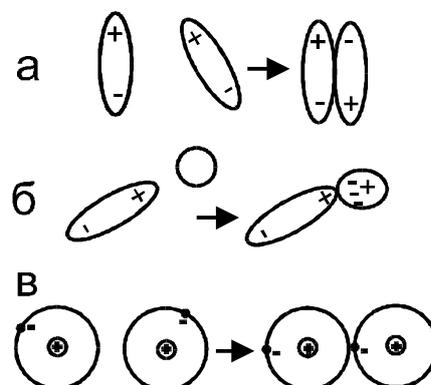


Рисунок 1.4 - Механизм образования межмолекулярных связей: дипольноориентационных (а); индукционных (б);

однако в чистом виде наблюдается лишь при взаимодействии неполярных молекул. При сближении двух неполярных молекул энергетически выгодным состоянием является состояние частичной синхронизации движения электронов по орбиталям, так, чтобы кулоновская энергия взаимодействия между электронами и ядрами системы атомов была минимальна. Дисперсионное взаимодействие играет решающую роль при образовании так называемых молекулярных кристаллов, то есть кристаллов, узлы которых образованы молекулами. Из-за слабости дисперсионного взаимодействия, например, кристаллы йода, образованные молекулами J_2 , возгоняются в газообразную фазу, минуя жидкую.

1.4 Кристаллическое состояние вещества

В твердом состоянии большинство веществ имеет кристаллическое строение. Каждое вещество обычно образует кристаллы совершенно определенной формы. Например, хлорид натрия кристаллизуется в форме кубов, квасцы в форме октаэдров, нитрат натрия в форме призм и т. д. Причина строгой периодичности кристаллов — в стремлении системы взаимодействующих частиц достичь минимума энергии. В ряде случаев это сводится к достижению максимально плотной упаковки атомов. Смоделировать возможные плотные упаковки можно при помощи шаров. Для простой кристаллической решетки, образованной одним видом атомов (одним элементом), существует два способа самой плотной упаковки. При этом в обоих случаях шары занимают 74,05 % всего объема. Чтобы показать различие этих упаковок удобно рассмотреть укладку шаров послойно.

Ясно, что в одном слое можно наиболее плотно уложить равновеликие шары лишь одним способом (рисунок 1.5, а): каждый шар окружен в слое шестью ближайшими соседями, между ним и его соседями имеются треугольные промежутки. Очевидно, шары второго слоя должны попасть в углубления между шарами первого слоя. При этом, у каждого шара второго слоя, помимо шести соседей будут три одинаковых соседа в нижнем слое и, наоборот, каждый нижний шар будет соприкасаться с тремя верхними. Третий плотно упакованный слой можно уложить уже двумя способами. В упаковке, показанной на рисунке 1.5, в третий слой точно повторяет первый. Таким образом, геометрическая периодичность соответствует двум слоям, и упаковка оказывается двухслойной. В упаковке, показанной на рисунке 1.5, б шары третьего слоя находятся над пустотами первого, вся упаковка трехслойная. В обеих этих упаковках каждый шар соседствует и соприкасается с двенадцатью шарами. Если для обеих этих упаковок изобразить центры тяжести шаров точками, то получим схемы структур, показанные на рисунке 1.6 (а, б). Такие структуры характерны для элементарных металлов, у которых отсутствует направленность связей. На рисунке 1.6 (в) показана схема третьего типа структуры металлов. Это уже не

самая плотная упаковка, здесь у каждого шара только по восемь ближайших соседей. Такой структурой (ее называют объемноцентрированной кубической) обладают железо (при комнатной температуре), вольфрам, молибден. В такой упаковке шарами занято 68% всего объема, доля пустого пространства больше, чем в двух плотнейших упаковках. Возможность такой упаковки объясняется частичным возникновением направленных ковалентных связей.

По типу двухслойной упаковки (так называемой гексагональной) построены металлы магний, бериллий, цинк, кадмий, таллий, гафний, стронций, осмий и многие другие. По типу трехслойной упаковки (кубической) построены структуры меди, золота, серебра, алюминия, свинца, никеля, платины и ряда других металлов.

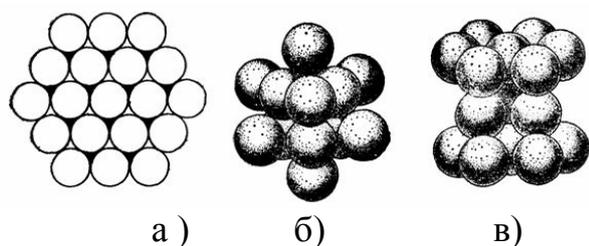


Рисунок 1.5 - Два способа плотнейшей упаковки шаров-ионов в пространстве

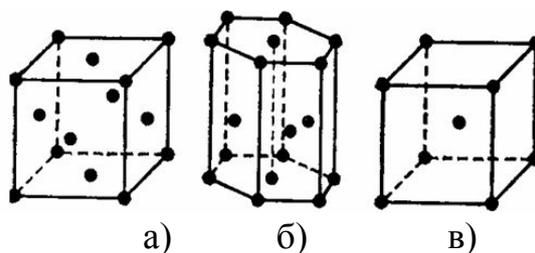


Рисунок 1.6 - Схемы основных структур металлов: структурные типы меди (а), магния (б) и железа (в)

У веществ-соединений структуры могут быть сложнее: четырех-, пятислойными и более сложными. Часто, один из сортов атомов наибольшего радиуса образует плотную упаковку, а другие сорта располагаются в ее пустотах. Так образуются многие силициды, карбиды, окислы, гидриды, нитриды.

В ионных кристаллах плотную упаковку, как правило, образуют большие по размерам анионы, а меньшие по размерам катионы размещаются в пустотах между анионами. В зависимости от разных соотношений размеров пустот и катионов возникают различные типы взаимного расположения катионов и анионов, а значит, и разные типы кристаллических структур (рисунок 1.7).

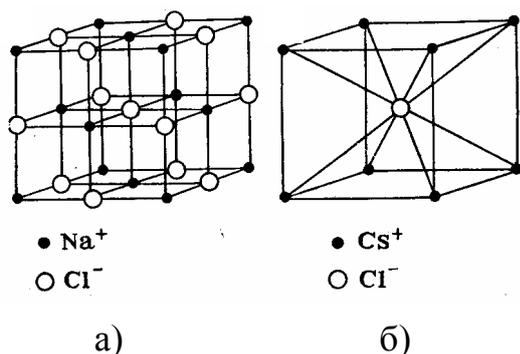


Рисунок 1.7 - Кристаллическая решетка хлорида натрия (а) и хлорида цезия (б).

В кристаллах, образованных направленными ковалентными связями, принцип наиплотнейшей упаковки не всегда соблюдается — важную роль играет конфигурация внешних электронных орбиталей.

Классификация кристаллических форм основана на симметрии

кристаллов. Различные случаи, симметрии кристаллических многогранников подробно разбираются в курсах кристаллографии. Здесь укажем только то, что все разнообразие кристаллических форм может быть сведено к семи группам, или *кристаллическим системам*, которые, в свою очередь, подразделяются на *классы*.

Простейшими формами *кубической системы* являются куб, октаэдр, тетраэдр. Основные формы *гексагональной системы* — шестигранные призма и бипирамида.

Особенности кристаллических тел не ограничиваются только формой кристаллов. Хотя вещество в кристалле совершенно однородно, многие из его физических свойств — прочность, теплопроводность, оптические свойства и др. — не всегда одинаковы по различным направлениям внутри кристалла. Эта важная особенность кристаллических веществ называется *анизотропией*. Примером проявления механической анизотропии могут служить кристаллы слюды, раскалывающейся, как известно, на тончайшие пластинки по так называемым *плоскостям спайности*.

1.5 Дефекты кристаллической структуры

Кристаллов с идеально правильным строением в природе не существует. В реальных кристаллах наблюдаются *дефекты кристаллической структуры*. Их условно подразделяют на динамические и статические дефекты. Динамические дефекты возникают при механических, тепловых или электромагнитных воздействиях на кристалл, при прохождении через него потока частиц высокой энергии и т. п. Наиболее распространенным видом динамических дефектов являются фононы — временные искажения регулярности решетки, вызванные тепловым движением атомов. Среди статических дефектов различают точечные (нульмерные), линейные (одномерные), поверхностные (двумерные) и объемные (трехмерные) несовершенства структуры.

Точечные дефекты (рисунок 1.8, *а*, *б*) могут проявляться в виде незанятого узла решетки (*вакансия*), в виде атома, внедренного в междоузлие (*атом внедрения*), в виде чужеродного атома, замещающего собственный атом (*атом замещения*). Точечные дефекты играют определенную роль в проводимости металлов (см. разд. 2). Однако значительное влияние они оказывают на электрические и оптические свойства полупроводников и диэлектриков, а также на магнитные свойства магнитных материалов. Например, тысячные доли атомного процента некоторых, так называемых, мелких активных примесей могут изменять электрическое сопротивление чистых полупроводниковых кристаллов в 10^5 — 10^6 раз.

К элементарным **линейным дефектам** относятся *дислокации* и *дисклинации*. Их поперечные размеры соизмеримы с размерами атомов, в то время как продольные размеры могут быть весьма велики. Простейшими

видами дислокаций являются *краевая* и *винтовая дислокации*. Краевую дислокацию можно представить как край одной из атомных плоскостей, обрывающейся внутри кристалла (рисунок 1.8, в). Винтовую дислокацию можно представить как результат частичного разреза кристалла со смещенными друг относительно друга берегами. В общем случае, дислокации являются *смешанными*, то есть, не принадлежащими к какой-либо конкретной категории. Изгиб дислокации, как правило, связан с переходами от краевой структуры к винтовой или обратно, то есть дислокация может быть «разложена» на винтовую и краевую компоненты. *Дисклинация* - граница области незавершенного поворота в кристалле. Распределение и состояние линейных дефектов определяют важнейшие механические свойства, в частности, такие как прочность, пластичность и др.

Поверхностные дефекты малы только в одном из пространственных направлений и имеют плоскую форму - это границы зерен, блоков и двойников, границы электрических и магнитных доменов. *Граница зерен* - это поверхность, по обе стороны от которой кристаллические решетки различаются пространственной ориентацией (рисунок 1.9). Эта поверхность является двумерным дефектом, имеющим значительные размеры в двух измерениях, а в третьем - его размер порядка размера атомов. Границы зерен - это области высокой дислокационной плотности и несогласованности строения граничащих кристаллов. Атомы на границе зерен имеют повышенную энергию по сравнению с атомами внутри зерен и, как следствие этого, более склонны вступать в различные взаимодействия и реакции. На границах зерен отсутствует упорядоченное расположение атомов. Поликристаллическое (многозеренное) строение характерно для металлов. Каждое из зерен состоит из отдельных фрагментов, а последние - из блоков, образующих мозаичную структуру. Зерна металла взаимно разориентированы на несколько градусов, фрагменты разориентированы на десятые доли градуса, а блоки, составляющие фрагмент, взаимно разориентированы всего лишь на сотые - тысячные доли градуса (рисунок 5). На границах зерен в процессе кристаллизации металла скапливаются различные примеси, образуются дефекты, неметаллические включения, оксидные пленки. В результате металлическая связь между зернами, как правило, нарушается, и прочность металла снижается.

Поверхность всего кристалла можно считать частным случаем поверхностного дефекта. Она играет особую роль в электрофизических свойствах вещества, так как является местом обрыва атомно-периодической структуры вещества.

Объемные дефекты имеют во всех трех измерениях относительно большие размеры - это поры, трещины и включения инородных фаз.

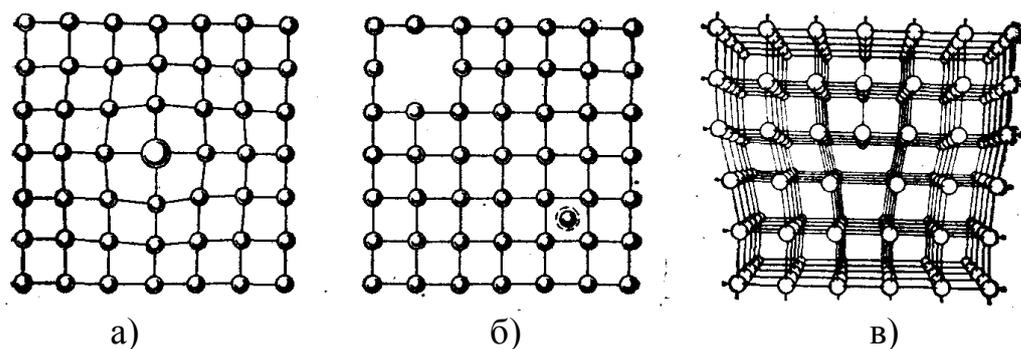


Рисунок 1.8 - Дефекты кристаллической решетки (*а* – атом замещения; *б* – вакансия и собственный атом в междоузлии; *в* – краевая дислокация).

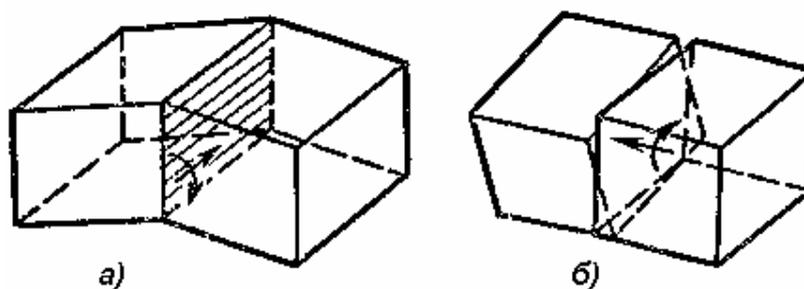


Рисунок 1.9 - Схема взаимного расположения зерен металла: *а* - граница между взаимно наклоненными зернами; *б* - граница между взаимно смещенными (скрученными) зернами;

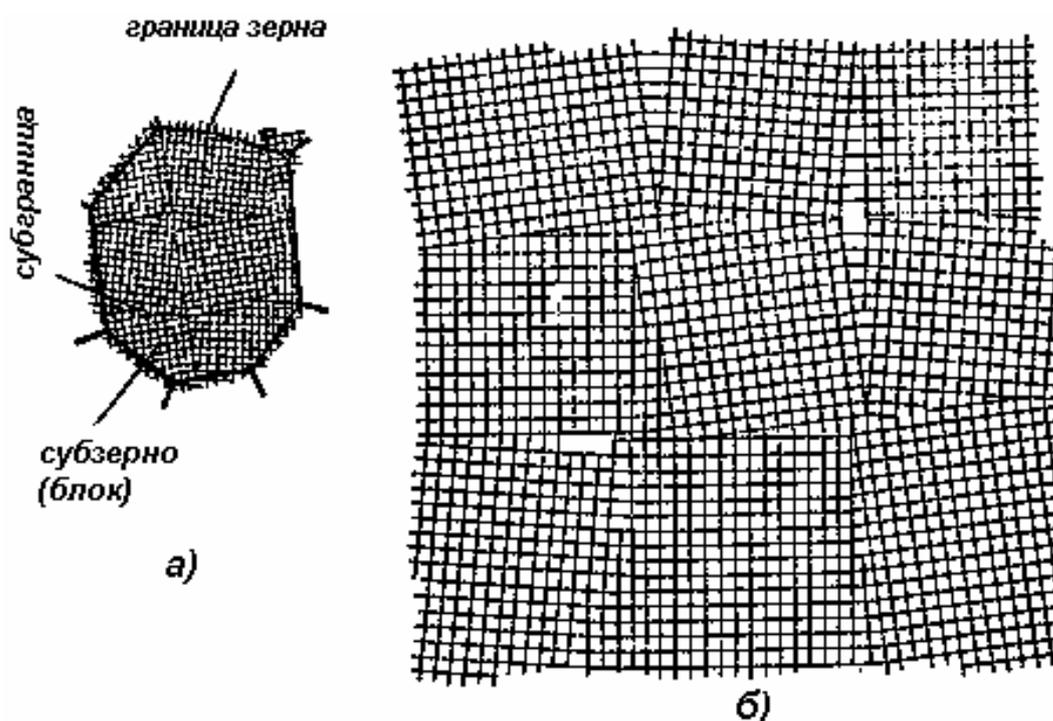


Рисунок 1.10 - Схема кристалла (зерна) металла с его границами (ширина границ 5-10 межатомных расстояний): а - общий вид; б – блочная (мозаичная) структура внутри зерна.

1.6 Аморфное состояние вещества

Упорядоченное расположение частиц в кристалле, определяемое элементарной ячейкой, сохраняется на больших участках твердых тел (в случае хорошо образованных кристаллов – во всем их объеме). Однако среди твердых тел встречаются такие, у которых упорядоченность в расположении частиц наблюдается только на очень малых участках и носит лишь приблизительный характер. Такие тела называются *аморфными*. Иными словами, *структура кристаллов характеризуется дальним порядком в расположении атомов, а структура аморфных тел — ближним порядком*.

Различие между кристаллическими и аморфными телами особенно отчетливо проявляется в их отношении к нагреванию. Кристаллы плавятся при строго определенной температуре, и при той же температуре происходит обратный переход из жидкого состояния в твердое. Аморфные же тела не имеют определенной температуры плавления. При нагревании аморфное тело постепенно размягчается, начинает растекаться и, наконец, становится совсем жидким. При охлаждении оно постепенно затвердевает.

Аморфное состояние характерно, например, для силикатных стекол. Некоторые вещества могут находиться как в кристаллическом, так и в аморфном состоянии. Например, диоксид кремния SiO_2 встречается в природе в виде хорошо образованных кристаллов кварца, а также в аморфном состоянии. Кристаллическое состояние всегда энергетически более устойчиво. Поэтому самопроизвольный переход вещества из кристаллического состояния в аморфное невозможен, а обратное превращение – самопроизвольный переход из аморфного состояния в кристаллическое – возможен, и иногда наблюдается.

1.7 Нанокристаллическое состояние вещества

Очевидно, что *внутренние* свойства кристалла размером $2 \times 2 \times 2$ см не отличаются от внутренних свойств того же кристалла размером $1 \times 1 \times 1$ см. Иными словами, если кристалл достаточно большой, то, как бы его не дробили, его оптические механические и прочие свойства остаются неизменными. Пределом дробления кристалла является размеры отдельного атома или молекулы, свойства которых, очевидно, уже радикально отличаются от свойств кристалла.

Значительный интерес представляют фрагменты кристаллической структуры (изолированные, или внедренные в матрицу другого вещества), которые имеют размеры порядка единиц – сотен нанометров (постоянных решетки). Они получили условное название *наноструктуры*. Их свойства могут существенно отличаться от свойств макрокристаллов. Можно считать, что физические свойства относительно больших наноструктур определяются сильным влиянием условий на границах. К относительно малым структурам вообще трудно применить основные классические положения физики твердого тела, их часто рассматривают с позиции атомно-молекулярной теории.

Ставшими уже классическими, примерами наночастиц являются углеродные структуры: нульмерные (фуллерены) и одномерные (нанотрубки).

Фуллерены — углеродные кластеры с чётным, более 20, количеством атомов углерода, образующих три связи друг с другом. Атомы в молекулах фуллеренов расположены на поверхности сферы или сфероида в вершинах гексагонов и пентагонов. Примеры фуллеренов приведены на рисунке 1.11(а). Фуллерены с количеством атомов более 70 (например, C_{76} , C_{78} , C_{84}) называют высшими фуллеренами. Молекула C_{60} обладает наиболее высокой среди фуллеренов симметрией и наибольшей стабильностью.

Нанотрубки представляют собой протяженные цилиндрические структуры диаметром от одного до нескольких десятков нанометров и длиной до нескольких микрон. Они состоят из одного или нескольких свернутых в трубку гексагональных графитовых слоев и заканчиваются полусферической головкой, которая может рассматриваться как половина молекулы фуллерена (рисунок 1.11 (б)).

Синтезированы химические соединения фуллеренов со щелочными металлами (фуллериды), обладающие высокотемпературной сверхпроводимостью и фоточувствительными свойствами. В настоящее время исследуют свойства полевых транзисторов на основе нанотрубок. Хорошая электропроводность и высокое аспектное отношение (отношение длины к радиусу) делают нанотрубки уникальным источником автоэлектронной эмиссии, который может быть использован в высокоэффективных «холодных» эмиттерах.

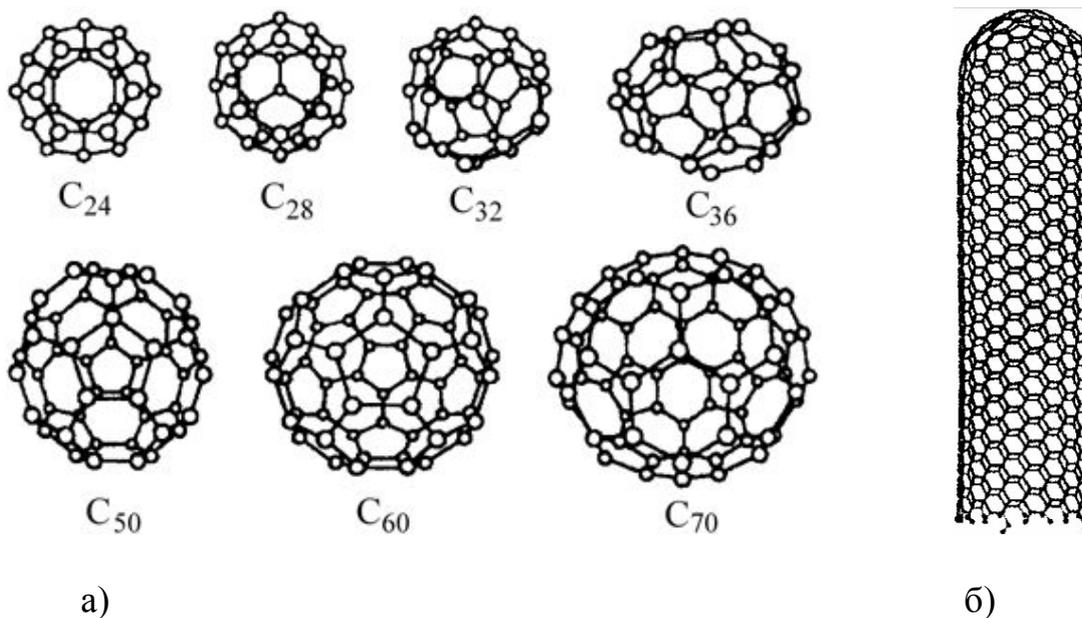


Рисунок 1.11 Примеры углеродных наноструктур: некоторые фуллерены (а) и углеродная нанотрубка (б).

В настоящее время значительный интерес вызывают наноразмерные структуры, сформированные из различных полупроводниковых материалов, в частности нитевидные нанокристаллы из кремния, арсенида галлия и др. Примером встроенных наноструктур являются полупроводниковые гетероструктуры, представляющие так называемые квантовые точки и ямы.

Сейчас трудно прогнозировать все возможные применения, которые найдут наноструктуры. Даже если отвлечься от разнообразных применений в медицине, энергетике, вычислительной технике и других отраслях науки и техники, эти структуры, несомненно, окажут значительное влияние на ассортимент новых электро- и радиоматериалов.

2 ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

2.1 Зонная энергетическая структура металлов

Чтобы понять, почему металлы обладают значительной проводимостью, намного большей, чем проводимость диэлектриков и полупроводников, следует рассмотреть, хотя бы на элементарном уровне, какова структура их энергетических зон.

В изолированном атоме имеется ряд разрешенных уровней энергии, которые могут быть заселены электронами (рис 2.1, а). Если атомов много, но они удалены на достаточно большие расстояния друг от друга, структура энергетических уровней не изменяется, а электроны по-прежнему оказываются локализованными вблизи своих ядер. При конденсации вещества и при образовании кристаллической решетки твердого тела все имеющиеся у атомов данного типа электронные уровни (как заполненные электронами, так и незаполненные) несколько смещаются вследствие действия соседних атомов друг на друга. Притяжение электронов одного атома ядром соседнего снижает высоту потенциального барьера, разделяющего электроны в уединенных атомах, что приводит к перекрытию электронных оболочек. Благодаря перекрытию оболочек электроны могут без изменения энергии, посредством обмена, переходить от одного атома к другому, то есть перемещаться по кристаллу. *Обменное взаимодействие* имеет чисто квантовую природу и является следствием неразличимости электронов. В этом случае уже нельзя говорить о строгой принадлежности того или иного электрона определенному атому, то есть происходит обобществление электронов.

Вследствие обменного взаимодействия дискретные энергетические уровни изолированного атома расщепляются в энергетические зоны (рисунок 2.1, б). Разрешенные энергетические зоны разделены запрещенными интервалами энергии - *запрещенными зонами* (на рисунке - ЗЗ). Уровни энергии внутренних оболочек, которые локализованы вблизи ядра и не подвержены сильному возмущению со стороны окружающих атомов, расщепляются меньше, чем уровни *валентных* (внешних) электронов.

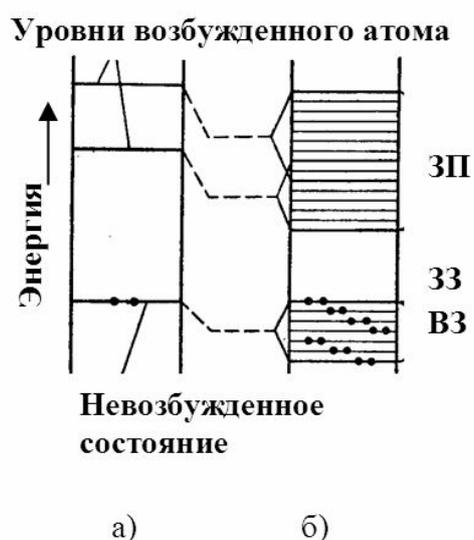


Рисунок 2.1 - Энергетические уровни: а — уединенного атома; б — твердого тела

Рассмотрим простую кристаллическую решетку, образованную одним сортом атомов. В каждой разрешенной энергетической зоне содержится квантовых состояний в количестве, соизмеримом с количеством атомов во всем кристалле. Если учесть, что энергетические зоны имеют ширину порядка единиц эВ, то для кристалла размером 1 см^3 , содержащего $10^{22} - 10^{23}$ атомов, энергетическое "расстояние" между уровнями окажется $\sim 10^{-22} - 10^{-23}$ эВ. Эти цифры говорят о том, что энергетический спектр зоны можно считать непрерывным, поскольку даже тепловые флуктуации энергии электрона при нормальных условиях составляют значительно большую величину, $\sim 10^{-3}$ эВ.

Стремление системы частиц к минимуму энергии приводит к тому, что энергетические уровни зон заселяются имеющимися электронами "снизу вверх". При этом действует *принцип Паули* — каждый уровень может быть заселен не более чем двумя электронами с противоположно ориентированными спинами. В итоге, нижние зоны заселяются полностью вплоть до зоны, образованной валентными уровнями. *Валентная зона* (на рисунке - ВЗ) является последней заселяемой зоной. В зависимости от "укомплектованности" электронами она может оказаться либо полностью заполненной, либо частично заполненной. Например, если валентная зона образована S -оболочками атомов, имеющих по одному электрону (щелочные металлы), то она будет заполнена ровно наполовину. Следующая за валентной зоной свободная, незаполненная электронами зона называется *зоной проводимости* (на рисунке - ЗП). Взаимное положение этих зон и степень заполнения валентной зоны определяют большинство процессов, происходящих в твердом теле.

1. Предположим, что валентная зона заселена полностью (рисунок 2.2).

Если при этом между валентной зоной и зоной проводимости имеется достаточно большая *запрещенная зона* $\Delta E > \sim 0.1 \text{ эВ}$, то такое состояние соответствует либо полупроводнику ($\Delta E \leq 3 \text{ эВ}$), либо диэлектрику ($\Delta E \geq 3 \text{ эВ}$). Находясь в валентной зоне, электроны совершают квантовомеханические движения, но не способны к направленному движению (дрейфу) в электрическом поле, поскольку для этого им необходимо изменять свою энергию, переходя с уровня на уровень. Но если уровни энергии в пределах валентной зоны полностью заселены, дрейф возможен лишь при условии перебрасывания части электронов из валентной зоны в зону проводимости за счет внешних возбуждающих факторов (температурный нагрев, освещение и т.д.).

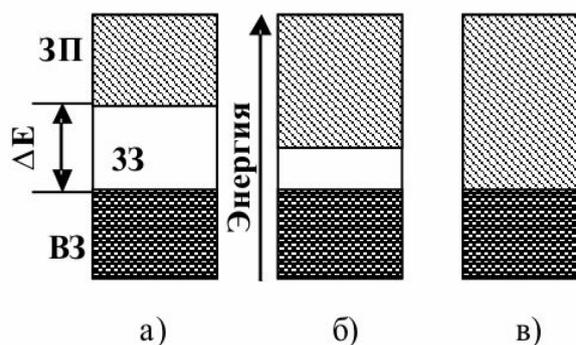


Рисунок 2.2 - Структура энергетических зон диэлектриков (а), полупроводников (б) и

2. Случай, когда запрещенная зона оказывается сильно узкой ($\ll 0.1$ эВ), или вовсе отсутствует (валентная зона перекрывается с зоной проводимости), соответствует материалу с высокой проводимостью – металлу. В этом случае электроны, находящиеся на границе заселенности имеют возможность относительно свободно изменять свою энергию при воздействии внешнего электрического поля, беспрепятственно переходя с одного энергетического уровня на другой.

3. Если валентная зона заселена электронами частично то, очевидно, что соответствующий материал обладает металлическими свойствами независимо от взаимного расположения зон.

Случай перекрытых зон и случай частично заполненной валентной зоны с точки зрения электропроводности эквивалентны. Важно отметить, что концентрацию носителей заряда ("свободных" электронов, участвующих в электропереносе) можно считать почти постоянной по отношению к изменению внешних условий. Это свойство отличает металлы от полупроводников, у которых количество носителей заряда резко возрастает с ростом температуры.

2.2 Основные электрические параметры металлов

Из общего курса физики известно, что плотность электрического тока в веществе определяется зарядом q , концентрацией n и дрейфовой (средней направленной) скоростью носителей заряда $v_{др}$

$$\mathbf{j} = q \cdot n \cdot \mathbf{v}_{др} \quad (2.1)$$

Дрейфовая скорость определяется как *средняя векторная сумма скоростей электронов*. Дрейфовую скорость нельзя путать с *тепловой скоростью* v_T , которая равна *среднему модулю скорости отдельных электронов*:

$$\mathbf{v}_{др} = \frac{\sum \mathbf{v}_i}{n}; \quad v_T = \frac{\sum |v_i|}{n} \quad (2.2)$$

Средняя тепловая скорость связана с температурой металла соотношением $mv_T^2 = 3kT$, откуда следует, что при комнатной температуре ~ 300 К, тепловая скорость значительна и имеет порядок 10^5 м/с.

В силу того, что направления скоростей электронов хаотичны, в отсутствие электрического поля дрейфовая скорость равна нулю. При воздействии электрического поля скорости электронов получают некоторую добавочную составляющую против направления напряженности поля. Однако эта добавка незначительна, и практически не влияет на характер теплового

движения электронов. Элементарные расчеты показывают, что при самом жестком режиме протекания тока в металле величина дрейфовой скорости составляет не более $\sim 10^{-4}$ м/с, то есть на 9 и более порядков меньше тепловой. Это связано с тем, что электроны, приобретая от внешнего поля незначительный избыток энергии (сверх тепловой энергии), тут же рассеивают его в материале в результате взаимодействия с динамическими и статическими дефектами кристалла. В условиях столь больших сил "трения" имеет место прямая пропорциональность между дрейфовой скоростью и напряженностью поля:

$$v_{др} = \mu \cdot E. \quad (2.3)$$

Коэффициент пропорциональности μ носит название "*подвижность*" [$\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$]. Подстановка (2.3) в (2.1) дает выражение

$$j = q \cdot n \cdot \mu \cdot E. \quad (2.4)$$

Коэффициент пропорциональности между плотностью тока и напряженностью поля носит название "*удельная проводимость*" [γ]=[$1/\text{Ом}\cdot\text{м}$], а величина, обратная к нему - "*удельное сопротивление*" [ρ]=[$\text{Ом}\cdot\text{м}$]:

$$\gamma = q \cdot n \cdot \mu ; \rho = 1/(q \cdot n \cdot \mu). \quad (2.5)$$

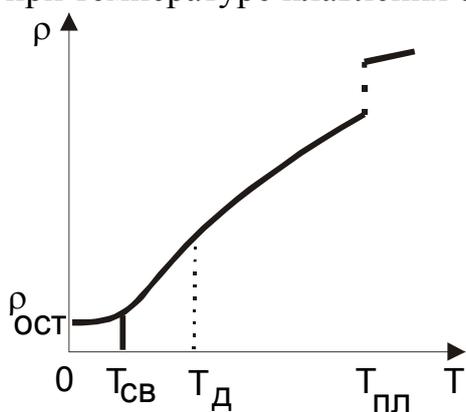
2.3 Удельное сопротивление чистых металлов

Если бы кристаллическая решетка металла была лишена дефектов, электрическое сопротивление металла равнялось бы нулю, поскольку электроны не испытывали бы рассеяния энергии и беспрепятственно ускорялись в электрическом поле. При этом неподвижные собственные ионы, расположенные в регулярных узлах кристаллической решетки не являются рассеивающими центрами, в силу самосогласованности их полей с квантово-механическим движением электронов.

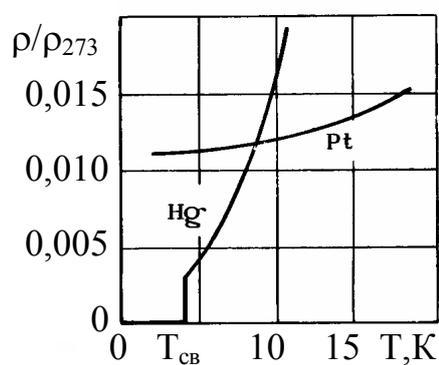
На самом же деле, как отмечалось ранее, присутствие дефектов структуры в кристаллической решетке неизбежно. Рассеяние электронов может произойти и в регулярных частях кристалла, поскольку строгая периодичность его нарушается тепловыми колебаниями ионов. Опыт показывает, что именно *тепловые колебания* решетки являются *главным рассеивающим фактором* в чистых металлах. Отсюда следует, что с увеличением температуры сопротивление металлов должно монотонно расти, что и наблюдается в опытах. Рассмотрим типичную зависимость удельного сопротивления чистого металла от температуры (рисунок 2.3, а). Для большинства чистых металлов в области низких температур наблюдается

ускоренный рост удельного сопротивления в зависимости от температуры, которую можно описать степенной зависимостью. В области относительно высоких температур, выше так называемой **температуры Дебая** T_D , зависимость становится близкой к линейной зависимости. Характер роста удельного сопротивления на всем диапазоне температур можно объяснить лишь с позиций квантовой теории. Дело в том, что всякое колебание кристаллической решетки можно разложить на элементарные колебания, или колебательные кванты - фононы. Фононы, также как и электроны, обладают дискретным спектром энергий, причем разрешенная зона фононов имеет ширину $\sim 0,01$ эВ. Однако на фононы не распространяется принцип Паули, и каждому уровню энергии может соответствовать сколь угодно большое число фононов. Говоря упрощенно, при возрастании температуры от абсолютного нуля до температуры Дебая, увеличивается количество фононов, соответствующее каждому отдельному возбужденному уровню энергии. Но, кроме того, возбуждаются все более и более высокие уровни энергии фононов. При температуре Дебая возбуждены уже все фононные уровни, поэтому прирост фононов замедляется и зависимость $\rho(T)$ переходит в линейную зависимость. Как показывает эксперимент, линейная аппроксимация температурной зависимости $\rho(T)$ справедлива для температур выше $2/3 T_D$ с ошибкой, не превышающей 10%. Температура Дебая для большинства металлов составляет 400-450 К, поэтому линейное приближение обычно справедливо для температур от комнатной и выше.

Вблизи температуры плавления $T_{пл}$ происходит отклонение от линейного закона, а при температуре плавления происходит резкий скачок удельного сопротивления, связанный с фазовым переходом (рисунок 2.3, а). Как правило, сопротивление расплава выше, чем сопротивление твердого металла. Исключение составляют такие металлы, как *Bi*, *Ga* и др, у которых при температуре плавления сопротивление падает.



а)



б)

Рисунок 2.3 - Температурная зависимость удельного сопротивления металлов: а – в широком диапазоне температур (схематично); б– в области низких температур для платины и ртути.

В области температур, близких к абсолютному нулю, некоторые металлы (например, *Nb*, *Sn*, *Al*, *Zn*, *Hg* и др.) переходят в *сверхпроводящее состояние*, при котором удельное сопротивление резко снижается до нуля (рисунок 2.3, б). У металлов, не переходящих в сверхпроводящее состояние (например, *Pt*, рисунок 2.3,б), при снижении температуры вплоть до нуля, удельное сопротивление остается на некотором постоянном уровне ρ_0 . Это значение называется **остаточным сопротивлением**. Очевидно, оно не связано с тепловым рассеянием электронов. Опыт показывает, что значение ρ_0 пропорционально количеству примесей, и возрастает при закалке и механических деформациях. Следовательно, остаточное сопротивление связано только с наличием статических дефектов. Таким образом, удельное сопротивление металла можно представить в виде суммы температурозависимой и остаточной (постоянной по отношению к изменению температуры) составляющей.

$$\rho = \rho_T + \rho_0. \quad (2.6)$$

Для количественного описания влияния температуры на сопротивление металлов на некотором ограниченном температурном диапазоне вводят понятие температурного коэффициента (*ТК*) удельного сопротивления.

Дадим вначале определение *ТК* произвольной температурозависимой величины *A*.

Температурным коэффициентом величины *A* называется относительное изменение величины *A* при изменении температуры на один градус:

$$TKA = \frac{1}{A} \frac{dA}{dT} = \frac{d \ln(A)}{dT} \approx \frac{1}{A} \frac{\Delta A}{\Delta T} \approx \frac{1}{A_1} \frac{A_2 - A_1}{T_2 - T_1}. \quad (2.7)$$

Первые два выражения тождественны и дают определение *ТК* для определенной температурной точки. Выражения, стоящие после приближенного равенства, дают определения *ТК* в конечных приращениях в *окрестности некоторой температуры T_1* на основе экспериментального измерения зависимости $A(T)$ в двух температурных точках T_1 и T_2 . В соответствии с принятыми стандартами, относительное изменение величины определяют делением разности $(A_2 - A_1)$ на значение, соответствующее наименьшей температуре диапазона A_1 . При слабой температурной зависимости величины *A* различия в приведенных формулах не имеют существенного значения.

Из (2.7) следует формула, позволяющая, на основе известного TK и известного значения A_1 при некоторой температуре T_1 , определить значение A при другой температуре T :

$$A(T) = A_1 \cdot [1 + TKA \cdot (T - T_1)] \quad (2.8)$$

Независимо от величины A и ее размерности, *температурные коэффициенты имеют одинаковую размерность* — K^{-1} .

Типичные значения *температурного коэффициента удельного сопротивления* $TK\rho$ для чистых металлов составляют $\sim 10^{-3} K^{-1}$. Рассмотрим выражение для $TK\rho$ металла с дефектами, используя выражение (2.7) и предполагая выполнение соотношения (2.6):

$$TK\rho = (1/\rho) \cdot (d\rho/dT) = 1/(\rho_0 + \rho_T) \cdot d\rho_T/dT = TK\rho_T \cdot \rho_T / (\rho_0 + \rho_T) \quad (2.9)$$

В полученном выражении учтено постоянство остаточного сопротивления ($d\rho_0/dT=0$). Результат говорит о том, что при введении примесей (увеличении постоянной составляющей ρ_0) удельное сопротивление металла становится менее температурозависимым ($TK\rho$ уменьшается). Опыт показывает, что введением примесей это значение можно понизить на 1-2 порядка (при этом, однако, общее удельное сопротивление повышается).

Типичные значения удельного сопротивления чистых металлов составляют $\sim 10^{-8} — 10^{-7}$ Ом·м, а типичные значения $TK\rho$ составляют $\sim 10^{-3} K^{-1}$.

Наиболее проводящими при комнатной температуре материалами является известная четверка металлов *Ag, Au, Cu, Al*. Их удельное сопротивление не превышает $3 \cdot 10^{-8}$ Ом·м.

2.4 Электрические свойства металлических сплавов

Наряду с чистыми металлами, на практике часто используют *металлические сплавы*. Получение сплава можно в некоторой степени считать введением примеси в металл, при котором концентрация атомов примеси соизмеряется с концентрацией основного вещества. При этом теряется смысл в разделении вещества на примесь и основу. Из сказанного следует, что *удельное сопротивление сплава должно быть больше, чем удельное сопротивление отдельных компонент*, так как происходит взаимообусловленное нарушение периодичности кристаллических структур. В отличие от чистых металлов, остаточная составляющая удельного сопротивления сплава может во много раз превышать температурозависимую составляющую.

Для простоты рассмотрим сплавы, содержащие два компонента A и B . Для сплавов типа *физического раствора* температурнезависимая остаточная

составляющая достаточно хорошо описывается параболической зависимостью Нортгейма:

$$\rho_0 = CX_A X_B \equiv CX_B(1 - X_B), \quad (2.10)$$

где $X_A = N_A / N$ и $X_B = N_B / N$ — атомные доли компонентов A и B в сплаве; N, N_A, N_B — общая концентрация атомов и концентрации атомов A и B ; C — константа, зависящая от природы компонент. Такая зависимость соответствует концентрационной зависимости полного удельного сопротивления, показанной на рисунке 2.4.

Сплавы имеют значительно более высокие значения удельного сопротивления, чем чистые металлы. С другой стороны, как следует, в частности, из выражения (2.9), сплавы более термостабильны, чем чистые металлы, то есть, их $TK\rho$ ниже (рисунок 2.4). Оба этих свойства можно использовать для изготовления резисторов — проволочных и пленочных.

Закон Нортгейма хорошо выполняется лишь для сплавов типа *физический раствор* (смесь фаз). В ряде случаев, сплавы могут образовывать так называемые *интерметаллические соединения* — по сути, новые химические вещества со своей кристаллической структурой, в которой атомы двух компонент строго упорядочены. Например, в сплавах $Mg - Zn$ могут образовываться такие соединения как $MgZn, Mg_2Zn_3, MgZn_4, MgZn_6$ с регулярными собственными кристаллическими решетками. На диаграммах “состав — удельное сопротивление” таких сплавов, на фоне общего максимума, при определенных соотношениях в составе, наблюдаются резкие провалы, соответствующие чистой интерметаллической фазе (рисунок 2.5).

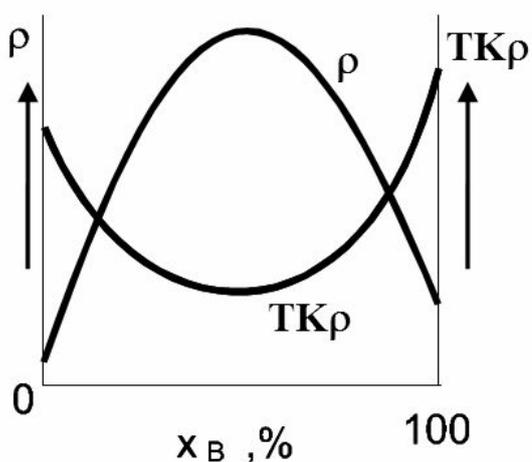


Рисунок 2.4

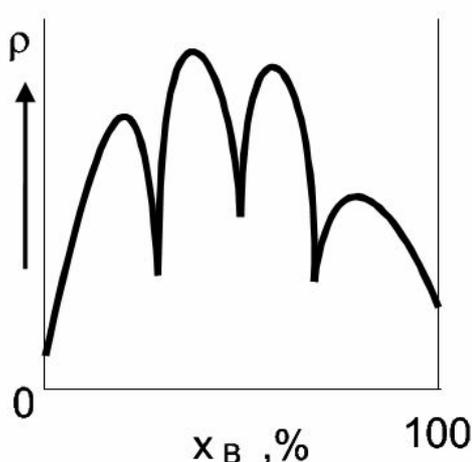


Рисунок. 2.5

2.5 Влияние частоты напряжения на сопротивление проводников. Поверхностный эффект и эффект близости

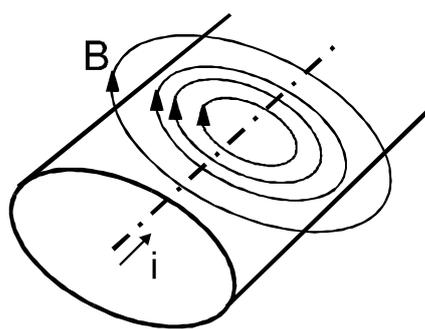
Частота напряжения оказывает заметное влияние на величину сопротивления проводников. Это влияние - одно из проявлений так называемого *поверхностного эффекта (скин-эффекта)*. На переменном напряжении плотность тока в приповерхностных слоях проводника оказывается больше, чем плотность тока во внутренних частях проводника. Главная причина скин-эффекта - наличие индуцируемого магнитного поля. Любой проводник с током, в соответствии с законом электромагнитной индукции, создает в окружающем его пространстве и в самом себе магнитное вихревое поле.

Для цилиндрического проводника с круглым сечением силовые линии магнитной индукции имеют вид концентрических окружностей (рисунок 2.6, а). Часть силовых линий пронизывает проводник внутри, часть - окружает его.

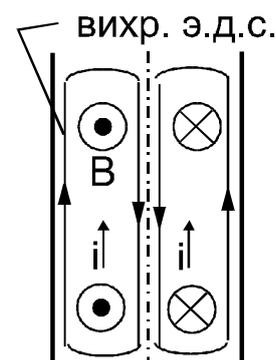
Если ток постоянен, то магнитное поле тоже постоянно и не оказывает влияние на общее сопротивление. Если же ток переменный то порождаемое им переменное магнитное поле, в соответствии с законом электромагнитной индукции, порождает вихревое электрическое поле с циркуляцией по некоторому контуру L , равной скорости изменения магнитного потока сквозь этот контур:

$$\oint_L (\mathbf{E} d\mathbf{l}) = - \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (2.11)$$

Результирующее поле, получаемое наложением этого вихревого поля и поля, создаваемого внешним источником напряжения, является неоднородно распределенным по сечению проводника. Чтобы понять механизм этого явления, рассмотрим отрезок проводника в продольном сечении (рисунок 2.6, б).



а)



б)

Рисунок 2.6

Рассмотрим половину периода колебаний тока, в течение которого ток направлен вверх, соответственно силовые линии индукции справа от оси будут входящими, а слева от оси - выходящими из плоскости сечения. При этом первую четверть периода ток увеличивается, то есть $di/dt > 0$,

соответственно увеличивается и поток индукции. В соответствии с законом электромагнитной индукции, возникнет такое вихревое электрическое поле, которое будет препятствовать изменению тока в приосевой области проводника (то есть, его увеличению), и, напротив, способствовать его изменению в приповерхностных слоях. Во вторую четверть периода, когда $i > 0$, но при этом $di/dt < 0$, силовые линии вихревого электрического поля изменят направление, и вновь будут препятствовать изменению тока во внутренних частях проводника (то есть уменьшению). В результате получается, что максимальная амплитуда плотности тока имеет место в приповерхностных слоях проводника, а минимальная — во внутренних слоях. Упрощенно скин-эффект можно рассматривать как явление выталкивания линий тока из внутренних областей проводника в приповерхностные области.

Для случая высоких частот, плотность тока в глубине проводника можно считать практически нулевой, по сравнению с плотностью тока в поверхностных слоях. Для сильного скин-эффекта закон изменения плотности тока в зависимости от расстояния x от поверхности имеет вид затухающей экспоненты

$$j = j_0 \exp(-x/\delta), \quad (2.12)$$

где δ - параметр, называемый характерной длиной затухания и зависящий от частоты; j_0 - плотность тока на поверхности (при $x=0$).

Физический смысл параметра δ следует из самого выражения (2.12) - это глубина, на которой плотность тока падает в e раз. Этот параметр зависит от частоты, проводимости и магнитной проницаемости, следующим образом:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \gamma \mu_0 \mu}}. \quad (2.13)$$

Отсюда, для данного диаметра провода $d=2r_0$, полагая $\delta \ll d$, нетрудно оценить порог частот, выше которого эффект становится заметным. Например, для провода $d=1\text{мм}$, полагая $\delta = d/10 = 10^{-4}\text{м}$; $\mu = 1$; $\gamma = 3 \cdot 10^7 (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$ (медь, алюминий), получим $f_{\text{крит}} = \omega/2\pi \sim 1\text{МГц}$.

Для случая больших частот, когда $\delta \ll r_0$ полный ток можно рассчитать, исходя из формулы (2.12) интегрированием по площади сечения проводника S в полярной системе координат

$$I = \int_S j ds \cong 2\pi j_0 \int_0^{r_0} r \cdot e^{-(r-r_0)/\delta} dr \cong 2\pi r_0 \delta j_0. \quad (2.14)$$

Выражение (2.14) показывает, что полный ток можно представить однородным, но сосредоточенным в узкой трубке толщиной δ вблизи поверхности провода.

Величину скин-эффекта можно охарактеризовать *коэффициентом увеличения сопротивления переменному току*:

$$k_R = R_{\sim} / R_0 = S_0 / S_{\sim} = (\pi r_0^2) / (2\pi r_0 \delta) = d / 4\delta, \quad (2.15)$$

где R_0 – сопротивления проводника при постоянном напряжении,

R_{\sim} – сопротивления проводника при переменном напряжении.

На очень высоких частотах глубина проникновения тока весьма мала и составляет тысячные доли миллиметра. Поэтому различные шероховатости проводящей поверхности, возникающие в результате механической обработки или окисления, удлиняют путь тока и увеличивают сопротивление. Особенно значительное увеличение сопротивления происходит при глубине шероховатостей, соизмеримой, или большей, чем глубина проникновения тока (рисунок 2.7). Измерения показывают, что шероховатость может увеличить поверхностное сопротивление на частотах в сотни мегагерц на 50—100% и более. Для предотвращения этого явления токопроводящие поверхности СВЧ устройств тщательно полируют и покрывают слоем серебра, так как его поверхность менее склонна покрываться плохо проводящими окислами. Для защиты слоя серебра от окисления проводник покрывают тонким слоем родия, затем наращивают слой серебра, который также покрывают тонким слоем родия.

Влияние частоты на сопротивление проводников может быть связано не только со скин-эффектом, но и с макроскопической формой проводника. Сопротивление криволинейного проводника может значительно отличаться от сопротивления прямолинейного проводника при всех прочих равных условиях, особенно, если некоторые участки проводника близко подходят друг к другу, и появляется возможность их взаимного влияния друг на друга посредством переменных магнитных полей. Указанное явление называется *эффектом близости* и особенно сильно проявляется в проводниках, свернутых в виде спирали, например в катушках индуктивности. Активное сопротивление катушек току высокой частоты может в несколько раз превышать их сопротивление постоянному току. Это следует из законов электромагнитной индукции. Магнитное поле, созданное переменным первичным током i_1 , и индуцированное им электрическое поле, (рисунок 2.8,а), в свою очередь, индуцируют в проводе вторичный ток i_2 , сонаправленный с i_1 в области сгущения магнитных линий (внутри катушки) и противоположно направленный току i_1 в области разрежения линий (снаружи катушки). Таким образом, результирующий ток имеет максимальную плотность вблизи внутренних поверхностей обмотки катушки

(на рисунке 2.8,б они закрашены). В связи с этим, эффективное сечение проводника уменьшается, а его сопротивление увеличивается. Поверхностный эффект и эффект близости проявляются тем сильнее, чем выше частота и чем больше диаметр провода.

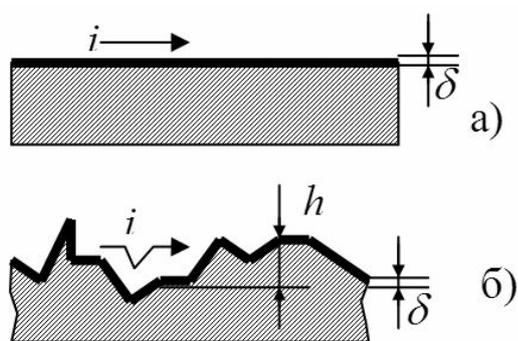


Рисунок 2.7 - Влияние шероховатостей поверхности проводника на длину пути тока высокой частоты ($\delta < h$) а: чистая поверхность, б: шероховатая поверхность.

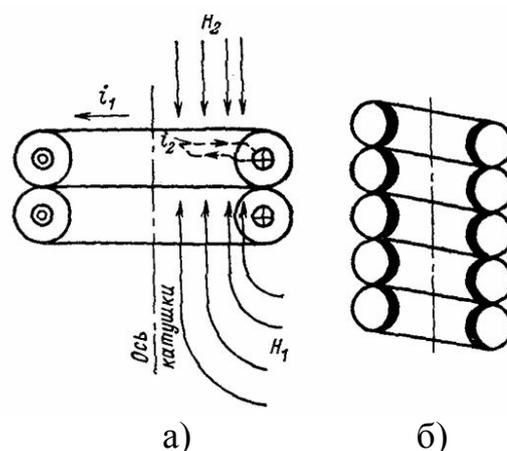


Рисунок 2.8 - Возникновение эффекта близости в катушке (а) и распределение плотности тока по сечению провода в катушке (б)

2.6 Сопротивление тонких металлических пленок. Размерные эффекты. Поверхностное удельное сопротивление.

Тонкие металлические пленки широко используются в микроэлектронике в качестве токоведущих и резистивных элементов. В качестве проводящих пленок часто используются пленки Al , Au , Ag , Ni . Эти пленки, как правило, наносятся на диэлектрическую или полупроводниковую подложку методом термического испарения в вакууме.

На начальном этапе наращивания толщины, пленка никогда не ложится ровным слоем. Сначала возникают, так называемые зародыши, которые имеют объемную структуру. Когда зародыши в процессе роста обретают размеры, соизмеримые с расстоянием между ними, происходит их перекрытие, и удельное сопротивление начинает резко падать за счет образования проводящих мостиков.

Лишь при достижении толщиной пленки значений $\sim 0,1$ мкм и выше, удельное сопротивление можно считать неизменным. Но даже при этом, удельное сопротивление пленки заметно больше удельного сопротивления соответствующего массивного металла, которое указывается в справочниках. Причина этому — большая концентрация дефектов поликристаллической структуры пленки.

Если рассмотреть распределение удельного сопротивления по толщине пленки, то особо высокие значения удельного сопротивления имеют слои вблизи границы раздела металл – подложка. Дело в том, что подложка имеет иные параметры кристаллической решетки по отношению к наносимому материалу. Поэтому поверхностные молекулярные поля подложки способствуют нарушению периодичности кристаллической структуры пленки. И лишь при наращивании достаточной толщины материала, периодичность его структуры восстанавливается.

Известно, что сопротивление цилиндрического проводника R , имеющего длину l и площадь сечения S , связано с удельным (объемным) сопротивлением ρ соотношением

$$\rho = RS/l. \quad (2.16)$$

Из формулы (2.16) следует, что удельное объемное сопротивление — это сопротивление единицы длины проводника единичного сечения.

В силу неопределенности в распределении удельного сопротивления по толщине пленки и невысокой точности в определении толщины пленки, для расчета сопротивлений проводящих дорожек более удобной величиной является не объемное удельное сопротивление, а *поверхностное удельное сопротивление*. Оно характеризует свойства материала, синтезированного при данных режимах технологического оборудования (мощность испарителя, время испарения и т.д.). Как двумерный объект, пленочная дорожка характеризуется длиной l и шириной h^1 . Поверхностное удельное сопротивление ρ_{\square} связано с полным сопротивлением пленки выражением

$$\rho_{\square} = Rh/l. \quad (2.17)$$

Смысл его следующий — это сопротивление пленки имеющей форму квадрата. Величина ρ_{\square} является важнейшей технологической характеристикой. Измеряя его в модельных экспериментах, можно рассчитать сопротивление пленки произвольной конфигурации по формуле

$$R = \rho_{\square} l/h. \quad (2.18)$$

Понятием поверхностного удельного сопротивления пользуются также при анализе *поверхностного эффекта* проводимости проводников (см. раздел 2.5) и поверхностной проводимости диэлектриков.

¹ В этих названиях игнорируется соотношение геометрических размеров — длина пленки l всегда соответствует расстоянию между электродами, то есть направлению тока. Поэтому возможны случаи, когда $l < h$ (короткая и широкая пленка).

2.7 Свойства проводниковых материалов и их классификация по функциональному назначению

2.7.1 Проводники электрического тока

К металлам высокой проводимости, служащим в качестве проводников электрического тока относятся медь, алюминий, золото и серебро. Характерная особенность этих материалов — рекордно низкие значения удельного сопротивления при комнатной температуре — менее $3 \cdot 10^{-8}$ Ом·м. Алюминий и медь используются в качестве массивных проводников. Золото и серебро, относящиеся к драгоценным металлам, чаще используются в виде тонкослойных покрытий или проволок микронных сечений.

Медь. Преимущества меди, обеспечивающие ей широкое применение в качестве проводникового материала, следующие: 1) малое удельное сопротивление; 2) достаточно высокая механическая прочность; 3) удовлетворительная коррозионная стойкость: медь окисляется на воздухе даже в условиях высокой влажности значительно медленнее, чем, например, железо; 4) хорошая обрабатываемость; медь прокатывается в листы и ленты и протягивается в проволоку; 5) относительная легкость пайки и сварки.

В качестве проводникового материала используют медь марок М1 и М0. Медь марки М1 содержит 99,9% *Cu*, а в общем количестве примесей (0,1%) кислорода должно быть не более 0,08%. Наличие в меди кислорода ухудшает ее механические свойства. Лучшими механическими свойствами обладает медь марки М0, в которой содержится не более 0,05% примесей, в том числе кислорода не выше 0,02%. Из меди марки М0 может быть изготовлена особо тонкая проволока (до диаметра 0,01 мм).

Мягкую медь в виде проволок круглого и прямоугольного сечения применяют главным образом в виде токопроводящих жил кабелей и обмоточных проводов, где важна гибкость и пластичность. При холодной протяжке получают *твердую (твердотянутую) медь*, которая благодаря наклепу имеет высокий предел прочности при растяжении, а также твердость и упругость.

Помимо чистой меди в качестве проводникового материала применяют *бронзы* — ее сплавы с небольшим количеством примесей: *Sn, Si, P, Be, Cr, Mg, Cd* и др., которые имеют значительно более высокие механические свойства, чем чистая медь. *Латунь* (сплав меди с цинком) обладает достаточно высоким относительным удлинением при повышенном пределе прочности на растяжение по сравнению с чистой медью. Это дает латуни технологические преимущества при обработке штамповкой, глубокой вытяжкой и т. п.

Твердую медь, латунь, бронзы используют там, где надо обеспечить высокую механическую прочность, твердость и сопротивляемость истиранию: для контактных проводов, для шин распределительных устройств, для коллекторных пластин электрических машин и пр.

Медь — сравнительно дорогой и дефицитный материал. Поэтому, ее, как проводниковый материал, в ряде случаев заменяют другими металлами, чаще всего алюминием.

Алюминий приблизительно в 3,5 раза легче меди. Удельное сопротивление алюминия примерно в 1,63 раза больше чем у меди. Замена меди алюминием не всегда возможна, особенно в радиоэлектронике. Для электротехнических целей используют алюминий марки *АЕ*, содержащий не более 0,5% примесей. Еще более чистый алюминий марки *А97* (не более 0,03% примесей) применяют для изготовления алюминиевой фольги, электродов и корпусов электролитических конденсаторов. Алюминий наивысшей чистоты *А999* содержит не более 0,001% примесей.

Прокатка, протяжка и отжиг алюминия аналогичны соответствующим операциям для меди. Из алюминия может прокатываться тонкая (до 6—7 мкм) фольга, применяемая в качестве обкладок в бумажных и пленочных конденсаторах.

Алюминий на воздухе активно окисляется и покрывается тонкой оксидной пленкой с большим электрическим сопротивлением. Эта пленка предохраняет алюминий от дальнейшей коррозии, но создает большое переходное сопротивление в местах контакта алюминиевых проводов и сильно затрудняет пайку алюминия обычными способами. Для пайки алюминия применяют специальные пасты, припои или используют ультразвуковые паяльники.

Золото. В электротехнике золото используют как контактный материал для коррозионно-устойчивых покрытий, для электродов фотоэлементов, для вакуумного напыления проводниковых дорожек и контактных площадок пленочных микросхем, в качестве проволочных выводов микронных размеров, соединяющих в микросхемах контактные площадки с выводными ножками. На основе золота и его сплавов формируют барьерные и омические контакты к полупроводниковым элементам.

Серебро — белый, блестящий металл, стойкий к окислению при нормальной температуре. Однако химическая стойкость у серебра все же ниже, чем у других благородных металлов. Серебро имеет самое малое удельное сопротивление при нормальной температуре. Серебряную проволоку используют для изготовления контактов, рассчитанных на небольшие токи. Серебро применяют также для непосредственного нанесения на диэлектрики, в качестве обкладок в производстве керамических и слюдяных конденсаторов. Для этой цели используют метод вжигания паст или испарения в вакууме.

Для нанесения электродов керамических конденсаторов, для изготовления проводников толстопленочных микросхем широко используют *проводящие пасты*. Пасты наносятся методом вжигания. Наибольшее применение нашли пасты для серебрения керамики. Серебряная паста содержит углекислое серебро или окись серебра, которые при температурах выше 500 °С разлагаются:



При этом углекислый газ и кислород улетучиваются, а на поверхности керамики остается чистое серебро. Для улучшения сцепления серебра с керамикой в состав пасты вводят различные добавки. Температура вжигания пасты около 825 °С. Толщина слоя металла после 2 – 3 вжиганий составляет около 10 мкм. Аналогичны состав и способ вжигания паст на основе других благородных металлов — золота, платины, палладия и их сплавов, которые более стойки к окислению, но более дороги. Специальные пасты для гибридных интегральных схем при получении типовой толщины слоя порядка 10 — 20 мкм имеют значения удельного поверхностного сопротивления $\rho_{\square} \sim 0,05 \div 0,1 \text{ Ом}/\square$.

Платина – металл, практически не соединяющийся с кислородом и весьма стойкий к самым разнообразным химическим реагентам. Платина хорошо поддается механической обработке, вытягивается в очень тонкие нити и ленты. Платину применяют, в частности, при изготовлении *термопар* для измерения высоких температур — до 1600 °С (в паре со сплавом *платинородий*), а также при изготовлении пасты, используемой для вжигания электродов на монолитные керамические конденсаторы.

Вследствие малой твердости платина редко применяется для контактов в чистом виде, но служит основой для ряда контактных сплавов. Сплавы платины с иридием стойки к окислению и к износу, имеют высокую твердость и допускают большое количество включений, однако дороги и применяются только для особо ответственных деталей.

2.7.2 Контактные материалы

Наиболее ответственными контактами, применяемыми в электротехнике, являются контакты, служащие для периодического замыкания и размыкания электрических цепей (разрывные, а также скользящие контакты). Материалы, используемые для изготовления таких контактов, называются *контактными материалами*.

Особо жесткие требования предъявляются к материалам, используемым в контактах, применяемых для коммутации цепей при больших значениях силы тока и напряжения. Основные из них следующие: 1— высокая

электропроводность, 2 — стойкость к эрозии и коррозии поверхности, 3 — несклонность к иглообразованию и свариванию, 4 — механическая прочность и твердость (износостойкость). Требования 2 и 3 особо важны при разрыве контакта, когда возникает электрическая дуга наибольшей плотности.

В качестве контактных материалов для *разрывных контактов* помимо чистых тугоплавких металлов применяют различные сплавы и *металлокерамические композиции*. Для разрывных контактов в установках большой мощности применяют композиции из высокопроводящих (Cu, Ag, Au) и тугоплавких металлов (Co, Ni, Mo, W, Ta). В вакуумных выключателях часто используют композицию Cu – Cr. Хром предотвращает приваривание контактов.

В качестве материалов для *скользящих контактов*, которые должны обладать высокой стойкостью к истиранию, используют твердую *медь*, *бериллиевую бронзу* (см. пункт 2.7.1), материалы системы Ag — CdO (при содержании окиси кадмия 12—20% по массе).

В электрических машинах коллекторах для образования скользящего контакта между неподвижной и вращающейся частями, то есть для подвода (или отвода) тока к коллектору или контактными кольцам, наиболее широко используются *графитовые щетки*. Различные марки щеток отличаются по составу и технологии изготовления, по значению удельного сопротивления, по допустимой плотности тока, линейной скорости на коллекторе, коэффициенту трения, твердости щетки и т. д. Различают щетки *угольно-графитные*, *графитные*, *медно-графитные* с содержанием металлической меди. Щетки с содержанием порошкового металла обладают особенно малым электрическим сопротивлением и дают незначительное контактное падение напряжения (между щеткой и коллектором).

2.7.3 Сплавы на основе железа для электронагревателей

Сплавы высокого сопротивления на основе железа применяют в основном для электронагревательных элементов открытого типа (контактирующих с атмосферой). Высокая нагревостойкость таких элементов объясняется введением в их состав достаточно больших количеств металлов, образующих при нагреве на воздухе практически сплошную оксидную пленку. Такими металлами являются никель, хром, алюминий. Железо без примесей при нагреве легко окисляется, поэтому, чем больше содержание железа в сплаве, тем менее нагревостоек этот сплав.

Сплавы системы Fe—Ni—Cr называют **нихромами**; сплавы системы Fe—Cr—Al — **фехралями** и **хромалями**.

По принятым стандартам различные сплавы имеют условные обозначения, составляемые из букв и чисел. Буквы обозначают наиболее

характерные элементы состава сплава². Числа соответствуют приближительному содержанию данного компонента в сплаве (в массовых процентах). Так обозначение *X15H60* соответствует сплаву с содержанием хрома около 15% и никеля — около 60%.

Длительность работы электронагревательных элементов из нихрома и аналогичных сплавов может быть во много раз увеличена, если исключить доступ кислорода к поверхности проволоки. В трубчатых нагревательных элементах (ТЭНах) проволока из сплава с высоким сопротивлением помещается в трубку из стойкого к окислению металла; промежутки между проволокой и трубкой заполняют порошком диэлектрика с высокой теплопроводностью (например, магнезией *MgO*). При дополнительной протяжке этих трубок их внешний диаметр уменьшается, магнезия уплотняется и образует механически прочную изоляцию внутреннего проводника.

Хромали намного дешевле нихромов, так как хром и алюминий сравнительно дешевы и доступны. Однако они менее технологичны, более тверды и хрупки, из них могут быть получены проволоки и ленты с поперечным сечением крупнее, чем из нихромов. Поэтому эти сплавы в основном используют в электротермии для электронагревательных устройств большой мощности и промышленных электрических печей.

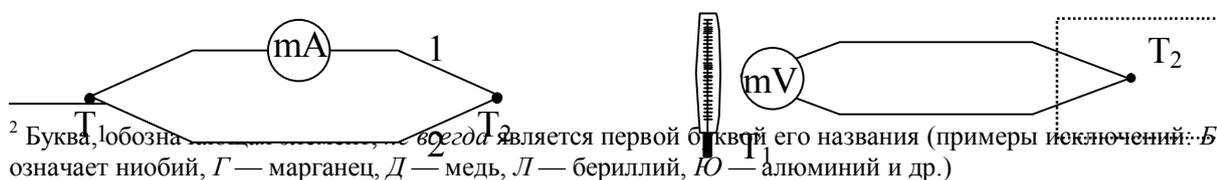
2.7.4 Материалы для термопар

В замкнутом контуре, образованном двумя различными металлическими проводниками 1 и 2 может возникать *термоэлектродвижущая сила* E_T , если температуры спаев T_2 и T_1 различны (рисунок 2.9, а):

$$E_T = \alpha (T_2 - T_1) \quad (2.19)$$

где $\alpha = (k/q) \cdot \ln(n_1/n_2)$ — коэффициент термоЭДС, величина, характеризующая свойства контакта двух металлов; k — постоянная Больцмана; q — заряд электрона; n_1, n_2 — концентрация электронов в соответствующих проводниках.

При определении температуры часто измеряют не ток в цепи с двумя спаями, а непосредственно значение термоЭДС, помещая спай проводников в зону измерения, а свободные концы с подключенным к ним милливольтметром — в зону с известной (эталонной) температурой (рисунок 2.9, б).



а.)

б.)

Рисунок 2.9

Выбранная пара материалов должна обладать максимальными значениями термоЭДС, максимальной линейностью характеристики $E_T(\Delta T)$ и стабильностью свойств в данном диапазоне температур.

Для измерения высоких температур выше комнатных рекомендуются следующие **термопары**: платинородий—платина — до 1600 °С; хромель—алюмель — до 900—1000 °С; железо—константан, железо—копель и хромель—копель — до 600 °С. Для измерения низких температур часто используется пара медь—константан (от –200 до 350 °С). Для криогенных температур можно использовать термопару железо—золото.

Наибольшую термоЭДС при данной разности температур можно получить от термопары хромель—копель. Ее чувствительность составляет в среднем 0.07—0.08 мВ/К.

2.7.5 Сверхпроводники

В подразделе 2.3 были приведены примеры металлов, у которых при низких температурах сопротивление резко падает до очень малой, практически не измеряемой величины. Эти металлы называются *сверхпроводниками*, а само явление исчезновения сопротивления называется *сверхпроводимостью*. Критическая температура охлаждения, при которой совершается переход вещества в сверхпроводящее состояние, называется *температурой сверхпроводникового перехода* $T_{св}$.

Сверхпроводимостью могут обладать не только простые металлы, но и различные сплавы и химические соединения. Причем компоненты таких сплавов и соединений в отдельности могут не обладать сверхпроводящими свойствами. Например, соединение CuS — сверхпроводник с $T_{св} = 1,6$ К, хотя ни медь, ни сера не являются сверхпроводниками.

Электрический ток, однажды наведенный в сверхпроводящем контуре, будет длительно (годами) циркулировать по этому контуру без заметного уменьшения своей силы и без

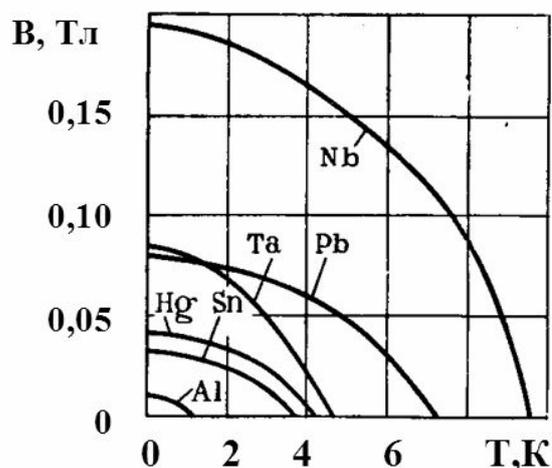


Рисунок 2.10 - Диаграммы состояния сверхпроводниковых металлов

всякого подвода энергии извне (если не учитывать неизбежного расхода энергии для работы охлаждающего устройства). Такой контур представляет собой простейший пример сверхпроводникового электромагнита, не требующего питания током. Сверхпроводимость нарушается не только при повышении температуры выше температуры перехода $T_{св}$, но также и при воздействии магнитного поля со значением индукции выше некоторого критического значения $B_{кр}$. Поскольку это поле может быть создано за счет тока в самом сверхпроводнике то, несмотря на нулевое сопротивление, создать сколь угодно сильные токи в сверхпроводящих электромагнитах не удастся. Каждому значению температуры данного материала, находящегося в сверхпроводящем состоянии, соответствует свое значение $B_{кр}$. На рисунке 2.12 области, ограниченные кривой и осями "B" и "T" представляют сверхпроводящее состояние, а наружные области — нормальное состояние материала.

Материалы, находящиеся в сверхпроводящем состоянии, обладают нулевой магнитной проницаемостью, то есть, как магнетики, они являются идеальными диамагнетиками (см. также подраздел 8.1). Это означает, что внешнее магнитное поле не проникает в сверхпроводящее тело; если же переход тела в сверхпроводящее состояние произошел в магнитном поле, то поле "выталкивается" из сверхпроводника, или "выталкивает" из себя сам материал.

Для производства мощных электромагнитов и других практических целей используются в основном *твердые сверхпроводники*. Они представляют собой сплавы или химические соединения и обладают сравнительно высокими значениями $T_{св}$ и $B_{кр}$. В отличие от *мягких сверхпроводников* (чистые металлы), они обладают относительно плавным переходом в сверхпроводящее состояние и обратно при изменении температуры и магнитной индукции. Примерами практически используемых сверхпроводников являются ниобий и его сплавы, такие как Nb—Ti, Nb—Zr, Nb—Sn и другие. Помимо электромагнитов сверхпроводники используются для создания мощных, но малогабаритных электрических машин, трансформаторов и других устройств с высоким к.п.д.; кабельных линий для передачи больших мощностей; волноводов с особо малым затуханием; накопителей энергии; сверхчувствительных датчиков магнитного поля; устройств управления и памяти особых электронных приборов, являющихся элементами *криоэлектроники*.

Главной проблемой в использовании так называемых *классических сверхпроводников*, рассмотренных выше, является необходимость их охлаждения до температуры сжижения гелия (4,2 К), что сложно и дорого. Лишь некоторые сверхпроводники из этой группы имеют температуру перехода выше температуры сжижения водорода (20,3 К), например, германид ниобия Nb_3Ge ($T_{св} = 23,2$ К). Некоторые оксидные керамики (в частности, четырехкомпонентная керамика Y—Ba—Cu—O определенного

состава) обладают сверхпроводимостью с $T_{св}$, превышающими температуру жидкого азота 77 К. Недостатками сверхпроводящих керамик является их хрупкость, плохая воспроизводимость свойств при получении и низкие значения $B_{кр}$. Предполагается широкое использование керамических сверхпроводников в сверхпроводящих микросхемах.

2.7.6 Криопроводники

Помимо сверхпроводимости в ряде случаев успешно используют явление *криопроводимости*, то есть достижение некоторыми металлами (называемыми *криопроводниками*) при низких температурах весьма малого значения удельного сопротивления, в сотни и тысячи раз меньшего, чем удельное сопротивление при нормальной температуре. С физической точки зрения явление криопроводимости не сходно с явлением сверхпроводимости.

Применение криопроводников в электрических машинах, аппаратах, кабелях и других имеет существенные преимущества, иногда даже перед сверхпроводниками. Так, рабочая температура криопроводников достигается за счет относительно дешевых хладагентов (по сравнению с жидким гелием) — жидкого водорода или даже жидкого азота. Кроме того, в сверхпроводниковом устройстве, например электромагните, по обмотке которого проходит сильный ток, накапливается большая энергия магнитного поля. Если случайно повысится температура или магнитная индукция, хотя бы в малом участке сверхпроводящего контура, сверхпроводимость будет нарушена, внезапно освободится большое количество энергии, что может вызвать серьезную аварию. В случае же криопроводниковой цепи повышение температуры эффекта взрыва не вызовет.

Помимо обычных высокопроводящих проводниковых материалов — алюминия и меди в качестве криопроводника используется бериллий. В области температуры испарения жидкого азота его удельное сопротивление становится в несколько раз ниже, чем у алюминия и меди. Криопроводники должны обладать высокой чистотой и совершенством кристаллической структуры. Вредное влияние примесей, механических напряжений и деформаций на удельное сопротивление металлов при криогенных температурах сказываются намного сильнее, чем при нормальной температуре.

2.7.7 Припой и флюсы

Припой представляют собой специальные сплавы, применяемые при пайке. Пайку осуществляют или с целью создания механически прочного (иногда герметичного) шва, или с целью получения электрического контакта с малым переходным сопротивлением. При пайке места соединения и припой нагревают. Припой имеет температуру плавления значительно ниже, чем

соединяемые металлические фрагменты, поэтому он плавится, в то время как соединяемые фрагменты остаются твердыми. Припой растекается по металлу и заполняет зазоры между соединяемыми деталями, диффундируя в них. В результате образуется промежуточная прослойка, которая после застывания соединяет детали в одно целое.

Припой принято делить на две группы: **мягкие** с температурой плавления $T_{пл}$ до 400 °С и **твердые** с $T_{пл}$ выше 500 °С. Тип припоя выбирают в зависимости от рода спаиваемых металлов, требуемой механической прочности, коррозионной стойкости, стоимости и (при пайке токоведущих частей) удельной электрической проводимости припоя.

Мяжкими в основном являются припой оловянно-свинцовые с содержанием олова от 18% (ПОС-18) до 90% (ПОС-90). Удельная проводимость этих припоев составляет 9—13% от удельной проводимости чистой меди. Существуют также мягкие припой с добавками алюминия, серебра и других металлов. Более легкоплавкими являются припой, в состав которых входят висмут и кадмий. Их применяют в тех случаях, когда требуется пониженная температура пайки; механическая прочность их незначительна. Сплав Вуда (50% Вi, 25% Рb, 12,5% Sn, 12,5% Cd) имеет температуру плавления всего 60,5° С.

Наиболее распространенные твердые припой — медно-цинковые (ПМЦ) и серебряные (ПСр).

Вспомогательными материалами для получения надежной пайки являются **флюсы**, которые должны: 1) растворять и удалять окислы и загрязнения с поверхности спаиваемых металлов; 2) защищать в процессе пайки поверхность металла, а также расплавленный припой от окисления; 3) уменьшать поверхностное натяжение расплавленного припоя; 4) улучшать растекаемость припоя и смачиваемость им соединяемых поверхностей.

Для механических сопряжений различных материалов используют *кислотные флюсы*. Однако при монтажной пайке радиоаппаратуры допускается использование только *бескислотных флюсов* — канифоли и флюсов, приготовляемых на ее основе с добавлением неактивных веществ (спирта, глицерина).

2.7.8 Резисторы. Материалы для резисторов

Резистор — электрорадиоэлемент, предназначенный для создания в радиоэлектронных цепях активного сопротивления и обеспечивающий эффективное рассеяние выделяемой на нем тепловой энергии в окружающую среду.

Современная радиоэлектронная аппаратура изобилует большим разнообразием типов резисторов. Конструкция резистора должна обеспечить

ему достаточную механическую прочность, достаточный теплоотвод (так как резистор, в некотором смысле, нагревательный элемент – 100% электрической мощности превращается в тепло), защиту от влаги и приемлемые паразитные параметры. Все конструкции дискретных (не входящих в состав микросхем) постоянных резисторов *по исполнению резистивного элемента* можно разбить на три типа: *проволочные, пленочные и объемно-композиционные*.

Проволочные резисторы изготавливают путем навивки проволоки круглого или прямоугольного сечения на диэлектрический цилиндрический каркас. Материал проволок — специальные сплавы повышенного сопротивления и пониженного $TK\rho$. Важнейшим свойством этих материалов должен быть также малый *коэффициент термоЭДС* (см. пункт 2.7.6) в паре соединения с медью, из которой изготавливаются электрические выводы резисторов. Для изготовления резисторов преимущественно применяются манганин, константан или нихром. Их основные преимущества — относительно большие удельные рассеиваемые мощности и высокая температурная стабильность по сравнению с *непроволочными резисторами*. Основным недостатком — высокие значения паразитной индуктивности и емкости. Для получения больших сопротивлений необходимо использовать очень тонкую проволоку, покрытую изоляцией, и здесь есть свой технологический предел — диаметр проволоки не может быть менее 20 мкм. Поэтому проволочные резисторы, как правило, имеют номинальные значения сопротивления не выше десятков кОм.

Манганин, названный так из-за наличия в нем марганца (латинское *manganum*), — сплав, широко применяемый для изготовления образцовых резисторов и других приборов. Приблизительный состав его: *Cu*—85%, *Mn*—12%, *Ni*—3%, желтоватый цвет объясняется большим содержанием меди. Значение ρ манганина 0,42—0,48 мкОм·м; $TK\rho$ весьма мал — порядка $(6—50) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$; коэффициент термоЭДС в паре с медью всего лишь 1—2 мкВ/К. Манганин может вытягиваться в тонкую (до диаметра 0,02 мм) проволоку; часто манганиновая проволока выпускается с эмалевой изоляцией. Предельная длительно допустимая рабочая температура манганина не более 200° С.

Константан — сплав, содержит около 60% меди и 40% никеля, что соответствует минимуму $TK\rho$ при довольно высоком значении ρ в системе *Cu—Ni*. Название "константан" соответствует значительному постоянству удельного сопротивления ρ при изменении температуры, то есть малостью $TK\rho$, порядка минус $(5—25) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. При нормальной температуре ρ составляет 0,48—0,52 мкОм·м. Существенным отличием от манганина является высокая термоЭДС константана в паре с медью (44—55 мкВ/К). Это является недостатком при использовании константановых резисторов в измерительных схемах, так как при наличии разности температур в местах

контакта константановых проводников с медными возникают термоЭДС, которые могут явиться источником ошибок. Нагревостойкость константана выше, чем манганина, поэтому константан применяют для изготовления реостатов и электронагревательных элементов, длительно работающих при температуре не более 450°C. Константан с успехом может быть применен для изготовления термопар, если измеряемая температура не превышает нескольких сот градусов Цельсия. Широкому применению константана препятствует большое содержание в его составе дорогого и дефицитного никеля. Помимо константана для проволочных резисторов используются медно-никелевые сплавы другого состава: *нейзильбер*, *мельхиор* и др., а также *нихромы* и другие сплавы, имеющие меньшую термостабильность, чем манганин и константан.

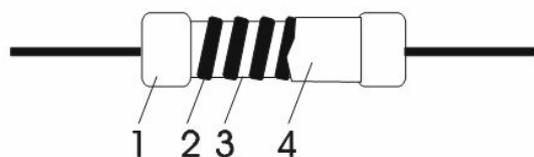
Пленочные резисторы. Основной объем пленочного резистора занимает каркас, чаще керамический (рисунок 2.11). Резистивный элемент выполнен в виде тонкого слоя металла, металлоокисной композиции, или углеродистой композиции (см. пункт 2.7.4) на поверхности каркаса. Пленочные резисторы имеют наибольший диапазон номинальных значений сопротивления.

Для пленочных и *объемно-композиционных* (см. ниже) дискретных резисторов высокого сопротивления используются, в основном композиции на основе полупроводников, углерода и металлоокисных смесей, связанных органическим компаундом. Для изготовления пленочных резисторов с малым $TK\rho$ применяют термокомпенсационные композиции металлов ($TK\rho > 0$) и их полупроводниковых оксидов ($TK\rho < 0$). Применяются композиции на основе палладия, оксидов индия, кадмия, рутения, таллия, сурьмы, а также бескислородные соединения тугоплавких металлов — карбид вольфрама, бориды вольфрама и молибдена, нитрид тантала и другие.

Контакт резистивного элемента с колпачком - наиболее уязвимое место. В качестве промежуточных слоев в месте контакта могут быть использованы слои золота или серебра.

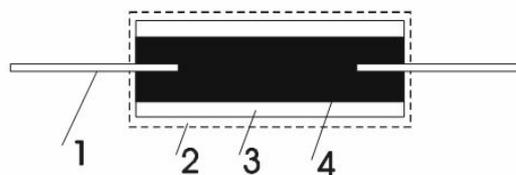
Объемно-композиционные резисторы отличаются конструктивно от пленочных тем, что основной объем этих резисторов занимает резистивный элемент на основе композиции типа наполнитель — связующее вещество (чаще, углерод — органический компаунд). Резистивный элемент, таким образом, одновременно, служит и механическим каркасом резистора (рисунок 2.12).

Лишь в редких случаях резистивный элемент дискретных резисторов оказывается незащищенным. Большинство конструкций постоянных резисторов включают в себя защитное покрытие, как правило, в виде гидрофобной стеклоэмали. Некоторые типы резисторов покрыты компаундом, пластмассой (*изолированные или герметизированные резисторы*), или помещены в стеклянную вакуумную колбу (*вакуумные резисторы*).



1 – колпачок с выводом; 2 – резистивный слой; 3 – керамический стержень; 4 – гидрофобная эмаль

Рисунок 2.11 - Постоянный непроволочный резистор с тонким резистивным слоем.



1 – проволочный вывод; 2 – стеклоэмалевая оболочка; 3 – эмалевое покрытие; 4 – резистивный материал

Рисунок 2.12 - Постоянный непроволочный резистор с объемной композицией.

Внешний вид некоторых распространенных малогабаритных дискретных *постоянных* резисторов показан на рисунке 2.13. Конструкции *переменных резисторов* значительно сложнее (рисунок 2.14). Помимо резистивного элемента и электрических выводов, конструкция включает подвижный скользящий контакт (движок).

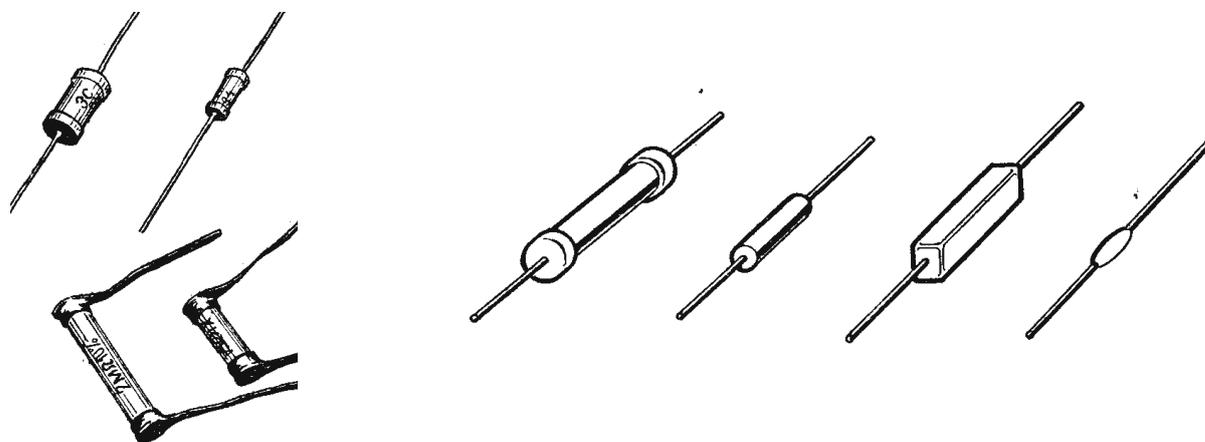


Рисунок 2.13 - Внешний вид малогабаритных постоянных резисторов.

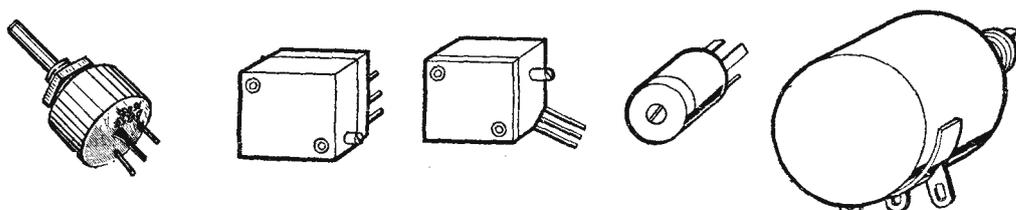


Рисунок 2.14 - Внешний вид малогабаритных переменных резисторов.

Резисторы для поверхностного монтажа и интегральных схем.

При изготовлении малогабаритных устройств, которые не удается выполнить в едином корпусе интегральной схемы или сборки часто применяют поверхностный монтаж на основе многослойных печатных плат. Используемые радиоэлементы имеют миниатюрное исполнение либо с короткими проволочными выводами, либо с контактами без проволочных выводов. Часто такие радиоэлементы, включая самые простейшие, в частности, резисторы, обобщенно называют *чипами*. На рисунке 2.15 показан внешний вид платы и ее фрагмент с группой *чип-резисторов*.

Для технологии поверхностного монтажа применяются постоянные резисторы в тонкопленочном, толстопленочном и объемно-композиционном исполнении. В толстопленочном исполнении резистивное тело представляет собой объемно-композиционный состав, нанесенный толстым слоем на керамическую подложку (рисунок 2.16). Электрический контакт с печатной платой обеспечивается трехслойной контактной поверхностью, состоящего из внутреннего выводного слоя (Pd/Ag), барьерного слоя (Ni) и внешнего выводного слоя (Sn/Pb). Никель предотвращает миграцию серебра в из внутреннего выводного слоя в оловянно-свинцовый припой при пайке при 250 °С. На защитное покрытие из боросиликатного стекла наносится несмываемая кодовая маркировка номинала. Используют лазерные либо абразивные методы подгонки резисторов.

По форме чип-резисторы постоянного сопротивления подразделяются на цилиндрические и прямоугольные. Прямоугольные чип-резисторы получили более широкое распространение вследствие их лучшей приспособленности к автоматизированному монтажу волной припоя. Номинальная мощность чип-резистора определяется не только параметрами теплообмена материала поверхности резистора с окружающей средой, но и в значительной мере теплообменом с платой через контакты. Разработанные ранее чип-резисторы предназначались для применения в гибридных интегральных схемах (ГИС), имеющих керамическую подложку. Керамика более теплопроводна, чем стеклотекстолит, печатных плат, поэтому теплообмен в последнем случае значительно хуже, и такие резисторы можно использовать лишь наполовину их номинальной мощности.

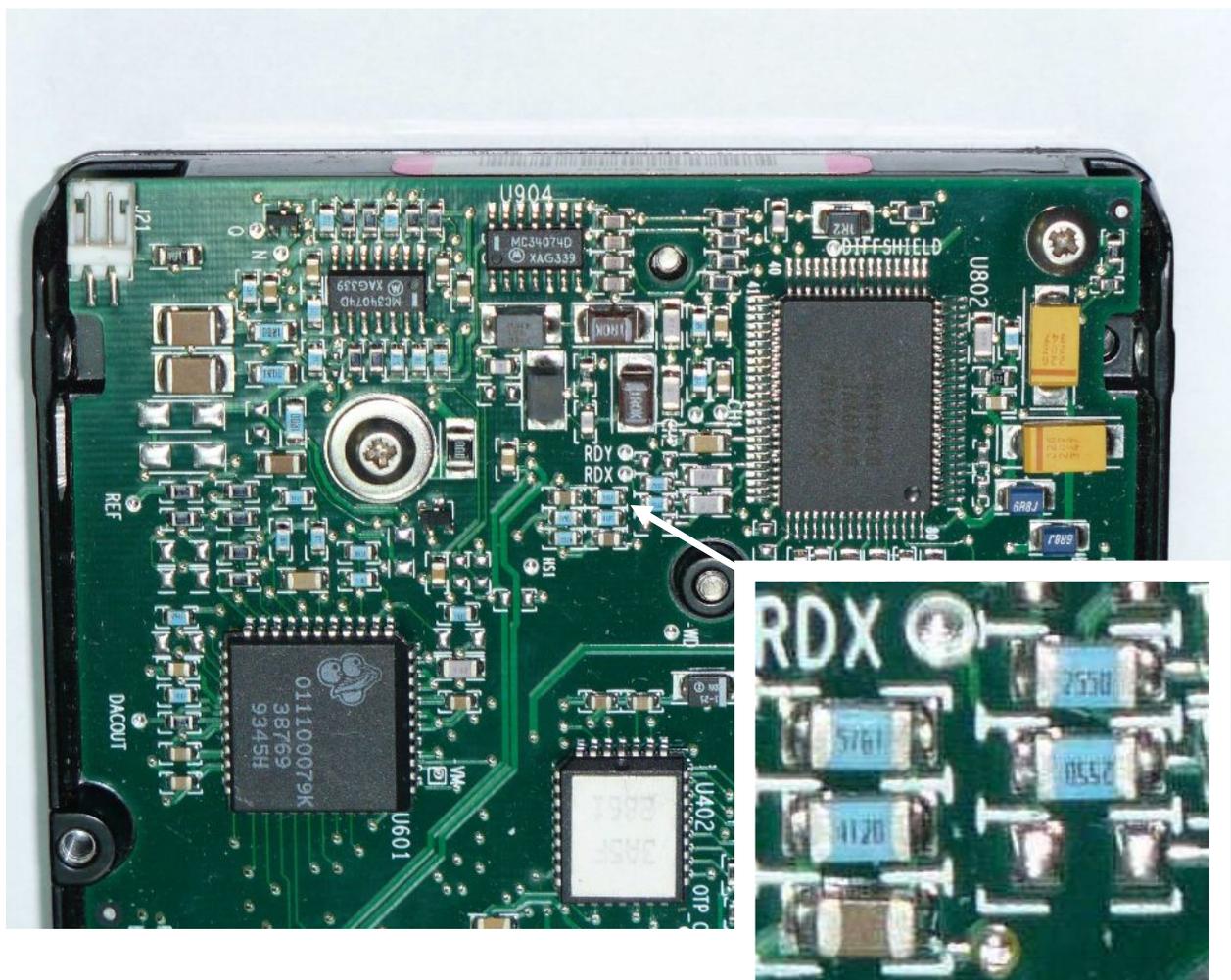


Рисунок 2.15. Общий вид печатной платы с поверхностным монтажом и ее фрагмент, включающий группу чип-резисторов.



Рисунок 2.16. Типовая конструкция прямоугольного толстопленочного чип-резистора.

Особенностями **переменных чип-резисторов** являются миниатюрная конструкция, приспособленная для автоматизированного монтажа. Резисторы выдерживают погружение в расплавленный припой в течение 5 с, устойчивы к действию химических реагентов при отмывке остатков флюса. Подстроечные резисторы РП1-83 представляют собой квадратный пластмассовый корпус, в котором опрессовано керамическое основание с нанесенными на него резистивным элементом и выводами (рисунок 2.17). Сверху в корпус вставлена подвижная система, представляющая собой держатель с вплавленной в него контактной пружиной. Держатель с пружиной прижимаются к резистивному элементу металлической крышкой, одеваемой на корпус. Вращение подвижного контакта осуществляется отверткой, погружаемой в канавку. Рисунок 2.16 также иллюстрирует стандартное исполнение выводов (типа крыла чайки), которое часто используется в конструкциях других чип-радиокомпонентов.

Тонкопленочные резисторы интегральных схем (ИС) получают нанесением на подложку ИС тонкой (< 1 мкм) проводниковой пленки методом испарения металла в вакууме (*напыление*). Форма проводящей полоски определяется формой маски, через которую производится напыление (как правило, прямая полоска, или меандр).

Толстопленочные резисторы ИС получают нанесением на подложку ГИС специальных *резистивных паст*. Для хорошего сцепления резистивного слоя с подложкой и связывания частиц основного материала между собой в состав паст дополнительно вводят порошки стекла (обычно висмутоборосиликатного). Для придания пасте необходимых свойств вязкости и поверхностного натяжения, позволяющих ей легко проникать через трафареты и, не растекаясь, закрепляться на плате, вводят органические вещества и растворители. В состав паст входит приблизительно $2/3$ основного вещества и $1/3$ органических добавок. Пасты наносятся на подложку (обычно из ситалла) через сетчатый трафарет специальным инструментом — ракелем. После этого они подвергаются сушке и вжиганию. При $300 - 400$ °С

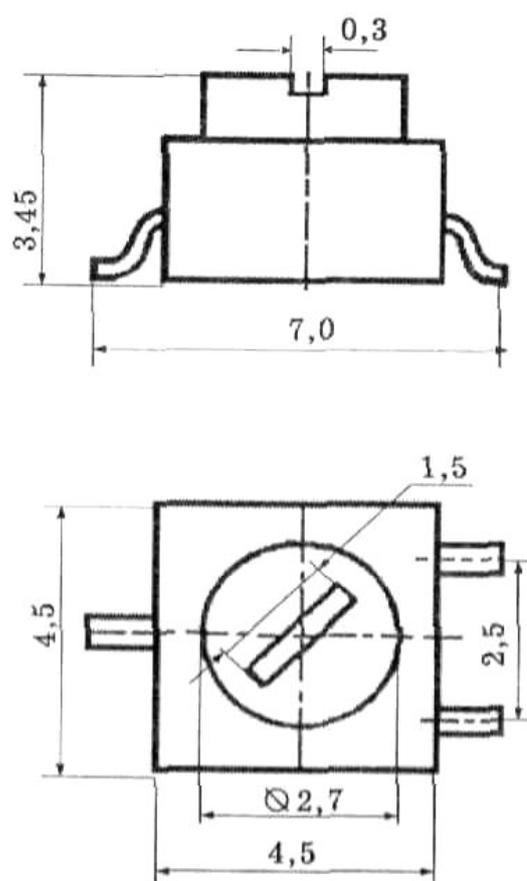


Рисунок 2.17 – Подстроечный резистор типа РП1-83

происходит выгорание органической связки, в центральной температурной зоне (500 — 1000°C) происходит сплавление частиц основного материала между собой с образованием проводящих мостиков и спекание их со стеклом и поверхностью подложки.

Резистивные пасты для ИС нормируются по величине удельного поверхностного сопротивления из расчета получения толщин слоя порядка 10 — 20 мкм. Например, паста марки ПР-20к рассчитана на получение резисторов с $\rho_{\square} = 20$ кОм/□. В силу больших погрешностей толсто пленочной технологии, резисторы ГИС, как правило, изготавливают с запасом по ширине, после чего осуществляют их подгонку по сопротивлению соскребанием или лазерным выжиганием.

Ниточные резисторы для ИС представляют собой стержень из стекловолокна, на который нанесены тонкие слои сплавов олова, или другой композиции. Соединение к схеме осуществляется *контактолом* — специальным проводящим клеем.

В состав ИС могут быть включены также стандартные дискретные радиоэлементы, предназначенные для поверхностного монтажа, в частности, чип-резисторы.

2.7.9 Специальные резисторы и материалы для них

Специальные резисторы используются, в основном, как датчики, изменяющие свое сопротивление за счет тех, или иных внешних факторов. Многие из них могут использоваться как переменные резисторы немеханического (дистанционного) управления при воздействии соответствующего внешнего фактора.

Варисторы - это специальные резисторы с нелинейной вольтамперной характеристикой. Чаще всего их изготавливают путем спекания смеси из кристаллов карбида кремния SiC и связующих веществ. Нелинейность характеристики определяется тем, что при увеличении напряжения происходит перекрытие мельчайших зазоров между кристалликами карбида, сопротивление уменьшается, и ток резко возрастает. Изменение сопротивления может происходить в пределах порядка. TKR варисторов, как правило, $\sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ K}^{-1}$.

К основным параметрам варисторов относятся *классификационное напряжение*, *классификационный ток* $i_{кл}$ и *коэффициент нелинейности* β — отношение статического сопротивления к динамическому (дифференциальному) сопротивлению, в точке $(i_{кл}, U_{кл})$ вольтамперной характеристики. Значение β составляет от единиц до десятков.

Тензометрические сплавы и тензорезисторы. Тензометрические сплавы применяют для изготовления датчиков механических деформаций (*тензодатчиков*). Тензодатчики важны при испытаниях механических

конструкций в различных их точках, куда они наклеиваются. Действие многих тензодатчиков, называемых *тензорезистрами* основано на изменении сопротивления при растяжении тензометрического элемента. *Коэффициент тензочувствительности* определяется из выражения

$$K_p = (\Delta R/R)/(\Delta l/l), \quad (2.20)$$

где ΔR — изменение сопротивления R при изменении длины элемента l на величину Δl .

Основным материалом для тензометрических датчиков, работающих при сравнительно невысоких температурах, является константан и некоторые другие медно-никелевые сплавы. Для высокотемпературных датчиков применяют сплавы системы Fe—Cr—Ni, W—Re.

Терморезисторы. Несмотря на надежность, простоту, хорошую воспроизводимость измерения температуры *термопарами* (см. раздел 2.7.4), недостатком этого способа является то, что измерения осуществляются относительно эталонных условий, когда необходимо знать абсолютное значение температуры. Этому недостатка лишены *терморезистивные материалы*, имеющие однозначную зависимость сопротивления от температуры.

Терморезистивными материалами могут быть любые чистые металлы в силу их высоких значений TK_p , однако следует учитывать стойкость материалов к окислению и нагреву. Для измерения высоких температур используются *платина* и *никель* в виде тонких проволок или пленок.

Проволочные терморезисторы отличаются высокой стабильностью, их терморезистивные свойства можно считать изначально калиброванными. Однако основу большинства терморезисторов, используемых в РЭА для измерения сравнительно малых температур, составляют полупроводники, у которых, как известно, сопротивление сильно падает с ростом температуры. **Полупроводниковые терморезисторы** входят в состав самых разнообразных устройств — измерителей температуры, устройств противопожарной сигнализации, схем термокомпенсации и термостабилизации различных узлов, датчиков уровня вакуума и др. На основе терморезисторов могут быть созданы такие функциональные устройства, как бесконтактные переменные резисторы, предохранители, стабилизаторы напряжения и др.

К важнейшим параметрам терморезисторов относятся TKR , составляющий обычно сотые доли K^{-1} и *постоянная времени нагрева* τ , характеризующая инерционность терморезистора в переходных процессах при резком изменении температуры воздуха от T_1 до T_2 . В таком процессе считается, что сопротивление изменяется со временем t (отсчитываемым от начала переходного процесса) по релаксационному закону

$$R(t) = R_1 + (R_2 - R_1) (1 - e^{-t/\tau}), \quad (2.21)$$

где R_1 и R_2 — равновесные значения сопротивления для температур T_1 до T_2 соответственно.

Фоторезисторы - это элементы, представляющие собой подложку с нанесенным на нее слоем полупроводникового материала. В темноте фоторезисторы имеют сопротивление порядка 100 –1000 ГОм. При освещении сопротивление уменьшается в широких пределах и снижается до ~100-1000 кОм. Наряду с полупроводниковыми фотодиодами, используются как датчики освещенности, либо в составе оптронов — устройств, служащих для коммутации, согласования, или управления одной цепи другой цепью без гальванических и магнитных связей. Входным элементом служит светодиод, выходным - фоторезистор. Оба элемента имеют один общий светонепроницаемый корпус.

Магниторезисторы - это полупроводниковые резисторы с резко выраженной зависимостью сопротивления от напряженности магнитного поля, связанной с эффектом Холла. Их используют в устройствах измерения напряженности (индукции) магнитного поля, схемах защиты от перенапряжений, преобразователях частоты и напряжения, устройствах намагничивания и размагничивания и др.

Основная характеристика магниторезисторов — зависимость сопротивления от индукции магнитного поля. Основной параметр — *магниторезистивное отношение* — это отношение сопротивления, измеренного при воздействии магнитного поля с определенной индукцией (обычно 0,5 Тл или 1Тл), к сопротивлению, измеренному при отсутствии магнитного поля. Оно обычно составляет порядок нескольких единиц.

3 ДИЭЛЕКТРИКИ (ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ)

3.1 Функции, выполняемые диэлектриками в РЭА

Диэлектрики имеют чрезвычайно большое значение для радиоэлектронной техники. В простейших случаях своего применения, диэлектрики используются в качестве электроизоляционных материалов. Назначение электрической изоляции сводится к тому, чтобы воспрепятствовать прохождению электрического тока путями, нежелательными для работы данной электрической схемы. Однако, помимо *пассивных*, электроизолирующих функций, некоторые виды диэлектриков выполняют *активные* функции, порой более сложные, чем функции, выполняемые полупроводниковыми материалами. Дадим некоторый (не полный) перечень функций, выполняемых диэлектриками в РЭА и элементов, в которых они используются.

Пассивные функции

- 1) Электроизоляция проводников тока;
- 2) Поляризационно-изолирующая межобкладочная среда конденсаторов;
- 3) Подзатворная изоляция полевых транзисторов и других МОП - устройств;
- 4) Связующая среда магнитодиэлектриков

Активные функции

- 5) Вариконды, датчики температуры, нелинейные и усилительные элементы (на основе сегнетоэлектриков).
- 6) Пьезоэлектрические генераторы, резонаторы, трансформаторы. Элементы акустоэлектроники (на основе пьезоэлектриков, акустооптических материалов).
- 7) Источники постоянного электрического поля (на основе электретов).
- 8) Электролюминофоры, фотолюминофоры, сцинтилляторы.
- 9) Модуляторы света.
- 10) Оптические запоминающие устройства.
- 11) Жидкие кристаллы.
- 12) Рабочие оптические лазерные среды.

Процессы в диэлектриках характеризуются следующими физическими понятиями, величинами, и параметрами:

Название величины	Обозначение
1) Свободные и связанные заряды.	—
2) Электрический момент полярной молекулы, или диполя	p_e
3) Поляризованность	P
4) Диэлектрическая восприимчивость и проницаемость	χ, ϵ
5) Напряженность и индукция электрического поля	E, D
6) Тангенс угла диэлектрических потерь	$tg\delta$

3.2 Свободные и связанные заряды. Поляризация

Диэлектрики обладают чрезвычайно малой электропроводностью. Удельное сопротивление типичных диэлектриков составляет $10^8 \div 10^{17}$ Ом·м. Это означает, что в диэлектриках очень мало носителей заряда: электронов, дырок, слабо закрепленных ионов, способных двигаться под действием электрического поля. Носители заряда часто отождествляют с таким понятием, как *свободные заряды*.

Свободные заряды — заряды, способные двигаться под действием электрического поля на расстояния, намного превышающие межатомные расстояния.

В силу малой концентрации свободных зарядов, при рассмотрении явления поляризации, примем для упрощения, что они в диэлектриках отсутствуют. Однако отвлечься от, так называемых, *связанных зарядов* невозможно — они присутствуют повсеместно, в большом количестве и оказывают значительное влияние на электрические свойства диэлектриков. Связанные заряды, в отличие от свободных, не могут перемещаться под действием электрического поля на большие расстояния. Они могут лишь немного смещаться друг относительно друга на очень малые расстояния.

Связанные заряды — заряды, смещающиеся под действием электрического поля на расстояния, соизмеримые, или меньшие, чем межатомные расстояния.

Особенностью связанных зарядов является то, что они всегда встречаются как тесные совокупности разноименных зарядов, которые полностью, или частично, компенсируют друг друга по величине заряда.

Примером связанных зарядов может служить любой атом, как система положительно заряженного ядра и отрицательно заряженных электронов (рисунок 3.1, а). При воздействии внешнего электрического поля E в атоме происходит небольшое смещение электронных оболочек (особенно внешних) относительно ядра в сторону, противоположную вектору E . Если до воздействия поля центры "тяжести" (центроиды) положительных и отрицательных зарядов в атоме совпадали, то при воздействии поля центроиды находятся в разных точках пространства. В этом случае атом можно представить в виде *диполя* - связанной системы положительного и отрицательного *точечных* зарядов, положение которых совпадает с соответствующими центроидами.

Другим примером связанных зарядов является полярная молекула (рисунок 3.1, б). Под действием электрического поля молекула разорваться не может, но может поворачиваться в пространстве, стремясь сориентировать свою ось вдоль вектора напряженности. Таким образом, заряды смещаются в

пределах размера молекулы, и являются связанными. Второй пример отличается от первого тем, что заряды изначально (в отсутствии поля) были разделены, то есть полярную молекулу и без воздействия поля можно представить как диполь.

Поскольку, в веществе содержится большое число связанных зарядов, реакцию диэлектрика на воздействие поля можно представить как незначительное смещение всего отрицательного заряда вещества относительно всего положительного.

Поляризация — направленное перемещение в материале большого количества связанного заряда на ничтожно малые расстояния, соизмеримые, или меньшие, чем межатомные расстояния.

Следствием поляризации диэлектрика, является появление *поверхностного связанного заряда*. В этом легко убедиться, если, в целом, электронейтральный диэлектрик представить как наложение отрицательно и положительно заряженных сплошных сред. Рисунок 3.2 иллюстрирует, что при небольшом смещении отрицательного заряда относительно положительного во внешнем электрическом поле, диэлектрическая среда во внутренних областях остается нейтральной, в то время как на противоположных поверхностях образуются заряды, равные по величине и противоположные по знаку. Толщина заряженных слоев порядка размера диполя, то есть составляет порядок межатомных расстояний. Поверхностные заряды создают собственное поле, которое направлено в противоположную сторону по отношению к внешнему. Поэтому, результирующее поле внутри диэлектрика оказывается меньшим чем то, которое бы существовало при отсутствии диэлектрика и при прочих равных условиях.

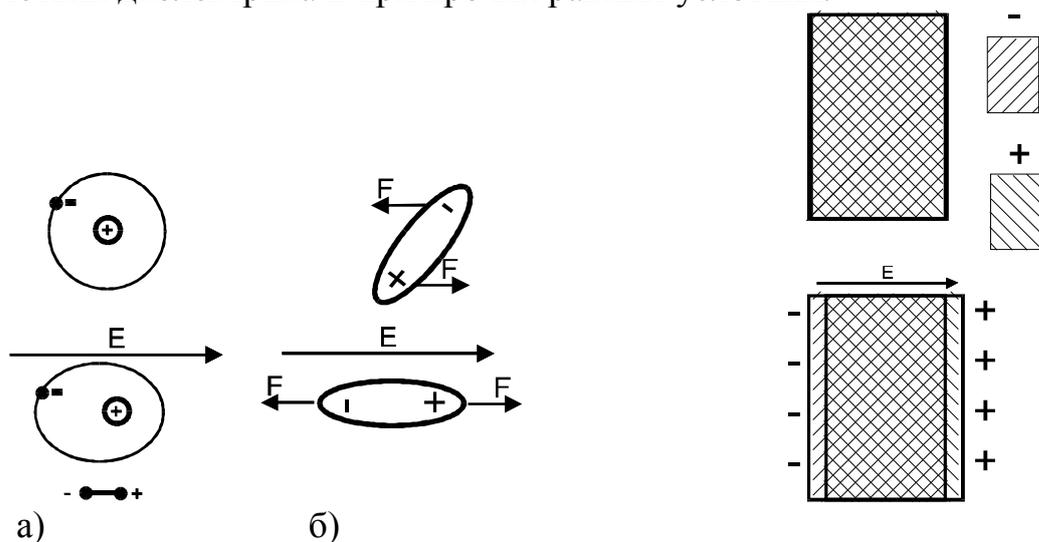


Рисунок 3.1 – Примеры связанных зарядов:
а – атом; б – полярная молекула

Рисунок 3.2 – К объяснению появления поверхностного связанного заряда

Итак, признаками поляризации диэлектрика, могут быть следующие явления: 1) появление нескомпенсированного связанного заряда на поверхности материала; 2) ослабление электрического поля, вызвавшего поляризацию; 3) деформация материала; 4) разогрев материала; 5) другие сопутствующие явления.

3.3 Электрический момент диполя

Любому достаточно малому, в целом нейтральному, коллективу связанных зарядов в некоторых случаях удобно сопоставить пару точечных зарядов противоположного знака. Эту пару будем называть *диполем*. Для того чтобы понять принципы этого сопоставления, рассмотрим для примера двухатомную полярную молекулу. Полярность молекулы означает, что положение центра ее совокупного положительного заряда не совпадает с положением центра совокупного отрицательного заряда. Радиус-вектор этих центров рассчитывается аналогично центру масс тела, только вместо массовой плотности берутся в расчет плотности соответствующих зарядов:

$$\mathbf{R}_- = \frac{\iiint_V \mathbf{r}(M) \rho_-(M) dv}{Q_-} \quad \mathbf{R}_+ = \frac{\iiint_V \mathbf{r}(M) \rho_+(M) dv}{Q_+}, \quad (3.1)$$

где $\mathbf{r}(M)$ – радиус-вектор текущей точки M в окрестности элемента интегрирования dv ;

$\rho_-(M)$, $\rho_+(M)$ – плотности отрицательного и положительного зарядов в системе;

V , dv – объем системы и его элемент интегрирования;

Q_- , Q_+ – суммарные отрицательный и положительный заряды системы:

$$Q_- \equiv \iiint_V \rho_-(M) dv; \quad Q_+ \equiv \iiint_V \rho_+(M) dv.$$

Очевидно, что у двухатомной полярной молекулы центры тяжести обоих зарядов лежат на оси молекулы, поэтому объемный интеграл можно свести к одномерному вдоль оси X , совпадающей с осью молекулы. Рисунок 3.3 схематически иллюстрирует "размазанное" по пространству

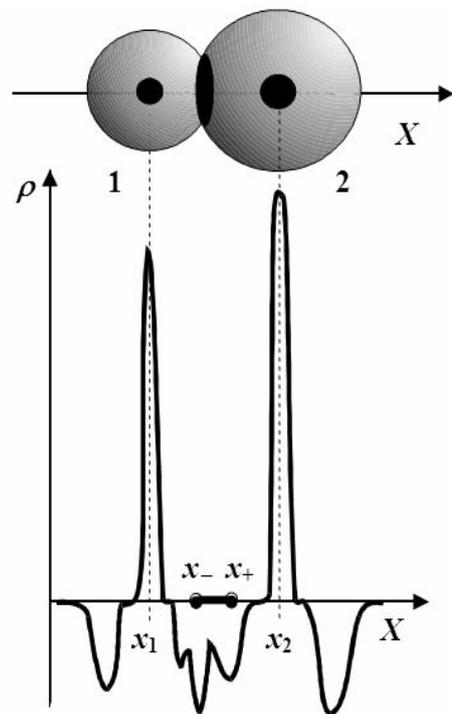


Рисунок 3.3 - К пояснению методики сопоставления диполя полярной молекуле.

отрицательного заряда электронных орбиталей и "локализованного" в точках x_1 и x_2 положительного заряда ядер. Площади под кривыми над осью X и под ней равны ($Q_- = Q_+ = Q$) — система в целом нейтральна. Однако, положения центров отрицательного и положительного зарядов x_- и x_+ оказываются разнесенными в пространстве.

Свойства электрического диполя, как системы двух точечных зарядов, описываются тремя величинами: зарядом q , плечом r_0 (расстоянием между точечными компонентами) и электрическим моментом \mathbf{p}_e .

Электрическим моментом диполя называется вектор, направление которого совпадает с направлением от отрицательного компонента диполя к положительному, а величина его равна произведению заряда диполя на его плечо.

Таким образом, электрический момент характеризует *не только внутренние свойства диполя, но и его ориентацию в пространстве* (рисунок 3.4).

На полярную (дипольную) молекулу, оказавшуюся во внешнем электрическом поле, действует пара сил (см. рисунок 3.1,б), создающих момент сил, равный

$$M = F \cdot r_0 \cdot \sin \varphi = q \cdot E \cdot r_0 \cdot \sin \varphi = E \cdot p_e \cdot \sin \varphi, \quad (3.2)$$

где E — напряженность внешнего электрического поля;

φ — угол между направлениями векторов \mathbf{E} и \mathbf{p}_e (осью диполя).

В векторной форме выражение для момента сил имеет вид:

$$\mathbf{M} = [\mathbf{p}_e \times \mathbf{E}] \quad (3.3)$$

На основании выражений (3.2) и (3.3) можно дать другое определение понятию "электрический момент", — *это максимально возможный момент сил, действующий на диполь в электрическом поле с единичной напряженностью*.

Для случая сложной молекулы, ее электрический момент можно рассматривать как векторную сумму электрических моментов отдельных дипольных элементов, составляющих ее. Так, молекула H_2O имеет электрический момент, отличный от нуля благодаря своей угловатой форме (рисунок 3.5) — ей можно сопоставить эквивалентный диполь. Напротив, молекула CO_2 имеет линейную структуру, и, несмотря на то, что каждая ее связь полярна, и обладает моментом, эти моменты в сумме компенсируют друг друга - у молекулы отсутствует собственный момент.

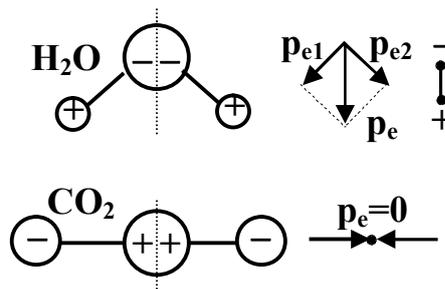
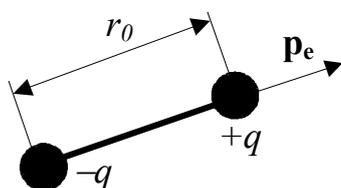


Рисунок 3.4 – Параметры диполя Рисунок 3.5 – Электрические моменты сложных молекул

В системе единиц СИ электрический момент, как это следует из формул (3.2) и (3.3), имеет размерность Кл·м. В литературе часто встречается внесистемная единица “Дебай” (Дб), причем $1 \text{ Дб} = 3,33 \cdot 10^{-31} \text{ Кл}\cdot\text{м}$.

3.4 Собственный и индуцированный электрический момент. Полярные и неполярные диэлектрики

Реальные молекулы не могут быть смоделированы жесткими диполями, то есть диполями с неизменными плечами и электрическими моментами. При воздействии поля на полярную молекулу, она, ориентируя свою ось вдоль поля, испытывает все большие растягивающие усилия, в результате чего ее плечо, и, соответственно, момент, увеличиваются (рисунок 3.1, б). Таким образом, полярная молекула может иметь не только собственный момент, но и составляющую момента, индуцированную действием электрического поля. Однако если индуцированный момент значительно меньше собственного, молекулу можно считать жестким диполем. Неполярная молекула, очевидно, может иметь лишь индуцированный момент при действии внешнего поля и не может считаться жестким диполем.

<p>Собственный электрический момент — это электрический момент системы связанных зарядов, которым они обладают без воздействия внешнего электрического поля.</p>

<p>Индуцированный электрический момент — это электрический момент, обретаемый системой связанных зарядов под действием внешнего электрического поля.</p>

<p>Диэлектрик называется полярным, если он, в основном, состоит из полярных молекул, то есть молекул, обладающих собственным электрическим моментом, и неполярным, если в его составе большинство молекул являются неполярными.</p>

3.5 Поляризованность

Величина электрического момента микроскопической системы связанных зарядов количественно характеризует степень ее реакции на воздействие внешнего электрического поля (см. формулы 3.2 и 3.3). Теперь следует ввести такую количественную величину, которая характеризовала бы отклик всего диэлектрического материала это воздействие.

<p>Поляризованностью называется векторная величина, характеризующая степень поляризации диэлектрика и равная сумме всех элементарных моментов \mathbf{p}_{ei}, приходящихся на единицу объема материала.</p>	$\mathbf{P} = \frac{\sum_{i, \Delta V} \mathbf{p}_{ei}}{\Delta V} (\Delta V \rightarrow 0) \quad (3.4)$
----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	---------------------------------------------------------------------------------------------------------

Если диэлектрик неоднороден (например, состоит из нескольких фаз), или само внешнее электрическое поле неоднородно, поляризованность может быть различной в разных точках диэлектрика, поэтому удельный момент следует определять на малых объемах материала ΔV . В то же время, этот объем должен быть достаточно большим и включать в себя значительное количество молекул, для того, чтобы допустить статистическое усреднение суммарного момента. Поэтому предел, указанный в выражении (3.4) является условным.

Рассмотрим вначале *простой полярный диэлектрик*, состоящий из полярных молекул одного сорта. Как правило, собственные моменты молекул сориентированы в различных направлениях, поэтому в отсутствие внешнего электрического поля они компенсируют друг друга - их векторная сумма равна нулю, то есть $\mathbf{P}=0$ (рисунок 3.6,а). Воздействие поля приводит к тому,



что молекулы получают небольшую преимущественную ориентацию и соответствующую составляющую момента, направленную вдоль направления поля (рисунок 3.6, б). Полностью сориентироваться по направлению поля молекулам не удастся из-за их тепловых колебаний, и/или из-за того что этой ориентации препятствуют связи с окружающими молекулами. В ряде случаев удобно считать, что каждая молекула получила некоторый средний индуцированный момент

$$\bar{\mathbf{p}}_e = \frac{\mathbf{P}}{n} \Rightarrow \mathbf{P} = n \cdot \bar{\mathbf{p}}_e, \quad (3.5)$$

где n - концентрация молекул, м^{-3} .

Различные молекулы по-разному реагируют на воздействие внешнего поля. Если диэлектрик состоит из молекул различных сортов, то суммарную поляризованность можно представить как сумму парциальных

поляризованностей отдельных молекулярных подсистем (свойство аддитивности):

$$\mathbf{P} = \sum_{k=1}^N n_k \bar{\mathbf{p}}_{ek} = \sum_{k=1}^N \mathbf{P}_k, \quad (3.6)$$

где N – число сортов молекул в веществе;

n_k , \mathbf{p}_{ek} – концентрация и средний наведенный момент диполей k -го сорта.

С другой стороны, поляризация отдельной, k -й молекулярной подсистемы может быть сложным явлением и включать в себя различные виды элементарных поляризаций (см. ниже, подраздел 3.8). Поэтому и каждая величина \mathbf{P}_k , в свою очередь, может быть представлена в виде суммы поляризованностей, создаваемых отдельными видами поляризации.

Для случая *неполярного диэлектрика*, без воздействия внешнего поля соотношение $\mathbf{P}=0$ выполняется автоматически в силу равенства нулю каждого слагаемого в выражении (3.4). В электрическом поле каждая молекула приобретает чисто индуцированный момент, и вышеприведенные формулы остаются в силе, за исключением того, что значки усреднения можно опустить.

Из формул (3.4) – (3.6), определяющих поляризованность, видно, что ее размерность равна Кл/м².

3.6 Диэлектрическая восприимчивость

Из материала, изложенного выше, нетрудно догадаться, что *главной характеристикой, отражающей электрические свойства диэлектрика, является зависимость поляризованности* (как реакции на внешнее воздействие) *от напряженности поля* (как внешнего воздействия). Опыт и теория показывают, что для подавляющего большинства диэлектриков зависимость $P(E)$ является линейной, а направления векторов \mathbf{P} и \mathbf{E} совпадают. Такие диэлектрики называются *линейными изотропными*, и для них, вместо характеристики $P(E)$ можно ввести параметр — коэффициент пропорциональности между P и E , называемый **абсолютной диэлектрической восприимчивостью**:

$$P = \chi_a \cdot E \Rightarrow \boxed{\chi_a = P/E} . \quad (3.7)$$

Чаще, однако, для описания чувствительности диэлектрика к действию поля используется безразмерная величина, называемая **относительной диэлектрической восприимчивостью**, равная отношению абсолютной восприимчивости к диэлектрической постоянной: $\chi = \chi_a / \epsilon_0$. В результате,

$$P = \varepsilon_0 \cdot \chi \cdot E \Rightarrow \boxed{\chi = P / \varepsilon_0 \cdot E} \quad (3.8)$$

Важно отметить *свойство аддитивности величины восприимчивости*, которая автоматически следует из свойства аддитивности величины поляризованности (3.6) — если диэлектрик состоит из различных сортов диполей и в нем имеют место различные виды поляризации, то восприимчивость может быть представлена как сумма восприимчивостей отдельных подсистем, или процессов. Это свойство является важным при анализе частотной зависимости диэлектрических параметров (см. ниже, пункт 3.9.1).

3.7 Электрическая индукция. Диэлектрическая проницаемость. Виды диэлектрических сред

Векторная величина, равная сумме поляризованности и напряженности, умноженной на диэлектрическую постоянную называется электрической индукцией .	$\mathbf{D} = (\varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}) \quad (3.9)$
---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	--------------------------------------------------------------------

Электрическая индукция не имеет строгого физического смысла, так как представляет собой линейную комбинацию величин различной природы. Она описывает *то* электрическое поле, которое существовало *бы* в пространстве, если все связанные заряды удалить, но сохранить свободные заряды при их неизменном пространственном распределении. Исторически сложилось так, что чаще, вместо характеристики $\mathbf{P}(\mathbf{E})$, диэлектрическую среду описывают характеристикой $\mathbf{D}(\mathbf{E})$.

Рассмотрим некоторые частные случаи диэлектрических сред и соответствующие зависимости $\mathbf{D}(\mathbf{E})$.

Диэлектрик называется линейным , если в каждой его области абсолютные значения напряженности и поляризованности пропорциональны друг другу, $P \sim E$, при условии, что направление вектора \mathbf{E} неизменно. В противном случае диэлектрик нелинеен .

Условие, поставленное в определении, можно опустить для так называемых *изотропных диэлектриков*, которые используются на практике чаще, чем *анизотропные*.

Диэлектрик является изотропным , если в нем вектор \mathbf{P} всегда совпадает по направлению с вектором \mathbf{E} . В противном случае диэлектрик анизотропен .

Анизотропными диэлектриками могут быть только монокристаллические материалы с пониженной кристаллической симметрией. В таких кристаллах смещение ионов под действием поля затруднено в одних направлениях, но облегчено в других. Поэтому, ионы «предпочтут» смещаться не строго по

направлению внешнего поля, а по одному из *направлений легкой поляризации*, ближайшему к направлению вектора напряженности. В результате, вектор поляризованности в этих материалах, в общем случае, не совпадает с направлением вектора напряженности.

Рассмотрим часто встречающийся на практике *случай, когда диэлектрик и линейен, и изотропен*. При этом векторы \mathbf{P} и \mathbf{E} пропорциональны и сонаправлены, откуда следует также пропорциональность и сонаправленность векторов \mathbf{D} и \mathbf{E} :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \mathbf{E} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E}, \quad (3.10)$$

где введено обозначение $\varepsilon = 1 + \chi$.

Безразмерная величина, равная относительной диэлектрической восприимчивости, увеличенной на единицу, называется **относительной диэлектрической проницаемостью** $\varepsilon = 1 + \chi$.

Для линейных диэлектриков *абсолютная диэлектрическая проницаемость*, равная произведению $\varepsilon_0 \varepsilon$, характеризует крутизну линейной зависимости $D(E)$.

Для *линейных, но анизотропных диэлектриков*, связь между векторами \mathbf{P} и \mathbf{E} выражается через *тензор восприимчивости* второго ранга, который в конкретной системе координат представляется как матрица размером 3×3 , преобразующаяся по определенным правилам при преобразовании координат. Соответственно, для связи векторов \mathbf{E} и \mathbf{D} вводится *тензор диэлектрической проницаемости*:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \hat{\chi} \mathbf{E}; \quad \mathbf{D} = \varepsilon_0 \hat{\varepsilon} \mathbf{E}, \quad (3.11)$$

где $\hat{\varepsilon} = \mathbf{I} + \hat{\chi}$; \mathbf{I} - единичный тензор (единичная матрица).

3.8 Емкость конденсатора

Конденсатор – это радиоэлемент, предназначенный для накопления электрической энергии и представляющий собой систему двух противоположно заряженных проводников, имеющих такую форму, при которой электрическое поле сосредоточено в ограниченной части пространства. Проводники, образующие конденсатор, называются **обкладками**.

Наиболее распространенным типом конденсаторов является *плоский конденсатор*. Его обкладки представляют собой две плоскопараллельные пластины, расположенные на расстоянии d , намного меньшем, чем их линейные размеры. В этом случае, поле действительно будет сосредоточено в

ограниченной части пространства, а именно, в узком зазоре между обкладками. Кроме того, это поле будет *однородным*. Для повышения емкости конденсатора и обеспечения жесткости системы обкладок, между ними чаще всего помещается прослойка из твердого диэлектрика.

Рассмотрим вначале конденсатор, у которого между обкладками отсутствует диэлектрическая прослойка. Зарядку конденсатора можно осуществить подсоединением к обкладкам источника напряжения. В источнике действуют сторонние силы, переносящие заряды с одного его полюса на другой против сил электрического поля (рисунок 3.7, а). Избыточные заряды противоположных знаков устремляются на внутренние поверхности обкладок, обеспечивая тем самым минимум энергии системы. Зарядка будет происходить до тех пор, пока разность потенциалов на конденсаторе не сравняется с ЭДС источника. Заряды разноименных знаков будут удерживаться именно на внутренних поверхностях металлических обкладок за счет электростатических сил взаимного притяжения. Таким образом, вместо изображения обкладок в натуральную величину, достаточно изобразить систему двух бесконечно тонких плоскостей с некоторой равномерно распределенной плотностью свободного заряда σ [Кл/м²] (рисунок 3.7, б). В соответствии с законами электростатики, между этими заряженными плоскостями должно возникнуть однородное поле с напряженностью

$$E = \sigma / \epsilon_0. \quad (3.12)$$

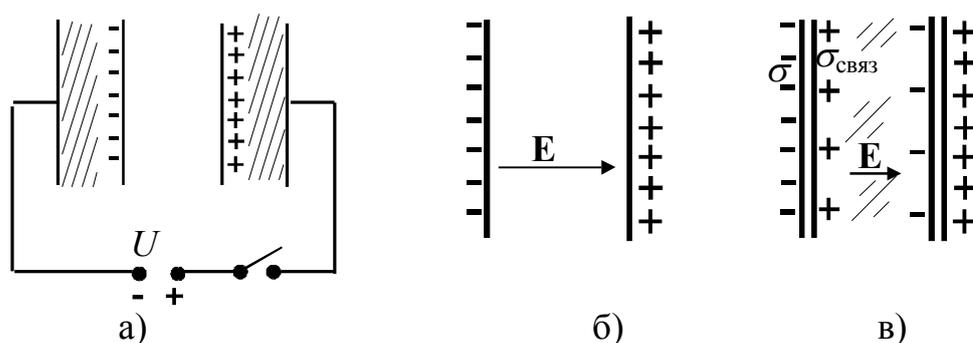


Рисунок 3.7 - Вакуумный конденсатор (а), его схематическое представление в виде заряженных плоскостей (б) и ослабление электрического поля при внесении диэлектрика в пространство между обкладками (в).

Умножая обе части на расстояние между обкладками d и учитывая, что $E \cdot d = U$ – напряжение на обкладках, получим

$$U = \sigma \cdot d / \epsilon_0. \quad (3.13)$$

Но σ – это отношение полного заряда обкладки Q к площади обкладки S , поэтому, с учетом (3.13), можно записать следующее соотношение между зарядом обкладок и напряжением на них:

$$Q = (\varepsilon_0 S/d) \cdot U. \quad (3.14)$$

Отношение величины свободного заряда конденсатора на обкладках к напряжению на нем называется **электрической емкостью конденсатора C** .

В системе СИ единица емкости – Фарада [Ф]. $1\text{Ф} \equiv 1\text{Кл/В}$

Емкость конденсатора, при условии, что между его обкладками отсутствует какой-либо материал, определяется лишь геометрическими параметрами системы и называется **геометрической емкостью C_0** .

Для плоского конденсатора, как следует из (7.3), геометрическая емкость равна

$$C_0 = \varepsilon_0 S/d \quad (3.15)$$

Проведем мысленный эксперимент. Пусть конденсатор заряжен и отключен от внешнего источника. На обкладках сосредоточен свободный заряд с плотностью σ , который сохраняется, так как обкладки изолированы $\sigma = \varepsilon_0 E = \text{const}$ (рисунок 3.7, б). Внесем в пространство между обкладками диэлектрик, так, чтобы он заполнил все это пространство. В этом случае, диэлектрик подвергается действию поля конденсатора и поляризуется. Поляризация приводит к тому, что на поверхностях диэлектрика, обращенных к обкладкам, формируется связанный заряд, противоположный по знаку свободному заряду соответствующей обкладки (рисунок 3.7, в; см. также подраздел 3.2 и рисунок 3.2). Толщина поверхностных заряженных областей равна среднему индуцированному полю плечу r_0 диполей, объем этих областей, равен, соответственно, $\Delta V = S \cdot r_0$, а их заряд равен

$$Q_{\text{связ}} = q \cdot n \cdot \Delta V = q \cdot n \cdot S \cdot r_0, \quad (3.16)$$

где q , n - заряд и концентрация диполей.

Но $q \cdot r_0$ – это средний момент диполя \bar{p}_e , откуда разделив (3.16) на величину площади конденсатора S , получим плотность связанного заряда:

$$\sigma_{\text{связ}} = n \cdot \bar{p}_e. \quad (3.17)$$

В соответствии с формулами (3.5) и (3.8), получим

$$\sigma_{\text{связ}} = |\mathbf{P}| = \varepsilon_0 \cdot \chi \cdot E. \quad (3.18)$$

Поскольку связанный заряд на границе обкладка–диэлектрик частично компенсирует свободный, конденсатор следует уже рассматривать как систему двух плоскостей с плотностью заряда, меньшей чем σ . Соответственно, и поле внутри конденсатора в результате поляризации внесенного диэлектрика снизится:

$$E = (\sigma - \sigma_{\text{связ}}) / \varepsilon_0. \quad (3.19)$$

Выражая из последнего равенства величину плотности свободного заряда на обкладках, и подставляя выражение для связанного заряда (3.18), получим:

$$\sigma = \varepsilon_0 \cdot (1 + \chi) \cdot E. \quad (3.20)$$

Для определения результирующей емкости после заполнения диэлектриком межобкладочного пространства следует сделать подстановки $\sigma = Q/S$ и $E = U/d$. Тогда, учитывая соотношение $\varepsilon = 1 + \chi$ (см. подраздел 3.7), получим:

$$Q = [\varepsilon_0 \cdot (1 + \chi) \cdot S/d] \cdot U = \varepsilon_0 \varepsilon \cdot S \cdot U/d. \quad (3.21)$$

С учетом данного выше определения, емкость конденсатора с диэлектриком равна

$$C = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon \cdot S/d = \varepsilon \cdot C_0. \quad (3.22)$$

Полученное выражение связано с иным определением диэлектрической проницаемости (по отношению к уже сформулированному в подразделе 3.7).

Относительной диэлектрической проницаемостью диэлектрика называется число, показывающее, во сколько раз, по отношению к геометрической емкости, увеличится емкость конденсатора при заполнении этим диэлектриком его межобкладочного пространства.

Таким образом, диэлектрик не только изолирует обкладки конденсатора друг от друга, но и *повышает его емкость относительно геометрической емкости*.

Другим, распространенным типом конденсатора, является *цилиндрический конденсатор*, образованный коаксиальными круговыми

цилиндрами с радиусами R_1 и R_2 и длиной L . Опуская элементарные выкладки, приведем выражение для емкости цилиндрического конденсатора:

$$C = 2\pi \cdot \varepsilon_0 \varepsilon \cdot L / \ln(R_2/R_1). \quad (3.23)$$

3.9 Виды поляризации

3.9.1 Классификация видов поляризации и их особенности

Физически, процесс поляризации может протекать по-разному и сопровождаться различными явлениями, поэтому, с учетом физических тонкостей поляризацию разделяют на виды и классы (рисунок 3.8). Принципиальные отличия *упругих* и *неупругих* видов поляризации отображены в таблице 3.1. *Спонтанная* поляризация – относительно редкое и уникальное явление, свойственное некоторым кристаллическим диэлектрикам, поэтому этот вид поляризации будет рассмотрен в отдельном разделе. В отличие от остальных видов поляризации, упругих и неупругих, спонтанная поляризация *обладает свойством нелинейности*.

Указанные в таблице отличия взаимно обусловлены. Если заряды связаны сильным внутренним полем, а внешнее электрическое поле и тепловые колебания не способны разорвать эти связи, то происходит небольшое смещение заряда в пределах действия упругих сил. Энергия внешнего источника поля, затраченная на смещение зарядов, практически полностью возвращается источнику после снятия поля, — в процессе обратного смещения во внешней цепи индуцируется ток, имеющий противоположное направление по отношению к току прямого смещения. Время установления упругих поляризаций мало, так как оно определяется динамическим смещением микрочастиц при воздействии на них поля.

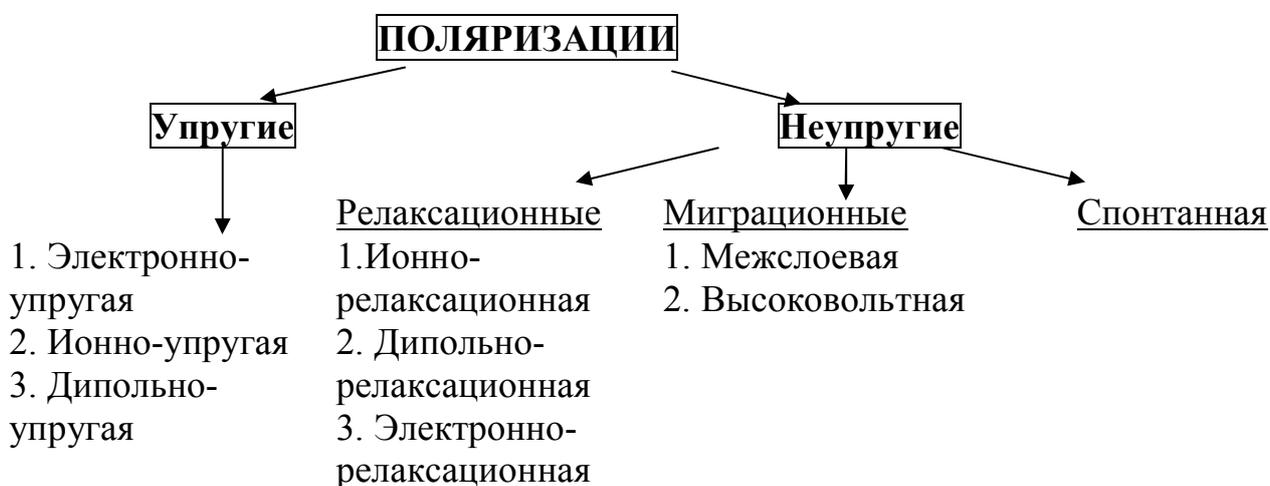


Рисунок 3.8 - Виды поляризации

Таблица 3.1 - Особенности упругих и неупругих видов поляризации

Упругие виды	Неупругие виды
1. Малое время установления $\tau < \sim 10^{-12}$ с	1. Относительно большое время установления $\tau > \sim 10^{-7}$ с
2. Малые смещения связанных зарядов (в пределах упругих сил), на расстояния значительно меньшие межатомных.	2. Смещение связанных зарядов происходит на расстояния порядка межатомных (упругие силы преодолеваются)
3. Отсутствие рассеяния энергии в виде тепла на радиочастотах	3. Имеют место потери энергии в виде тепла в процессе установления на радиочастотах

Если заряды "привязаны" к своему месту относительно слабо и способны, преодолев упругие силы, сместиться на расстояние, равное одному или нескольким межатомным расстояниям, то с неизбежностью возникает их взаимодействие с окружающими частицами. Таким образом, в процессе неупругой поляризации часть энергии внешнего поля будет передана среде в виде тепловой энергии. Следует заметить, что причиной возникновения неупругих поляризаций является совместное действие внешнего электрического поля и теплового движения частиц среды. Одно внешнее поле не способно разорвать даже слабые связи, поэтому релаксационная поляризация должна быть термоактивирована. Вследствие этого, характерное время установления поляризации определяется не динамикой смещения частиц в поле, а характерным временем термоактивационного прыжка (см. пункт 3.8.3).

Название "релаксационные" большинство неупругих видов поляризации получило из-за того, что процесс их установления во времени t описывается *релаксационными* законами, содержащими затухающие экспоненты типа $\exp(-t/\tau)$. Параметр τ , который называется *временем релаксации*, по сути определяет время установления данной поляризации. Любая релаксационная поляризация связана с перемещением связанного заряда на расстояния, соизмеримые, или большие, чем межатомные расстояния.

3.9.2 Упругие виды поляризации

Электронно-упругая поляризация (поляризация электронного упругого смещения) — это смещение электронных оболочек атомов относительно ядер под действием поля, в результате чего атомы обретают индуцированный момент (см. рисунок 3.1,а). Легче всего смещаются и деформируются внешние электронные оболочки. Результирующий

индуцированный момент относительно мал, поэтому, несмотря на то, что смещение электронных оболочек происходит в каждом атоме, восприимчивость *неполярных твердых диэлектриков* мала и составляет $\chi \sim 1 \div 2$. Соответственно, $\epsilon \sim 2 \div 3$. К неполярным твердым диэлектрикам, относятся, например, полимеры с симметричным строением звеньев (рисунок 3.9 (а, б)).



Рисунок 3.9 - Структурная схема неполярных полимеров: полиэтилена (а) и фторопласта-4 (тефлона) (б)

Электронная поляризация, в силу малой массы электрона устанавливается за очень малые времена $\tau \sim 10^{-15} \div 10^{-14}$ с. *Особенностью поляризации электронного упругого смещения является то, что она дает свой вклад в общую поляризацию в любом материале.*

Ионно-упругая поляризация (поляризация ионного упругого смещения) свойственна исключительно ионным кристаллам. Очевидно, что под действием поля в каждом ионе кристалла происходит электронная поляризация. Но гораздо больший вклад в общую восприимчивость вносят смещения самих ионов в пределах собственных упругих электростатических полей. Картину поляризации проиллюстрируем на примере кристалла типа NaCl (рисунок 3.10, а). Рассмотрим ионные цепи вдоль направления воздействия внешнего поля. Уже говорилось о том, что электрический момент сложной системы связанных зарядов можно представить как сумму элементарных моментов, относящихся к отдельным связям. В данном случае каждый ион с зарядом $\pm q$ можно мысленно разбить на две половинки. В отсутствии электрического поля электрические моменты каждого звена, одинаковы и равны значению $(qr_0)/2$, но чередуются по направлению и потому компенсируют друг друга. Суммарный момент всего кристалла получается нулевым. Действие поля приводит к смещению ионов положительного знака вдоль направления поля, а ионов отрицательного знака – против направления поля. В результате нарушения равенства плеч

диполей³ с противоположным направлением моментов, кристалл в целом обретает отличную от нуля поляризованность.

Восприимчивость ионно-упругой поляризации во многом определяется силами связи ионов в решетке и плотностью упаковки. Для большинства ионных кристаллов, в частности для щелочно-галогидных соединений, полная (вместе с электронно-упругой) восприимчивость составляет $\chi \sim 4 \div 10$ и, соответственно, $\varepsilon \sim 5 \div 11$. Некоторые ионные кристаллы, однако, имеют специфический характер поляризации, связанный с большими смещениями зарядов. К таким материалам относится, в частности рутил TiO_2 и ряд других титансодержащих соединений ($\chi, \varepsilon > 100$). В этих соединениях ион титана обладает, с одной стороны, большим зарядом (+4), с другой стороны, малым диаметром, что дает ему значительную свободу перемещения в пределах элементарной ячейки, размер которой определяется кислородными ионами, имеющими относительно большие размеры.

Характерные времена установления ионной поляризации значительно больше, чем времена установления электронной поляризации, и составляют $\tau \sim 10^{-13} \div 10^{-12}$ с, что объясняется большей инерционностью при смещении массивных ионов по отношению к смещению легких электронных оболочек. Однако эти времена являются малыми по сравнению с периодами радиосигналов, поэтому поляризации, связанные с упругим смещением атомных частиц, успевают достигнуть равновесных значений для каждого мгновенного значения напряженности поля на радиочастотах.

Дипольно-упругая поляризация свойственна полярным кристаллам, в которых, в отличие от ионных кристаллов, можно выделить отдельные молекулы, имеющие собственный электрический момент. К таким кристаллам относятся многие окислы, например, Al_2O_3 , In_2O_3 и другие. Без воздействия поля электрические моменты *компенсируют друг друга в силу строгой периодичности в их ориентации*. На рисунке 3.10-б для простоты вместо полярных молекул схематично изображены их моменты. При воздействии внешнего электрического поля каждый диполь, поворачиваясь на небольшой угол, обретает некоторый индуцированный момент, а весь кристалл — отличную от нуля поляризованность.

Следует подчеркнуть, что, как и в случае ионной поляризации, смещение зарядов при ориентации диполей мало в силу плотной упаковки молекул. Это отличает данную поляризацию от дипольно-ориентационной поляризации (см. пункт 3.8.3), при которой дипольные структуры способны поворачиваться на большие углы, что в свою очередь, эквивалентно перемещениям зарядов на расстояния порядка межатомных расстояний.

³ Поскольку электрический момент диполя пропорционален плечу диполя, при изображении вектора момента на рисунке, его "длину" можно условно принять равной расстоянию между ионами.

По параметрам дипольно-упругая поляризация сходна с ионной поляризацией. Она имеет те же характерные времена установления. Диэлектрическая проницаемость кристаллов, в которых доминирует этот вид поляризации, имеет порядок $\varepsilon \sim 5 \div 30$.

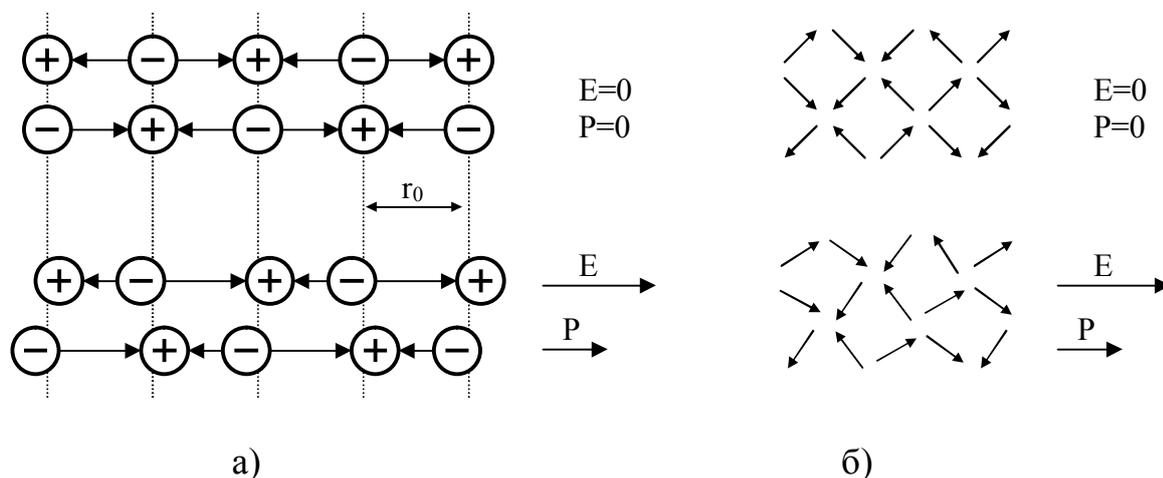


Рисунок 3.10 - Схемы, поясняющие возникновение ионно-упругой (а) и дипольно-упругой (б) поляризации.

3.9.3 Неупругие виды поляризации

Ионно-релаксационная поляризация вносит значительный вклад в общую поляризацию в ионных диэлектриках с неплотной упаковкой ионов, например, в неорганических стеклах, в некоторых кристаллических веществах с сильно дефектной структурой. Наличие большого числа дефектов типа вакансий в этих материалах способствует миграции ионов на расстояние одной, или нескольких постоянных решетки. Многие закономерности релаксационных видов поляризации и их отличия от упругих видов могут быть поняты из энергетической модели состояний ионов и молекул в структуре кристаллов. Рассмотрим, например, отличия в характере *смещения ионов* при упругой и релаксационной поляризациях. Для этого полезно смоделировать состояния ионов в кристаллической решетке в виде зависимости их потенциальной энергии от координаты. При температуре абсолютного нуля состояние каждого иона соответствовало бы минимуму потенциальной энергии, иначе говоря, ионы находились бы на дне потенциальных ям. При конечной температуре ионы кристалла совершают колебания, то есть обладают кинетической энергией u , которая, в среднем, составляет порядок kT , но является случайной величиной, распределенной по закону Больцмана. Отдельный ион может обладать энергией, значительно большей, чем средняя, однако, вероятность этого мала, и составляет

$\exp(-u/kT)$. Например, вероятность того, что отдельный ион имеет энергию, более чем в 10 раз большую средней, составляет $\sim 10^{-5}$ — 10^{-4} , а вероятность того, что энергия превысит среднюю более, чем в 100 раз, составляет $\sim 10^{-44}$. Такое стечение обстоятельств, при котором колебания решетки "сфокусируются" на каком-либо ионе и передадут ему энергию $\geq 100 kT$, является практически невозможным. Случай же передачи энергии $\geq 10 kT$, для всего кристалла уже является не столь редким. В кристалле размером $\sim 1 \text{ см}^3$, содержащем $\sim 10^{22}$ — 10^{23} ионов, такой энергией в каждый момент времени будут обладать $\sim 10^{17}$ — 10^{19} ионов.

Приведенные цифры полезны для дальнейших рассуждений. При комнатной температуре значение $kT \sim 0.025$ эВ, а глубина потенциальной ямы для иона, находящегося в регулярном узле кристалла составляет, как правило, более 1эВ (энергия ионной связи). Поэтому, процесс разрыва связей и уход иона со своего места за счет тепловых флуктуаций является маловероятным. Если же ион окружен дефектными участками кристалла (в предельном случае, находится в аморфном веществе), глубина потенциальной ямы может оказаться значительно меньшей.

В качестве примера кристалла с дефектами удобно рассмотреть кристалл NaCl с примесью CaCl_2 (рисунок 3.11, а). Двухзарядные ионы Ca^{2+} замещают часть ионов Na^+ , создавая избыточный, равный элементарному, эффективный заряд участка кристалла q . Избыток ионов хлора, привнесенный примесью, создает вакансии ионов Na^+ , имеющие такой же по величине отрицательный эффективный заряд $-q$. Оба вида дефектов (вакансии и атомы замещения), имея эффективные заряды противоположных знаков, притягиваются, образуя пары, которые можно представить как диполи. В таком ассоциате, уже при комнатной температуре ион кальция способен эпизодически перепрыгивать в вакансию в силу того, что энергетический барьер u_0 для этого прыжка относительно мал. Каждый такой прыжок означает обмен местами между ионом и вакансией, или переориентацию диполя на 180° . Каждое из двух состояний энергетически эквивалентно, однако для перехода из одного в другое иону необходимо получить энергию, не меньшую энергии активации прыжка u_0 .

При отсутствии внешнего поля частота перескоков слева направо ν_{\rightarrow} равна частоте перескоков справа налево ν_{\leftarrow} .

Наложение внешнего поля эквивалентно для положительного иона появлению "энергетического уклона" в сторону направления поля (рисунок 3.11, б). В результирующей энергетической структуре (рисунок 3.11, в), высота барьера для перескока слева направо снижается, а для перескока справа налево повышается на одну и ту же небольшую величину

$$\Delta u = q \cdot E \cdot a / 2, \quad (3.24)$$

где E – напряженность внешнего поля.

В результате, частоты перескоков для каждого иона справа налево v_{\leftarrow} и слева направо v_{\rightarrow} , будут отличаться:

$$v_{\leftarrow} = f \cdot e^{-(u_0 + \Delta u)/kT}, \quad v_{\rightarrow} = f \cdot e^{-(u_0 - \Delta u)/kT}, \quad (3.25)$$

где f – собственная частота колебаний иона, которая не зависит от температуры, а зависит от его массы и структуры кристаллического поля.

На основе несложных вычислений можно показать, что после резкого возникновения электрического поля разность между концентрациями «правых» и «левых» диполей будет увеличиваться во времени по релаксационному закону

$$\Delta n = N \cdot (v_{\rightarrow} - v_{\leftarrow}) / (v_{\rightarrow} + v_{\leftarrow}) \{1 - \exp[-(v_{\rightarrow} + v_{\leftarrow}) t]\}, \quad (3.26)$$

где N – общая концентрация диполей,

t – время, прошедшее от начала приложения поля.

Полагая, что величина момента каждого диполя равна p_e , из последнего выражения определим поляризованность:

$$P(t) = P_{\infty} [1 - e^{-t/\tau}], \quad (3.27)$$

где $P_{\infty} \equiv P(t=\infty) \equiv p_e N (v_{\rightarrow} - v_{\leftarrow}) / (v_{\rightarrow} + v_{\leftarrow})$;

$\tau \equiv 1 / (v_{\rightarrow} + v_{\leftarrow})$.

Используя выражение (3.25), запишем явный вид значений τ и P_{∞} :

$$\tau = 1/[2 \cdot f \cdot \text{ch}(q \cdot E \cdot a/kT)] \cdot e^{u_0/kT} \approx 1/(2f) \cdot e^{u_0/kT}, \quad (3.28-1)$$

$$P_{\infty} = p_e \cdot N \cdot f \cdot \text{sh}(q \cdot E \cdot a/kT) / \text{ch}(q \cdot E \cdot a/kT) \approx p_e \cdot N \cdot f \cdot q \cdot E \cdot a/kT. \quad (3.28-2)$$

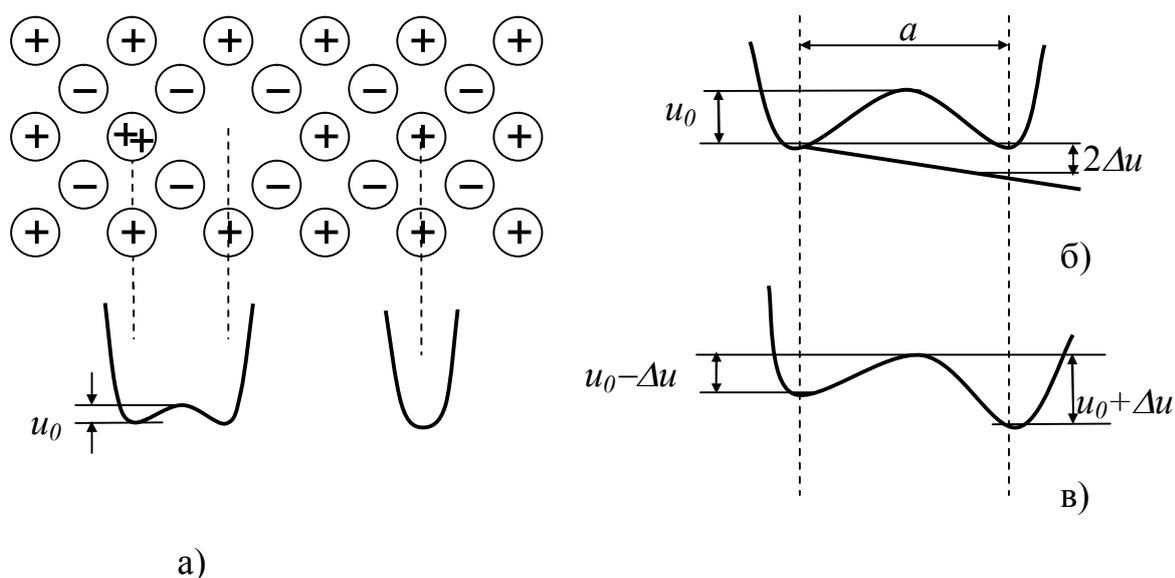


Рисунок 3.11 - Дипольная структура двухзарядный ион – вакансия в ионном кристалле и соответствующая потенциальная энергия двухзарядного иона (а). Наложение внешнего поля эквивалентно появлению "энергетического уклона" (б), что в итоге приводит к асимметрии потенциальной ямы.

Приближенные равенства в (3.28) записаны с учетом того, что для комнатных температур и любых полей, вплоть до предпробойных, выполняется условие $q \cdot E \cdot a \ll kT$. Из последних выражений следует, что статическая восприимчивость $\chi = P_\infty / \epsilon_0 E$ обратно пропорциональна температуре, а время релаксации резко уменьшается с ростом температуры:

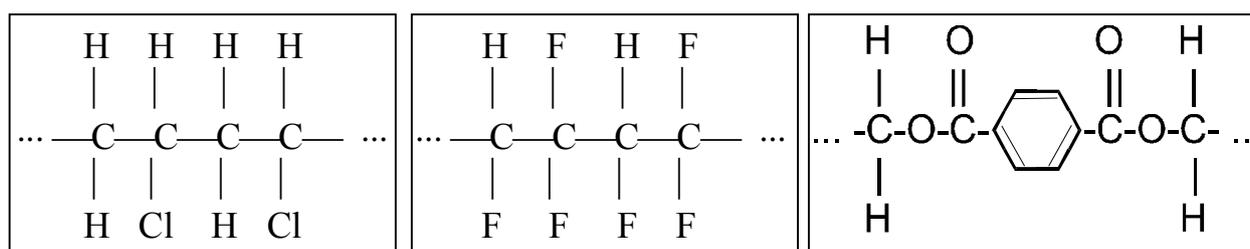
$$\begin{aligned} \chi &\sim 1/T ; \\ \tau &\sim \exp(u_0/kT). \end{aligned} \quad (3.29)$$

Пропорции (3.29), указывающие на сильную зависимость параметров поляризации от температуры, характерны для любой из рассмотренных в этом разделе релаксационных видов поляризации.

Ионно-релаксационная поляризация в значительной степени проявляется также в аморфных соединениях, содержащих большое количество слабо закрепленных ионов. Например, в обычном оконном стекле релаксационная поляризация вызвана перемещением ионов натрия или калия в местах разрыхления решетки SiO_2 . Глубина, ширина и ориентация потенциальных ям для ионов различны, но общие свойства подобны тем, о которых говорилось выше (релаксационность, зависимости χ и τ от температуры и др.).

Дипольно-релаксационная поляризация (ориентационная поляризация). Типичными представителями диэлектриков, обладающих дипольно-релаксационной поляризацией, являются полярные жидкости, в которых поляризация происходит за счет поворота полярных молекул. В жидкостях молекулы относительно свободны, и в процессе поворота преодолевают небольшие потенциальные барьеры связанные с действием *межмолекулярных сил* (см. пункт 1.3.2). Температура и поле играют ту же роль, что и в ионно-релаксационной поляризации: температура активизирует перескоки из одной потенциальной ямы в другую, а поле создает дисбаланс в количествах перескоков по- и против направления поля.

В твердых диэлектриках сложные молекулы лишены возможности поворачиваться целиком на большие углы. Однако в рыхлых полярных полимерах некоторые поперечные молекулярные звенья могут поворачиваться относительно оси углеродных цепей. Если звено полярно, то электрическое поле, ориентированное перпендикулярно связям -C-C- будет стимулировать ориентацию электрического момента звена по направлению поля. Примеры полярных полимеров приведены на рисунке 3.12. Следует отметить, что электрические свойства фторопласта-3 сильно отличаются от свойств фторопласта-4 (рисунок 3.9, б), поскольку у него каждое второе поперечное звено оказывается сильно полярным. Фторопласт-3, обладает значительными релаксационными потерями и сильной частотной зависимостью диэлектрической проницаемости. При низких частотах значение диэлектрической проницаемости фторопласта-3 более чем в два раза выше чем у фторопласта-4, несмотря на то, что плотности этих веществ отличаются мало. Этот факт убедительно доказывает существенный вклад ориентационной поляризации в общую восприимчивость диэлектрика.



Поливинилхлорид (ПВХ) Фторопласт-3 Полиэтилентерефталат (лавсан)

Рисунок 3.12. Примеры молекул полярных полимеров

Электронно-релаксационная поляризация. В некоторых диэлектриках может содержаться относительно большое количество электронов и дырок, захваченных на неглубокие ловушки. В пределах ловушки возможно наличие нескольких энергетических минимумов для захваченных носителей заряда. Механизм их перескоков из одного устойчивого положения в другое подобен

механизму ионно-релаксационной поляризации. Электронно-релаксационная поляризация дает существенный вклад в общую поляризацию, например, в ряде титанатов, используемых в конденсаторной керамике.

Миграционные виды поляризации нельзя считать поляризациями в полном смысле этого слова, поскольку они обусловлены переносом заряженных частиц на значительные расстояния, сравнимые с размерами неоднородностей диэлектрического слоя. В то же время, эти явления оказывают влияние на частотные зависимости диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь, подобно релаксационным видам.

Межслоевая поляризация наблюдается в диэлектриках с неоднородной структурой. За счет того, что на границах раздела фаз могут скапливаться заряды, создается эффект добавочной поляризации. На рисунке 3.13 представлен простейший случай двухслойного диэлектрика, состоящего из материалов с различными восприимчивостями и проводимостями. В поляризующем поле у этих материалов образуется поверхностный заряд различной плотности. Если теперь мысленно сложить слои вместе, то на границе раздела полной компенсации заряда не произойдет, и в результате будет образовано три заряженные поверхности, две - наружные и одна - внутренняя, на границе раздела фаз. Знак внутреннего заряда определяется направлением поля и соотношением параметров диэлектриков - их проводимостей и проницаемостей.

Высоковольтная поляризация проявляется при воздействии поля на слабо закрепленные ионы, имеющиеся в материале. При этом, положительно заряженные ионы устремляются к отрицательному электроду, а отрицательно заряженные ионы — к положительному. Если обмен зарядами на электродах затруднен, то заряды скапливаются вблизи электродов, создавая эффект поляризации. Эту поляризацию принято описывать ЭДС *высоковольтной поляризации* U_p , имеющей противоположный знак по отношению к внешнему приложенному напряжению U . Результирующая средняя напряженность поля в диэлектрике вычисляется как $E_{cp} = (U - U_p) / d$. Величина U_p может составлять значительную часть U .

Из-за опасности, которую создает эта поляризация при эксплуатации высоковольтных конденсаторов, она получила свое название, хотя это явление имеет место при любых напряжениях (*явление абсорбции в конденсаторах*). Формирование приповерхностного внутреннего заряда происходит относительно медленно. Так же медленно заряд рассредоточивается при снятии внешнего напряжения. После снятия напряжения с обкладок

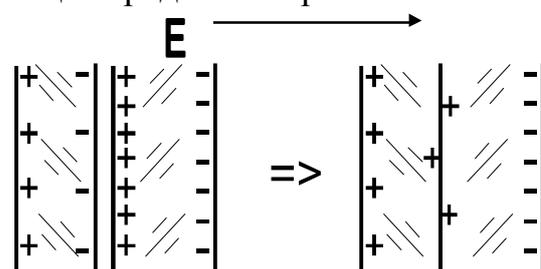


Рисунок 3.13 - К объяснению появления связанного заряда на границе раздела фаз

конденсатора путем их замыкания через проводник, спустя некоторое время на обкладках вновь индуцируется заряд за счет обратной миграции ионов.

3.10 Зависимость диэлектрической проницаемости от различных факторов

3.10.1 Зависимость ε от частоты напряжения

Как и для всякого другого физического процесса, для установления поляризации требуется некоторое время. Наименьшего времени установления ($\tau \sim 10^{-16} \div 10^{-15}$ с) требует электронно-упругая поляризация, поскольку электроны являются легкими частицами, реагирующими на действие внешнего поля почти мгновенно. Большого времени ($\tau \sim 10^{-13} \div 10^{-12}$ с) требуется для установления других видов упругой поляризации, поскольку в них принимают участие более тяжелые ионы и молекулы. Релаксационные виды поляризации имеют широкий спектр времен установления, так как эти времена определяются не столько динамическими свойствами частиц в поле, сколько их окружением и внешними условиями, особенно температурой. Из сказанного следует, что в переменном электрическом поле тот, или иной вид поляризации будет давать свой вклад полностью при условии, что характерное время установления поляризации намного меньше, чем период колебаний

$$\tau \ll T = 1/f, \quad (3.30)$$

где f - частота напряженности поля.

Отсюда же следует, что поляризованность, восприимчивость и проницаемость диэлектрика, имеющего в своем составе набор связанных зарядов различной природы будут зависеть от частоты поля. *При воздействии постоянного поля* восприимчивость максимальна, и ее можно представить суммой восприимчивостей всех составляющих поляризации, однако, *при воздействии переменного поля* из общего списка слагаемых будут исключаться те, у которых характерное время установления меньше периода колебаний. На зависимости $\varepsilon(f)$ могут наблюдаться плавные ступеньки спада (в области релаксационных видов поляризации), или ступеньки спада с экстремумами (в области упругих видов поляризации). Несложные, но довольно громоздкие теоретические рассуждения можно обобщить в формуле

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \sum_i \chi_{yi} \frac{1 - \omega^2 / \omega_{0i}^2}{(1 - \omega^2 / \omega_{0i}^2)^2 + \Gamma_i^2 \omega^2 / \omega_{0i}^2} + \sum_j \chi_{pj} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_j^2}, \quad (3.31)$$

где $\omega \equiv 2\pi f$ – круговая частота; χ_{yi}, χ_{pj} – статические восприимчивости i -й упругой и j -й релаксационной поляризации; ω_{0i} – собственная круговая частота колебаний частиц i -го сорта; Γ_i – безразмерный параметр затухания упругих колебаний частиц i -го сорта; τ_j – время релаксации при установлении j -й релаксационной поляризации.

В области радиочастот ($f < 10^{10}$ Гц) выполняется соотношение $f \ll \omega_0/2\pi$, и наиболее стабильными электрическими параметрами будут обладать неполярные диэлектрики, в которых имеют место лишь упругие виды поляризации, — их проницаемость практически не зависит от частоты. Если диэлектрик полярный, то есть в нем имеют место релаксационные процессы, то зависимость $\varepsilon(f)$ может оказаться существенной, особенно в области частот $f \sim 1/\tau_j$.

На рисунке 3.14 схематично представлен диэлектрический спектр (частотные зависимости диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь) гипотетического материала, в котором имеют место все классы поляризации. Показаны соответствующие значения восприимчивостей. В области низких частот f могут наблюдаться релаксационные поляризации. В материале может быть представлен широкий спектр релаксационных поляризаций с различными τ , при этом отдельные ступеньки спада диэлектрической проницаемости могут сливаться в один спадающий участок. Межслоевая и высоковольтные поляризации, как правило, дают свой вклад на инфранизких частотах $f \sim < 100$ Гц. Вклад упругих видов поляризации ионных материалов стабилен до тех пор, пока частота не достигнет области ближнего инфракрасного излучения ($\sim 10^{12} \div 10^{13}$ Гц) и не сравняется с собственной частотой колебаний ионов в кристаллической решетке. Возникающий резонанс ионов приводит вначале к резкому увеличению размаха их колебаний в поле упругих сил, и аномальному возрастанию поляризованности и диэлектрической проницаемости. Далее, с увеличением частоты, происходит выброс восприимчивости в отрицательную область за счет того, что ионы начинают колебаться в противофазе с внешним полем.

При более высоких частотах, вдали от резонанса, ионная поляризация полностью "выключается", и суммарная проницаемость определяется лишь смещением электронных оболочек.

В справочных таблицах иногда указывают две проницаемости, статическую ε^0 , измеренную на малых частотах и оптическую, измеренную на оптических частотах $\varepsilon^\infty = 1 + \chi_{\varepsilon-y}$, где $\chi_{\varepsilon-y}$ – восприимчивость электронно-упругой составляющей. Согласно теории, оптическая проницаемость равна квадрату коэффициента преломления материала $\varepsilon^\infty = n^2$.

Тангенс угла диэлектрических потерь характеризует относительные потери энергии в диэлектрике (относительно полной энергии, передаваемой

электрическим полем, см. подраздел 3.10). Из рисунка видно, что спад диэлектрической проницаемости соответствует, как правило, максимуму тангенса угла потерь. Во всех материалах возникают потери сквозной проводимости, обуславливающие беспредельный низкочастотный гиперболический рост $tg\delta$ с понижением частоты до нулевого значения.

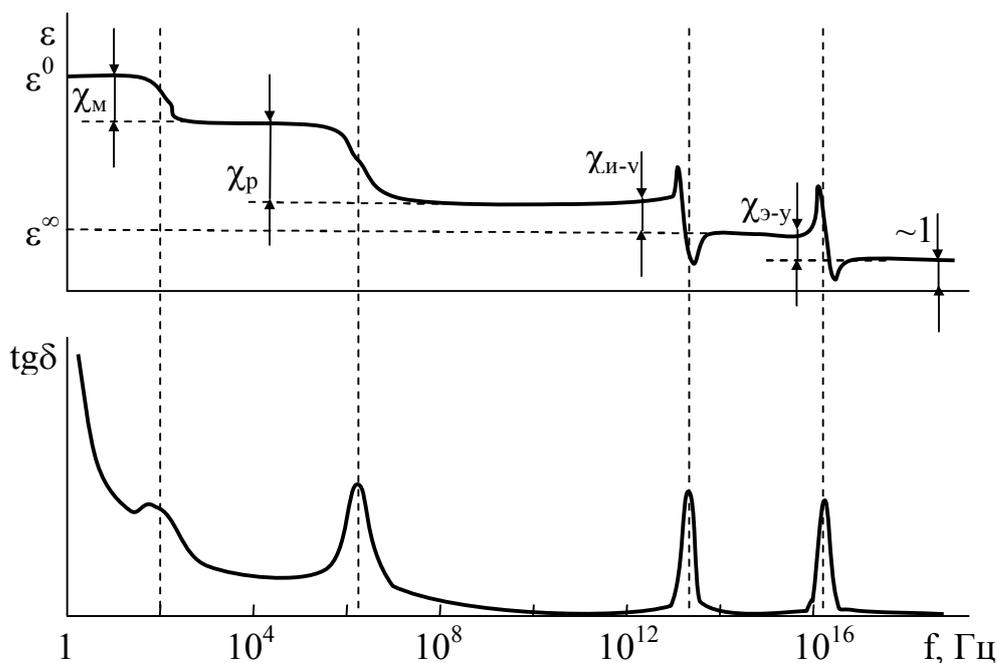


Рисунок 3.14 - Полный диэлектрический спектр. Обозначения: χ_m , χ_r , $\chi_{и-у}$, $\chi_{э-у}$ — статические восприимчивости соответственно миграционной, релаксационной, ионно-упругой и электронно-упругой поляризации.

3.10.2 Зависимость ε от агрегатного состояния вещества

Газы. При нормальных условиях (~ 300 К; 760 мм рт. ст.) концентрация частиц в газе более чем на три порядка величины меньше, чем в конденсированных средах. Так как величина диэлектрической восприимчивости пропорциональна концентрации частиц, то восприимчивости газов, образованных даже сильно полярными молекулами, относительно малы и значительно меньше единицы. Отсюда следует, что для любого газа при нормальных условиях *диэлектрическая проницаемость близка к единице*. Например, для воздуха (который в основном состоит из неполярных молекул) $\varepsilon = 1,00057$.

Жидкие диэлектрики широко используются как изоляция, особенно в силовых и высоковольтных устройствах. Использование диэлектрических жидкостей в конденсаторах способствует увеличению их емкости и электрической прочности. Как правило, используются *предельные*

углеводороды (нефтяные масла), относящиеся к классу неполярных диэлектриков, имеющие сравнительно низкую проницаемость $\varepsilon \sim 2 — 3$. Практическое применение находят также *полярные* искусственные и природные *жидкости*, обладающие повышенными значениями проницаемостей $\varepsilon \sim 4 — 5$. Условно, жидкость считается полярной, если электрический момент ее молекулы превышает 0,5 Дб. Жидкости с большими значениями диэлектрической проницаемости, как правило, не могут быть использованы как диэлектрики из-за того, что сильные электрические поля молекул приводят к диссоциации соседних молекул с образованием ионизированных радикалов (самодиссоциация). За счет относительно свободного движения частиц, образующиеся ионы оказываются пространственно разделенными, то есть свободными носителями заряда⁴, а сама жидкость обладает электролитической проводимостью. Например, вода, очищенная от примесных ионов, имеет большую проницаемость ($\varepsilon = 81$), но обладает и относительно высокой проводимостью за счет большого количества ионов H^+ и OH^- ($\rho < 10^5$ Ом/м). Так же как и для газов, поляризация в жидкостях может быть обусловлена, в основном, упругим электронным смещением и дипольно-ориентационным процессом.

В **твердых диэлектриках**, наряду с электронно-упругой и ориентационной наблюдаются другие виды поляризации, которые обусловлены кристаллическим, или поликристаллическим строением. Отсюда — столь широкий диапазон значений диэлектрических проницаемостей твердых диэлектриков — от 2–3 (для неполярных полимеров) до десятков — сотен тысяч у *сегнетоэлектриков*. В кристаллических материалах может возникать *анизотропия* поляризации и, соответственно, анизотропия величины ε (см. подраздел 3.7). К особенностям твердых диэлектриков относится также способность многих кристаллов поляризоваться не только за счет действия электрического поля, но и за счет действия других внешних факторов (градиента температуры, механических напряжений, света и др.).

3.10.3 Зависимость ε от температуры

В материалах с чисто электронной поляризацией наблюдается слабое, практически линейное снижение диэлектрической проницаемости с ростом температуры T . Объяснение этому тривиальное — с возрастанием температуры всякое вещество расширяется и снижается концентрация молекул — при этом, очевидно, снижаются поляризованность и восприимчивость. В самом деле, опыты с неполярными материалами

⁴ За счет кулоновских ориентационных взаимодействий отдельный ион окружает себя плотной сольватной оболочкой, состоящей из недиссоциированных молекул. Поэтому, реальными носителями заряда являются ионы, одетые в "шубу" из нейтральных частиц.

указывают на приблизительное равенство по модулю температурных коэффициентов объемного расширения и диэлектрической проницаемости: $TK\varepsilon \approx -TKV$.

В ионных диэлектриках объемное расширение материала приводит к возрастанию эффективного размера плеча каждой ионной связи, а потому и к увеличению эффективного индуцированного момента, приходящегося на один ион. Связанный с этим эффект увеличения восприимчивости ионной поляризации, как правило, доминирует над уменьшением восприимчивости электронной поляризации, и в целом, температурная зависимость диэлектрической проницаемости ионных кристаллов оказывается возрастающей.

Исключение составляют некоторые ионные кристаллы с отрицательным значением $TK\varepsilon$, в частности, ряд титанатов, в которых электронную и ионную составляющую поляризацию нельзя считать физически независимыми. Например, в оксиде титана (TiO_2) $TK\varepsilon \approx -7,4 \cdot 10^{-4} K^{-1}$.

Таким образом, практически во всех материалах, в которых отсутствуют релаксационные виды поляризации, зависимость $\varepsilon(T)$ является монотонной и слабой с $TK\varepsilon \sim \pm 10^{-5} — 10^{-4} K^{-1}$.

В полярных диэлектриках, температурная зависимость диэлектрической проницаемости может быть гораздо более сложной, и связано это, прежде всего, с сильными зависимостями от температуры значений восприимчивости и времени релаксации (см. пункт 3.8.3). Предположим, что диэлектрик имеет один тип релаксаторов, и поэтому на частотной зависимости диэлектрической проницаемости имеется ступенька спада. Рассмотрим несколько частотных характеристик, измеренных при различных температурах $T_1 < T_2 < T_3 < T_4$. В соответствии с пропорциями (3.29), такое семейство частотных характеристик будет качественно соответствовать кривым рисунка 3.15,а. Допустим, диэлектрик сначала находится при относительно низкой температуре T_1 , и на него подано напряжение с достаточно большой фиксированной частотой, такой, что $f_0 > 1/\tau(T_1)$. При такой температуре релаксационная поляризация не активирована и значения ε относительно низки. Повышение температуры при фиксированной частоте f_0 , как видно из рисунка 3.15 (а), вначале приводит к росту ε , а затем к относительно медленному спаду. Соответствующая явная зависимость $\varepsilon(T)$ при фиксированной частоте f_0 показана на рисунке 3.15 (б). Таким образом, в полярных диэлектриках зависимость $\varepsilon(T)$ может иметь вид кривой с максимумом.

Физическая трактовка проста. Вначале рост температуры стимулирует перескоки ионов и диполей. Однако после того как процесс поляризации активирован, температура играет отрицательную роль в отношении к поляризации, — перескоки становятся столь частыми, что вероятность перескоков с ориентацией моментов в сторону поля все более сравниваются с

вероятностью обратных перескоков. Температура все более нарушает поляризационный порядок, иными словами, при повышении температуры, тепловые колебания вносят все больший хаос в ориентацию моментов диполей.

С повышением частоты возбуждающего поля зависимость $\varepsilon(T)$ несколько изменяется. Нетрудно показать на качественном уровне, что при этом максимум зависимости $\varepsilon(T)$ смещается в сторону больших температур.

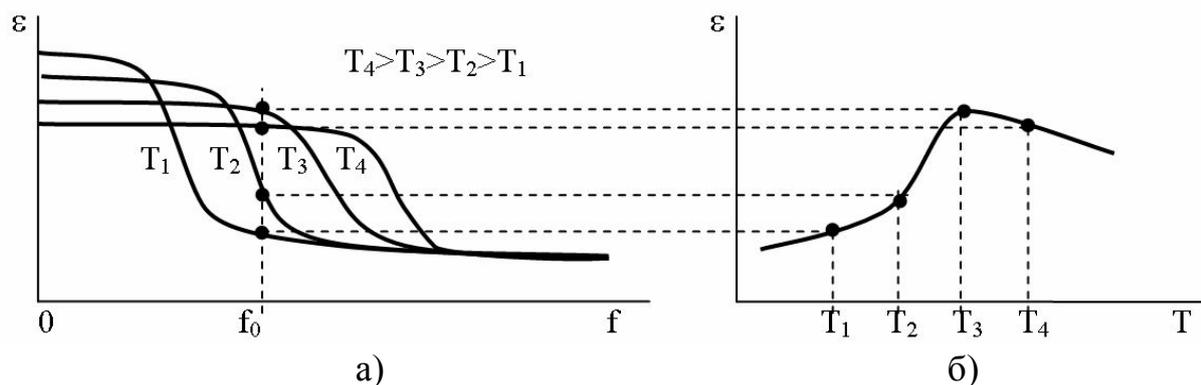


Рисунок 3.15

3.10.4 Зависимость ε от состава. Эффективная диэлектрическая проницаемость неоднородных диэлектриков

Многие диэлектрики, используемые в конденсаторах, представляют собой мелкодисперсную физическую смесь нескольких веществ с различными диэлектрическими проницаемостями. В связи с этим возникает интересная задача - заранее предсказать, какова будет эффективная проницаемость смеси, если известны диэлектрические проницаемости $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_N$, и объемные содержания $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_N$ (отношение объема, занимаемого данной фазой, к общему объему: $\theta_i = V_i/V$) каждого компонента в этой смеси. Существует несколько рецептов определения этого параметра. Наиболее часто используется формула Лихтенеккера. Прежде чем получить ее, рассмотрим не менее практически значимые виды неоднородностей, когда межфазные границы представляют собой плоскости (иными словами диэлектрик состоит из слоев различных материалов), ориентированные по отношению к направлению электрическому полю по-разному. Рассмотренная ниже теория двухслойных диэлектриков легко обобщается для многослойных диэлектриков.

1) Граница расположена параллельно вектору напряженности.

Этот случай соответствует конденсатору, в межобкладочном пространстве которого расположены два диэлектрика так, что их общая

граница ортогональна обкладкам (рисунок 3.16, а). Пусть материал с проницаемостью ε_1 занимает часть площади обкладок S_1 , а материал с проницаемостью ε_2 - другую часть площади, равную S_2 . Тогда, конденсатор можно рассматривать как два параллельно соединенных конденсатора с соответствующими параметрами $\varepsilon_1, S_1, C_1, d$ и $\varepsilon_2, S_2, C_2, d$, причем, $C=C_1+C_2$. Применяя формулу (7.11), получим:

$$C=\varepsilon_0\cdot\varepsilon_1\cdot S_1/d + \varepsilon_0\cdot\varepsilon_2\cdot S_2/d. \quad (3.32)$$

С другой стороны общая емкость $C=\varepsilon_0\cdot\varepsilon_{\text{эфф}}\cdot S/d$, откуда, после сокращений и некоторых преобразований, следует:

$$\varepsilon_{\text{эфф}} = \varepsilon_1\cdot S_1/S + \varepsilon_2\cdot S_2/S. \quad (3.33)$$

При наличии N слоев можно аналогично получить общее выражение:

$$\varepsilon_{\text{эфф}} = \sum_{i=1}^N \theta_i \varepsilon_i \quad . \quad (3.34)$$

В нем учтено, что для данного расположения границ $\theta_i = S_i/S$.

2) Граница расположена перпендикулярно вектору напряженности.

Этот случай соответствует конденсатору, в межобкладочном пространстве которого расположены два диэлектрических слоя так, что их граница параллельна обкладкам (рисунок 3.16, б). Пусть материал с проницаемостью ε_1 занимает часть толщины d_1 , а материал с проницаемостью ε_2 - другую часть— d_2 . Тогда, конденсатор можно рассматривать как два последовательно соединенных конденсатора с соответствующими параметрами $\varepsilon_1, S, C_1, d_1$ и $\varepsilon_2, S, C_2, d_2$, для которого, $1/C=1/C_1+1/C_2$. Применяя формулу (7.11), получим:

$$C = [d_1/(\varepsilon_0\cdot\varepsilon_1\cdot S) + d_2/(\varepsilon_0\cdot\varepsilon_2\cdot S)]^{-1}. \quad (3.35)$$

С другой стороны $C=\varepsilon_0\cdot\varepsilon_{\text{эфф}}\cdot S/d$, откуда, после сокращений и некоторых преобразований, следует:

$$1/\varepsilon_{\text{эфф}} = (d_1/d)\cdot(1/\varepsilon_1) + (d_2/d)\cdot(1/\varepsilon_2). \quad (3.36)$$

При наличии N слоев можно аналогично получить общее выражение

$$1/\varepsilon_{\text{эфф}} = \sum_{i=1}^N \theta_i 1/\varepsilon_i \quad . \quad (3.37)$$

В нем учтено, что для данного расположения границ $\theta_i = d_i/d$.

3) Хаотическое расположение границ по отношению к вектору напряженности в мелкодисперсной смеси.

На рисунке 3.16, в дано изображение сложного диэлектрика для рассматриваемого случая (с преувеличением размеров частиц). Интуитивно, понятно, что данный случай является промежуточным по отношению к первым двум. В самом деле, любой фрагмент границы каждой частицы можно в пределе аппроксимировать ступенчатой границей с чередующимися поверхностями, расположенными параллельно и перпендикулярно направлению поля при стремлении размера ступенек к нулю. Поэтому, в смеси оба случая будут давать вклад с равной вероятностью. Чтобы получить результирующую формулу, заметим, что формулы (7.15) и (7.18) можно привести к общему виду

$$\varepsilon_{\text{эфф}}^x = \sum_{i=1}^N \theta_i \varepsilon_i^x, \quad (3.38)$$

где показатель степени x для первого рассмотренного случая следует положить равным единице, а для второго — минус единице. Основываясь на вышесказанном, можно предположить, что третий случай соответствует промежуточному значению $x=0$. Однако, подстановка значения $x=0$ в (7.19) не дает соотношения между проницаемостями, а лишь очевидное соотношение между значениями содержания компонент:

$$\sum_{i=1}^N \theta_i = 1. \quad (3.39)$$

Для получения соотношения между проницаемостями при $x=0$ воспользуемся правилом, согласно которому, если функции переменной x тождественно равны, то тождественно равны и их производные. Дифференцируя по x функции, стоящие в обеих частях равенства (7.19), а затем, полагая $x=0$, получим выражение:

$$\ln \varepsilon_{\text{эфф}} = \sum_{i=1}^N \theta_i \ln \varepsilon_i, \quad (3.40)$$

или, более явное выражение

$$\varepsilon_{\text{эфф}} = \prod_{i=1}^N \varepsilon_i^{\theta_i}. \quad (3.41)$$

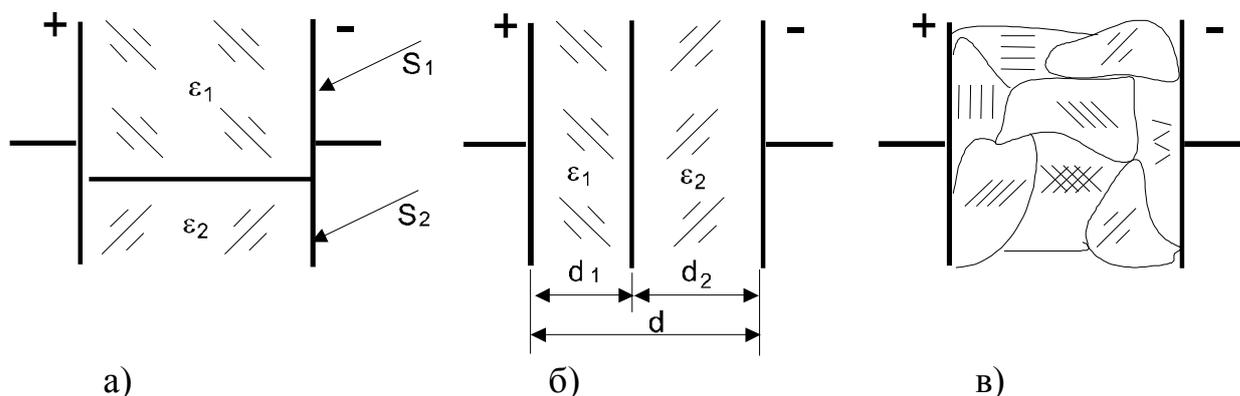


Рисунок 3.16 – Различная ориентация границ раздела фаз в неоднородных диэлектриках

Опыт показывает, что формулы (7.21) дают удовлетворительные результаты при расчете эффективных проницаемостей неоднородных диэлектриков. Однако не следует забывать, что при расчете эффективной проницаемости изоляции, состоящей из слоев, следует использовать формулы (7.15) или (7.18).

3.11 Диэлектрические потери

3.11.1 Виды диэлектрических потерь

Мощность, выделяющаяся в диэлектрике в виде тепла при воздействии на него электрического поля, называется **диэлектрическими потерями**.

Мерой потерь в материале является плотность мощности тепловой энергии, то есть, количество тепла, выделяемого в единице объема материала за единицу времени $[w]=[Вт/м^3]$.

При воздействии электрического поля в любом материале выделяется тепло, в том числе и в диэлектрике. Потери в диэлектриках вызываются различными процессами, поэтому их подразделяют на несколько видов (рисунок 3.17).

Диэлектрические потери являются важнейшим понятием при анализе эксплуатационных свойств диэлектриков. Выделение тепла может привести к нарушению функциональных свойств конденсаторов, полевых транзисторов и других устройств, в которых используются диэлектрические слои. Потери в конденсаторе сильно влияют на избирательность и частотную стабильность L - C -фильтров. В ряде случаев потери могут привести к катастрофическим последствиям, например, температурной неустойчивости и пробоем диэлектрика, что в свою очередь, ведет к отказу узла аппаратуры в целом.

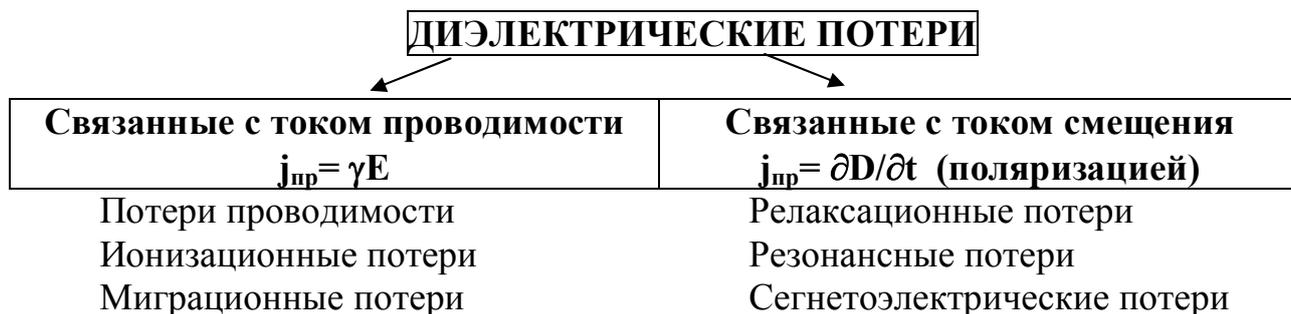


Рисунок 3.17 – Виды диэлектрических потерь

Умение правильно выбрать материал диэлектрика базируется не только на знании его поляризационных свойств, но и на знании того, как зависят потери в нем от частоты поля, температуры и других факторов. Поэтому, не случайно обозначения конденсаторов часто указывают на материал диэлектриков, используемых в них. Если, например, конденсатор входит в колебательный контур, то его потери во многом определяют избирательность и стабильность контура. При этом следует отказаться от конденсаторов, содержащих полярные диэлектрики, для которых характерны интенсивные релаксационные процессы (особенно в области рабочих частот) и повышенная проводимость. Здесь предпочтительны конденсаторы с неполярными диэлектриками. Если же конденсатор входит в состав сглаживающего фильтра, то проблема потерь отходит на второй план. Здесь целесообразно использовать конденсаторы с большой удельной емкостью, основной вклад в которую может дать полярный диэлектрик.

Как следует из рисунка 3.17, существуют две главные причины энергетических потерь. **Первая причина** - сквозной ток, или ток проводимости, обусловленный наличием некоторого количества свободного заряда, создающего проводимость. **Вторая причина** - поляризация. Поляризация, как и любой реальный физический процесс, сопровождается потерей определенной порции энергии при смещении связанного заряда (при возникновении тока смещения).

3.11.2 Потери, обусловленные током проводимости

Потери проводимости. Для большинства твердых диэлектриков сквозная проводимость обусловлена движением слабо закрепленных ионов, находящихся в относительно неглубоких потенциальных ямах. Движение ионов носит характер отдельных скачков, вызванных сообщением им со стороны остального коллектива частиц порций энергии, достаточных для преодоления потенциальных барьеров. Электрическое поле, создает

дисбаланс в вероятности скачков против и по направлению поля, и за счет этого движение происходит преимущественно в одном направлении (подобный механизм, связанный с ионно-релаксационной поляризацией рассматривался ранее, в пункте 3.8.3). Поэтому, ионная проводимость сильно зависит от температуры и может быть описана *термоактивационным законом*:

$$\gamma = \gamma_0 \cdot \exp(-u_0/kT), \quad (3.42)$$

где γ_0 - некоторая константа, зависящая от природы ионов и материала,
 u_0 - энергия активации движения иона.

Тепло, выделяемое в единице объема за единицу времени за счет проводимости, то есть плотность мощности тепловых потерь, равна⁵

$$w_{np} = j \cdot E = \gamma \cdot E^2 \quad [\text{Вт/м}^3]. \quad (3.43)$$

Для случая переменного периодически изменяющегося поля выражение (3.43) является справедливым, если в нем используются *усредненное по времени значение плотности мощности* и так называемые *действующие значения* напряженности и плотности тока. В частности, для синусоидально изменяющихся величин поля и плотности тока, действующие значения в $\sqrt{2}$ раз меньше амплитудных значений. В самом деле, предположим, что поле изменяется по закону косинуса (рисунок 3.18):

$$E(t) = E_m \cos(\omega t). \quad (3.44)$$

В этом случае, плотность тока

$$j(t) = \gamma \cdot E_m \cos(\omega t) = j_m \cos(\omega t). \quad (3.45)$$

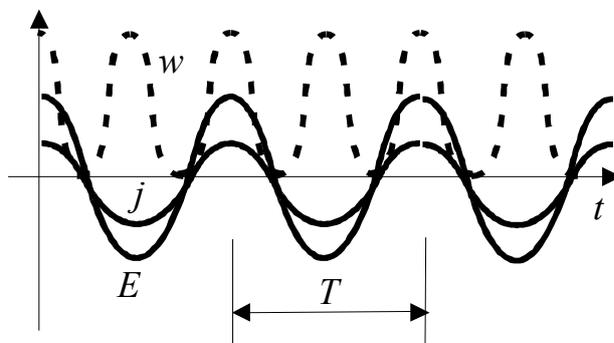


Рис. 3.18

Из рисунка 3.17 видно, что мгновенная плотность мощности всегда положительна. Она равна

$$w_{np}(t) = j(t)E(t) = \gamma \cdot E_m^2 \cos^2(\omega t). \quad (3.46)$$

Это означает, что в любой момент времени электрическая мощность теряется в виде тепла. Диэлектрические потери принято характеризовать

⁵ В литературе чаще величина удельных потерь и полных потерь в объеме диэлектрика обозначаются соответственно строчной и прописной буквами "p" ("P"). В данном пособии эти величины обозначены соответственно строчной и прописной буквами "w" ("W").

средней мощностью потерь, которую, в силу периодичности поля, можно найти усреднением по периоду и выразить через действующие значения:

$$w_{\text{пр}} = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T jE dt = \frac{j_m E_m}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi/\omega} \cos^2(\omega t) d(\omega t) = \frac{j_m E_m}{2} = \frac{j_m}{\sqrt{2}} \frac{E_m}{\sqrt{2}} = jE. \quad (3.47)$$

Выражение (3.47) тождественно выражению (3.43), записанному для действующих значений. В дальнейшем изложении, чтобы отличать действующие значения электрических величин от мгновенных значений, будем записывать последние как функции времени.

Ионизационные потери возникают в диэлектриках, имеющих внутри себя газообразные поры. Примером может служить керамика, или некоторые рыхлые полимеры. Электрическая прочность газов относительно низка, поэтому, если в диэлектрике создано достаточно сильное поле, то газообразные включения пробиваются, и в них зажигаются так называемые *частичные разряды*. В разряде выделяется тепло, которое составляет часть потерь диэлектрика. Частичные разряды могут быть причиной постепенного разрушения материала за счет взаимодействия ионов и электронов, ускоренных в разряде, с основным веществом. Постепенная эрозия вещества при частичных разрядах приводит к старению и, в конце концов, к пробое диэлектрика.

Особенностью ионизационных потерь является их сильная зависимость от напряженности выше некоторого порогового значения E_0 .

Ионизационные токи, как и другие токи проводимости, можно охарактеризовать величиной проводимости, однако проводимость будет сложным образом зависима от напряженности поля.

Миграционные потери имеют место в сильно неоднородных диэлектриках, состоящих из отдельных фаз. Даже если прохождение свободных зарядов сквозь границы раздела фаз затруднено, свободные заряды могут мигрировать в пределах зерен, создавая кратковременные токи проводимости и потери. Миграционные потери дают максимумы на частотных зависимостях тангенса угла диэлектрических потерь, подобные релаксационным максимумам.

3.11.3 Потери, обусловленные поляризацией

Релаксационные потери. В случае если в диэлектрике имеет место значительная релаксационная поляризация, то неизбежно возникают и потери, связанные с этой поляризацией. В процессе смещения связанных зарядов возникают силы сопротивления со стороны окружающих молекул, подобные силам трения. При этом каждый диполь передает материалу определенную порцию энергии. Как только смещение произошло, тепловые

потери прекращаются. Поэтому, говорить о релаксационных потерях имеет смысл лишь тогда, когда на диэлектрик действует *переменное поле* и смещение зарядов совершается периодически.

В силу инерционности установления релаксационной поляризации, при скачкообразном изменении внешнего поля, равновесная поляризованность (для данной напряженности) $P_\infty = \varepsilon_0 \chi E$ может установиться лишь через некоторое время. Рассмотрим случай, когда в полярном материале имеется один тип релаксаторов с временем релаксации τ . Из рассуждений, которые были сделаны в пункте 3.8.3, можно прийти к более общему закону установления релаксационной части поляризованности в рассматриваемом случае:

$$P_{\text{рел}}(t) = P_\infty(1 - e^{-t/\tau}) + P_0 \cdot e^{-t/\tau}, \quad (3.48)$$

где P_0 - начальная поляризованность на момент времени $t=0$, обусловленная некоторыми воздействиями электрического поля на материал "в прошлом" ($t < 0$). Рисунок 3.19 иллюстрирует пример такого переходного процесса, когда до и после момента времени $t=0$ напряженность электрического поля имеет различные, но стационарные значения.

Если известна переходная характеристика $P_{\text{рел}}(t)$, то всегда можно найти функцию $P(t)$ для любой функциональной зависимости $E(t)$. На основе математического анализа, можно показать, что при переходной характеристике (3.48), произвольное изменение $E(t)$ приводит к следующему изменению поляризованности (интеграл Дюамеля):

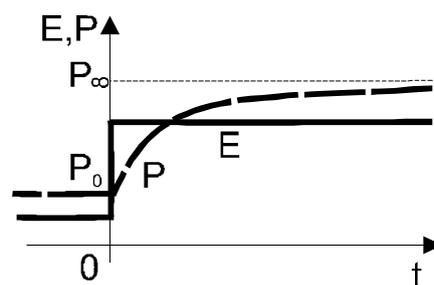


Рисунок 3.19

$$P_{\text{рел}}(t) = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t P_\infty(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) dt' = \frac{\varepsilon_0 \chi_p}{\tau} \int_{-\infty}^t E(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) dt'. \quad (3.49)$$

Для гармонически изменяющейся напряженности поля, при подстановке (3.44) в (3.49), получается выражение

$$P_{\text{рел}}(t) = \varepsilon_0 \chi_p E_m \frac{\cos(\omega t) + (\omega \tau) \sin(\omega t)}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (3.50)$$

Таким образом, инерционность поляризации приводит к тому, что наряду с синфазной по отношению к напряженности составляющей, появляется часть поляризованности, отстающей по фазе от напряженности на фазу $\pi/2$ (известно, что $\sin(\varphi) = \cos(\varphi - \pi/2)$).

Из тригонометрии известно, что комбинацию синуса и косинуса можно всегда представить одной тригонометрической функцией:

$$A \sin(\omega t) + B \cos(\omega t) = C \cos(\omega t - \varphi_0), \quad \text{где } C = (A^2 + B^2)^{1/2}, \quad \varphi_0 = \arctg(B/A).$$

Это свойство позволяет оперировать гармоническими функциями как векторами, представляя их на так называемой *векторной диаграмме*.

На основе выражения (3.50) качественно проанализируем изменение поляризованности, рассматривая следующие предельные случаи

1) Низкие частоты, $\omega \ll 1/\tau$ ($\omega\tau \ll 1$). В этом случае поляризованность практически синфазна напряженности:

$$P_{\text{рел}}(t) \approx \varepsilon_0 \chi_p E_m \cos(\omega t), \quad (3.51)$$

а ее действующее значение максимально и равно статическому значению, соответствующему напряженности поля в данный момент времени $P_{\text{рел}} = \varepsilon_0 \chi_p E$. Иными словами, при низких частотах связанные заряды успевают следовать за изменением поля, и поляризация успевает установиться полностью.

2) Высокие частоты, $\omega \gg 1/\tau$ ($\omega\tau \gg 1$). Пренебрегая единицей в знаменателе выражения (3.50), получим асимптотическую зависимость

$$P_{\text{рел}}(t) = \varepsilon_0 \chi_p E_m \left(\frac{1}{\omega^2 \tau^2} \cos(\omega t) + \frac{1}{\omega \tau} \sin(\omega t) \right). \quad (3.52)$$

Видно, что существенный вес имеет составляющая поляризованности, отстающая от напряженности по фазе на угол $\pi/2$. С увеличением частоты при $\omega \rightarrow \infty$ обе составляющие стремятся к нулю, однако синфазная составляющая стремится к нулю быстрее, поэтому в пределе угол сдвига фаз между поляризованностью и напряженностью стремится к $-\pi/2$. Изменение величины и фазы поляризованности относительно напряженности при увеличении частоты качественно проиллюстрировано на рисунке 3.20.

Теперь можно получить выражение для релаксационных потерь, возникающих в процессе поляризации. Для этого целесообразно отделить от величины общей поляризованности составляющую, связанную с релаксационной поляризацией:

$$\begin{aligned} D &= \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 E + P_{\text{упр}} + P_{\text{рел}} = \varepsilon_0 E + \varepsilon_0 \chi_y E + P_{\text{рел}} = \\ &= \varepsilon_0 \left(1 + \chi_y + \frac{\chi_p}{1 + \omega^2 \tau^2} \right) E_m \cos(\omega t) + \frac{\varepsilon_0 \chi_p \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} E_m \sin(\omega t). \end{aligned} \quad (3.53)$$

Дифференцируя полученное выражение по времени, найдем ток смещения

$$\frac{dD}{dt} = j_{\text{см}} = -\varepsilon_0 \omega \left(1 + \chi_y + \frac{\chi_p}{1 + \omega^2 \tau^2} \right) E_m \sin(\omega t) + \frac{\varepsilon_0 \chi_p \omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} E_m \cos(\omega t) \quad (3.54)$$

Если учесть, что $-\sin(\alpha) = \cos(\alpha + \pi/2)$, то приходим к выводу, что ток смещения имеет как активную составляющую $j_{\text{см,а}}$, синфазную напряженности, так и реактивную составляющую $j_{\text{см,р}}$, опережающую напряженность по фазе на $\pi/2$. Из рис 3.21 следует, что *реактивная составляющая плотности тока не может быть причиной потерь в диэлектрике* — мощность, затрачиваемая за 1/4 периода, то есть, имеющая положительное значение, в следующие 1/4 периода меняет знак, то есть возвращается полностью во внешнюю цепь.

Активная же составляющая тока смещения, приводит к потерям энергии аналогично току проводимости, с той разницей, что эти потери зависят от частоты. Выражение для релаксационных потерь через действующие величины плотности тока и напряженности, как следует из (3.54), имеет вид

$$w_{\text{рел}} = j_{\text{см а}} E = \frac{\varepsilon_0 \chi_p \cdot \omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \cdot E^2. \quad (3.55)$$

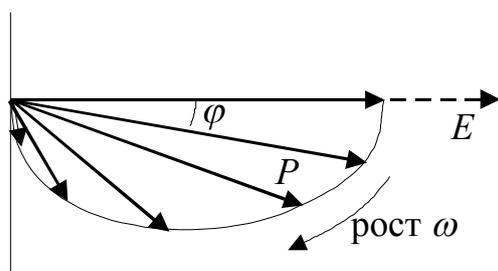


Рисунок 3.20

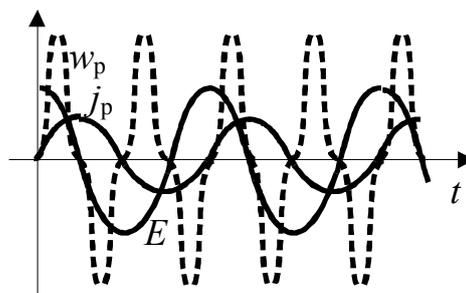


Рисунок 3.21

Существует осциллографический метод определения релаксационных потерь. Объектом исследования является конденсатор, у которого измеряется зависимость заряда на обкладках от напряжения на обкладках. При этом на горизонтальные пластины осциллографа подается переменное напряжение U , равное напряжению на обкладках, а на вертикальные — сигнал, пропорциональный заряду Q , выделяемый с помощью емкостного делителя. В свою очередь, величины U и Q пропорциональны соответственно напряженности поля E и индукции D . При относительно малых потерях на

экране осциллографа будет наблюдаться прямой наклонный отрезок, свидетельствующей о строгой пропорциональности и синфазности индукции и напряженности поля. Наклон отрезка характеризует значение диэлектрической проницаемости. При значительных потерях, сопровождающихся отставанием по фазе D от E (*диэлектрический гистерезис*), отрезок трансформируется в эллипс (рис 3.22). Наклон оси эллипса по-прежнему характеризует эффективную (усредненную по времени) диэлектрическую проницаемость $\varepsilon(\omega)$ и, согласно выражению (3.53),

$$\varepsilon(\omega) = \left(1 + \chi_y + \frac{\chi_p}{1 + \omega^2 \tau^2} \right). \quad (3.56)$$

Эта формула является частным случаем более общей формулы (3.31).

Из общих разделов физики известно, что при изменении индукции на небольшую величину dD , плотность электрической энергии изменится на величину $d\mathcal{E} = E dD$. Тогда при одном цикле изменения поля единицей объема будет потеряна часть энергии \mathcal{E}_1 , равная площади эллипса S , выраженной в единицах произведения $[E][D] = [\text{Дж}/\text{м}^3]$:

$$\mathcal{E}_1 = \oint_D E dD = \oint_T E \frac{dD}{dt} dt = \oint_D E j_{\text{см}} dt = S. \quad (3.57)$$

Плотность мощности релаксационных потерь, найдем как произведение площади эллипса на частоту циклов напряжения $w_{\text{рел}} = \mathcal{E}_1 \cdot f = S \cdot f$.

Графики частотной зависимости плотности мощности релаксационных потерь $w_{\text{рел}}$, потерь проводимости $w_{\text{пр}}$ и результирующих потерь w_{Σ} схематично представлены на рисунке 3.23.

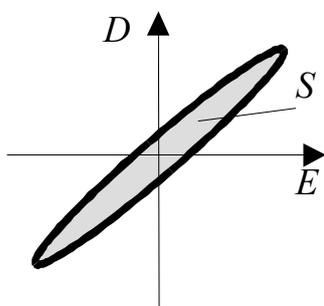


Рисунок 3.22

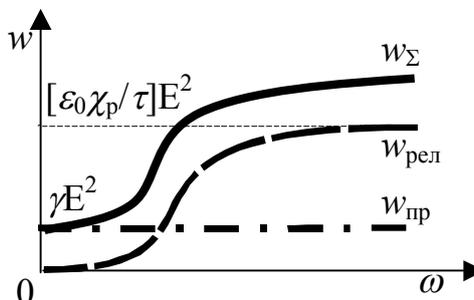


Рисунок 3.23

Резонансные потери. Потери, создаваемые упругими видами поляризации, пренебрежимо малы если поляризация происходит под действием переменных полей радиочастотного диапазона. Из-за малой амплитуды смещения частиц, они остаются в поле упругих сил. В условиях резонанса (инфракрасный диапазон частот) может резко измениться амплитуда и характер колебаний частиц, что приводит к нарушению условия упругости сил и возникновению потерь. Поэтому, резкому изменению диэлектрической проницаемости при резонансе частиц соответствует максимум тангенса диэлектрических потерь, что проиллюстрировано также на рисунке 3.14.

Сегнетоэлектрические потери обусловлены движением границ доменов в диэлектриках, обладающих спонтанной поляризацией (такие диэлектрики называют сегнетоэлектриками). Эти потери существенны даже в условиях предельно низких частот и определяются чистотой и совершенством внутренней структуры кристалла. О больших потерях в сегнетоэлектриках может свидетельствовать ярко выраженная петлеобразность характеристики $D(E)$; для релаксационных видов поляризации она не столь значительна (см. выше). Более подробная информация о явлениях в сегнетоэлектриках изложена в пункте 3.11

3.11.4 Тангенс угла диэлектрических потерь

С практической точки зрения материал можно считать диэлектриком, если активная составляющая тока j_a значительно меньше реактивной j_p . Соотношение $j_a \ll j_p$, в свою очередь означает, что полный ток опережает напряженность электрического поля по фазе на угол, очень близкий к $\pi/2$ (рисунок 3.24). В данном случае опережение по фазе удобнее характеризовать не разностью фаз, а углом δ , дополняющим сдвиг фаз до значения $\pi/2$.

Углом диэлектрических потерь δ называется угол, дополняющий угол сдвига фаз между плотностью суммарного тока и напряженностью поля до значения $\pi/2$.

Чаще пользуются величиной не самого угла потерь, а его тангенсом, причем, как видно из рисунка (3.23),

$$\operatorname{tg} \delta = j_a / i_p; \quad (3.58)$$

$$\operatorname{tg} \delta = w_a / w_p. \quad (3.59)$$

Второе равенство получено формальным умножением числителя и знаменателя правой части первого равенства на действующее значение напряженности поля. Оно определяет $\operatorname{tg} \delta$ как отношение активной электрической мощности $w_a = j_a E$ к модулю реактивной мощности $w_p = j_p E$, усредненных по периоду.

Рассмотрим вопрос о зависимости тангенса угла потерь от частоты для модельного диэлектрика, имеющего сквозную проводимость и один тип релаксаторов со временем релаксации τ . Для рассматриваемого случая, необходимо амплитуду синусной составляющей плотности тока разделить на косинусную составляющую. На основе выражений (3.54) и (3.45) получим

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\frac{\gamma}{\varepsilon_0 \cdot \omega} + \frac{\chi_p \cdot \omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}}{1 + \chi_y + \frac{\chi_p}{1 + \omega^2 \tau^2}}. \quad (3.60)$$

Эта зависимость качественно изображена на рисунке 3.25 и имеет вид спадающей зависимости, на фоне которой проявляется релаксационный максимум (см. также рисунок 3.14). Положение максимума приблизительно соответствует условию $\omega \approx 1/\tau$.

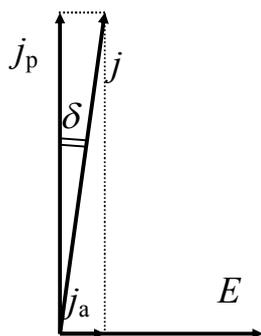


Рисунок 3.24 - Векторная диаграмма составляющих тока и напряженности поля.

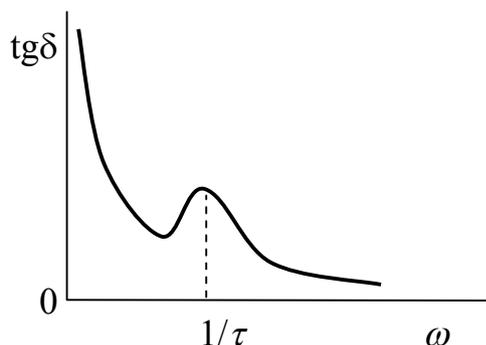


Рисунок 3.25 - Частотная зависимость $\operatorname{tg} \delta$ диэлектрика с потерями проводимости и релаксационными потерями

Тангенс угла диэлектрических потерь имеет важнейшее практическое значение и, например, связан с добротностью колебательных контуров, в которых используются конденсаторы с диэлектрическими слоями. С другой стороны, эта величина, совместно с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega)$ непосредственно измеряется некоторыми приборами. Поэтому, с учетом выражения $w_p = j_p E = \omega \varepsilon(\omega) \varepsilon_0 E^2$, следующего из выражений (3.54) и (3.56), можно привести важнейшую и очевидную формулу, которой пользуются для определения плотности мощности потерь в материале через известные значения ε и $\operatorname{tg} \delta$:

$$w_a = \omega \varepsilon \varepsilon_0 E^2 \operatorname{tg} \delta. \quad (3.61)$$

Полезна также формула для полной мощности потерь в конденсаторе, имеющего емкость C с действующим напряжением на обкладках U , которая, в свою очередь, следует из (3.61).

$$W_a = \omega C U^2 \operatorname{tg} \delta. \quad (3.62)$$

Необходимо, однако, помнить, что в ряде случаев формула (3.61) является более полезной, поскольку тепловая мощность в конденсаторе со сложной геометрией (в отличие от плоского конденсатора) может выделяться неравномерно из-за неоднородности поля. В этих случаях использование формулы (3.62) не дает объективной оценки режимов нагрева диэлектрика в отдельных областях.

3.11.5 Схемы замещения конденсатора с потерями

В ряде случаев, особенно при анализе работы частотных LC фильтров, необходим учет диэлектрических потерь в конденсаторе. При этом конденсаторы с реальным диэлектриком, обладающим утечками и другими потерями (см. подраздел 3.10) заменяют эквивалентной схемой. На рисунке 3.26, а изображена схема, имитирующая, конденсатор с диэлектриком, обладающим упругими и несколькими видами релаксационной поляризации с различными временами релаксаций⁶. В нее входит идеальный конденсатор, обладающий частью полной емкости, обусловленной геометрической емкостью и добавочной емкостью всех видов упругой поляризации $C_{0-y} = C_0 + C_y = \varepsilon_0(1 + \chi_y)S/d$. Потери проводимости имитируются параллельным сопротивлением утечки $R_{YT} = \rho d/S$. Релаксационные виды поляризации создают дополнительные емкости $C_{p(i)} = \varepsilon_0 \chi_{p(i)} S/d$, "заряжающиеся через" соответствующие "сопротивления потерь" $R_{p(i)} = \tau_{p(i)} d / (\varepsilon_0 \chi_{p(i)} S)$. Такая схема строго согласуется с теорией релаксационных потерь в диэлектриках. Внешний элемент $R_{ВЫВ}$ учитывает сопротивление выводов и сопротивление растеканию тока по обкладкам. В схеме опущены паразитные индуктивности выводов и обкладок рулонной конструкции, которые, при необходимости могут быть учтены. Преимуществом "развернутых" схем замещения, подобных изображенной на рисунке 3.26, а является то, что параметры всех элементов схемы *не зависят от рабочей частоты*. Недостатком является ее громоздкость. Использование таких схем все же не целесообразно, во-первых, потому, что все элементарные параметры каждой поляризации $\tau_{p(i)}$, $\chi_{p(i)}$, как

⁶ При учете других видов неупругой поляризации (кроме релаксационных) эквивалентная схема будет сложнее. Упрощением является и то, что вклады всех видов упругой поляризации и геометрическая емкость имитируются общей емкостью C_{0-y} . Это упрощение оправдано для радиочастот (см. пункт 4.9.1).

правило, являются неопределенными, даже при тщательных измерениях диэлектрического спектра. Во-вторых, для частотных фильтров, требующих максимальной стабильности параметров C и L , стараются выбирать конденсаторы с неполярными диэлектриками, обладающие минимальными утечками и релаксационными потерями. Потери оказывают непосредственное влияние на добротность колебательных контуров, снижая ее.

Учитывая сказанное, а также и то, что доступными для измерения параметрами является емкость и тангенс угла потерь конденсатора (для данной частоты), предпочтительными оказываются упрощенные схемы замещения, включающие в себя два элемента — идеальный конденсатор и резистор. Параметры каждой схемы определяются из условия соответствия отношения активной и реактивной мощностей измеряемому тангенсу угла потерь. Для *параллельной* схемы замещения (см. рисунок 3.26, б) $tg\delta = w_a/w_p = (\text{т.к. } U_R=U_C) = I_a/I_p = 1/(\omega CR)$, откуда следует

$$R_{ПР} = 1/(\omega C tg\delta). \quad (3.63)$$

Для *последовательной* схемы замещения (см. рисунок 3.26, в) $tg\delta = w_a/w_p = (\text{т.к. } I_R=I_C) = U_a/U_p = R/(\omega C)$, откуда следует

$$R_{ПС} = tg\delta/(\omega C). \quad (3.64)$$

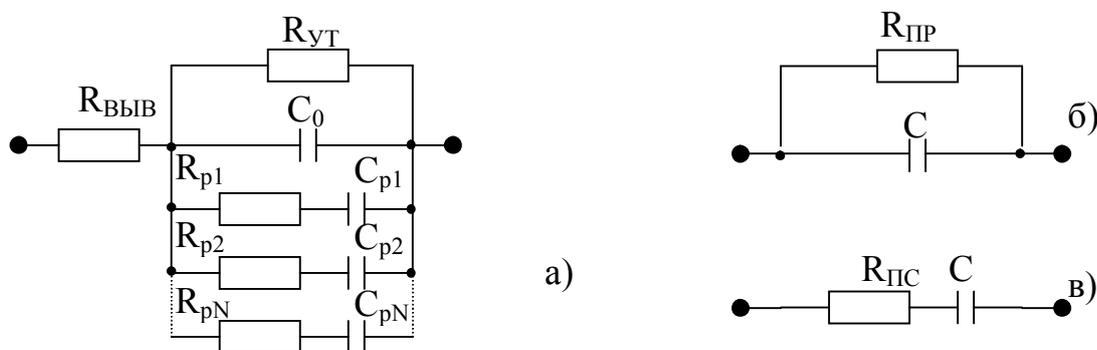


Рисунок 3.26 – Схемы замещения реального конденсатора.

Следует заметить, что в обеих схемах оба параметра R и C , вообще говоря, *зависят от рабочей частоты*. При этом значения $C(\omega)$ и $tg\delta(\omega)$ следует рассматривать как экспериментально измеряемые (например, резонансно-мостовыми методами), а значение $R(\omega)$ — как расчетное.

3.12 Пробой диэлектриков

3.12.1 Основные понятия

Всякий диэлектрический слой теряет электроизоляционные свойства, если напряжение на нем превысит некоторое критическое значение.

Явление внезапного увеличения электропроводности диэлектрика и потеря им электроизолирующих свойств называется **пробоем диэлектрика**.

Минимальное, приложенное к диэлектрику напряжение, приводящее к его пробое, называют **пробивным напряжением $U_{пр}$** .

Значение пробивного напряжения зависит от толщины диэлектрика, пространственного распределения электрического поля, обусловленной конфигурацией электродов, длительностью его воздействия и параметров материала диэлектрика.

Разрушающее действие электрического поля при пробое может быть либо непосредственным, либо опосредованным другими явлениями. В первом случае пробой является *чисто электрическим (электрическим)*. Как правило, чисто электрический пробой можно наблюдать при кратковременном (импульсном) воздействии электрического поля⁷. При длительном воздействии поля, вследствие диэлектрических потерь возникает нагрев диэлектрика, а вследствие наличия сквозной проводимости — электрохимические превращения с изменением фазового состава вещества. Изменение температуры и фазового состава может привести к нарушению электроизолирующих свойств и говорить о чисто электрическом пробое при этом недопустимо. В этом случае говорят соответственно об *электротепловом (тепловом)*, или *электрохимическом*⁸ пробое.

Минимальное значение напряженности электрического поля в диэлектрике, при котором происходит чисто электрический пробой, называется **электрической прочностью диэлектрика $E_{пр}$** .

Электрическая прочность является одним из важнейших параметров любого диэлектрика. В плоскопараллельной электродной системе лишь при чисто электрическом пробое пробивное напряжение определяется толщиной и электрической прочностью материала: $U_{пр} = E_{пр}d$. В остальных случаях пробивное напряжение может зависеть от теплопроводности материала, внешнего теплоотвода, материала электродов, температуры и влажности окружающей среды, времени воздействия и т.д.

Явления пробоя газов, жидких и твердых диэлектриков имеют некоторые общие закономерности, но во многом и отличаются друг от друга. Например, после возникновения пробоя в газе и жидкости, благодаря высокой подвижности молекул эти среды могут восстановить свои изолирующие

⁷ Речь может идти о временах, соизмеримых, или несколько больших чем время пролета носителей заряда через промежуток, отделяемый электроды.

⁸ Иное название — электрическое старение.

свойства, если с них снять напряжение. Напротив, после пробоя твердых диэлектриков, они необратимо изменяют свои свойства и не восстанавливают исходную структуру. Изоляционные свойства после пробоя в твердых диэлектриках могут восстанавливаться лишь при исключительных условиях "*самозалечивания*" диэлектрика.

Рассмотрим механизмы пробоя диэлектриков в зависимости от агрегатного состояния вещества.

3.12.2 Пробой газов

Воздух является естественной изоляционной средой для различных устройств, поэтому интерес к пробоям газов во многом вызван проблемой надежной работы высоковольтной аппаратуры. Однако часто приходится встречаться с проблемой электрической прочности газов при значительном разрежении или, напротив, при повышенном давлении (газоразрядные приборы и устройства, плазменная технология и др.).

Электрическая прочность газов невелика по сравнению с прочностью жидких и твердых диэлектриков, поэтому явление пробоя в газовых средах можно изучать в макромасштабах при относительно низких напряжениях. Исследования пробоя газов являются отправной точкой для изучения электрического пробоя в конденсированных средах. Параметры и условия пробоя газов определяются в основном **ионизационными и эмиссионными процессами**. Рассмотрим вначале кратко природу основных ионизационных процессов — *ударной ионизации, фотоионизации и термоионизации*.

Ударная ионизация. Утверждать, что в газе отсутствуют свободные заряды нельзя. Отдельные молекулы газа могут ионизоваться под действием жесткой радиации (космических лучей, естественного радиоактивного фона, ультрафиолетового излучения), то есть распадаться на электрон и ион. Если при этом в газ погружены электроды, между которыми создана достаточно большая разность потенциалов, то электрон, разгоняясь в электрическом поле, может накопить энергию, превышающую энергию ионизации нейтральной молекулы. При столкновении с молекулой, электрон, отдавая часть кинетической энергии, может ионизовать ее, "выбив" из молекулы еще один электрон (фактически, образуется пара свободных электронов и один положительно заряженный ион). В свою очередь, оба электрона, разогнавшись в поле, могут произвести еще две ионизации и т.д. Происходит *лавинообразное* нарастание свободных носителей заряда.

Явление ионизации молекулы ускоренным электроном, или другой частицей носит название ударной ионизации.

В результате ударной ионизации, производимой электронами, возникает коллективное движение электронов, называемое **электронной лавиной** (рисунок 3.27). При прохождении некоторого расстояния лавина пополняется

новым количеством электронов. Прирост количества электронов в лавине на элементарно малом участке dx пропорционален самому количеству электронов и длине этого участка:

$$dn = \alpha \cdot n \cdot dx. \quad (3.65)$$

Коэффициент пропорциональности α , равный числу ионизаций, производимых в среднем одним электроном на единицу длины, называется коэффициентом ударной ионизации.

Если предположить, что в точке $x=0$ количество электронов в лавине равнялось n_0 , то при прохождении расстояния x количество электронов, как следует из уравнения (3.65), станет равным

$$n = n_0 \cdot \exp(\alpha x). \quad (3.66)$$

Экспоненциальный рост концентрации, описываемый выражением (3.66), возможен лишь на первых этапах развития лавины. При достижении большой плотности заряда в лавине, ее собственное электрическое поле искажает внешнее поле, вследствие чего лавина может перестать развиваться.

Необходимым условием возникновения лавинообразной ионизации является достаточно большая напряженность электрического поля E , которая бы позволила электрону на *длине свободного пробега* λ (длина пробега между столкновениями с молекулами) набрать энергию \mathcal{E} , превышающую энергию ионизации молекул \mathcal{E}_i :

$$\mathcal{E} = Eq\lambda > \mathcal{E}_i \quad \Rightarrow \quad E > \mathcal{E}_i / q\lambda. \quad (3.67)$$

Для возникновения устойчивого газового разряда это условие не является достаточным, с необходимостью должно выполняться и условие воспроизводимости лавин (см. ниже).

Фотоионизация. При возникновении лавинообразного размножения носителей заряда за счет ударной ионизации, возникает и явление *ионизации молекулы под действием света* — **фотоионизация**.

Энергия ионизации молекул и атомов газов имеет, как правило, значение свыше 10 эВ, поэтому для возникновения фотоионизации необходимо жесткое ультрафиолетовое излучение. Источниками такого излучения являются: 1) рекомбинация — соединение электрона с ионом (процесс, обратный ионизации); 2) девозбуждение молекулы, предварительно возбужденной электронным ударом⁹; 3) тормозное излучение, вызванное

⁹ В ряде случаев электрон, разогнанный полем, не ионизирует молекулу, а переводит ее в возбужденное состояние. В следующий момент эта возбужденная молекула отдает свою

ударом ускоренных в поле частиц (электрона, или иона) о поверхность электродов.

Фотоионизация не является размножающим фактором, как ударная ионизация. Однако она существенно влияет на динамику развития пробоя. Фотон, рожденный рекомбинацией вблизи движущейся к аноду лавины, может опередить ее и произвести ионизацию какой-либо молекулы в точке, значительно более близкой к аноду. Выбитый из молекулы электрон, в свою очередь, породит вторичную лавину, опережающую первую. Далее, процесс инициирования новых лавин может повториться. В результате, в межэлектродном промежутке практически одновременно образуются множество лавин, которые, развиваясь, сливаются в единый проводящий канал — *отрицательный стример* (см. далее, рисунок 3.29). На следующей стадии отдельные лавины в отрицательном стримере, нагоняя друг друга, сливаются, образуя сплошной канал ионизированного газа. Таким образом, развитие пробоя может происходить со скоростью, соизмеримой со скоростью света, что гораздо больше скорости полета электронов или отдельных лавин.

Термоионизация играет большую роль в условиях дугового газового разряда, когда плотность плазмы столь велика, что характеризуется частыми столкновениями атомов и ионов. Импульс частиц возрастает настолько, что ионизация происходит за счет столкновений атомов друг с другом.

Помимо наличия ионизационных процессов (обязательно ударной ионизации) *необходимым условием возникновения самостоятельного* разряда является наличие интенсивных эмиссионных процессов. Выделим наиболее типичные виды эмиссии электронов с катода, которые играют решающую роль в воспроизведении условий разряда.

Электронно-ионная эмиссия. После прохождения каждой электронной лавины через электродный промежуток за ней остается "шлейф" более инерционных ионов, которые ускоряются в поле в обратном направлении и, набирая значительную энергию, бомбардируют катод, "выбивая" из него электроны. Эти электроны являются "родителями" новых лавин.

Фотоэлектронная эмиссия — это процесс выхода электронов из катода за счет облучения его коротковолновыми фотонами, порожденными процессами рекомбинации и девозбуждения.

Термоэлектронная эмиссия имеет место при сильном разогреве катода в условиях дугового разряда. При большой плотности газа и, соответственно, большой плотности потока ионов, бомбардирующих катод, тепловыделение столь интенсивно, что тепловая энергия части электронов катода становится достаточной для их выхода в межэлектродный промежуток.

избыточную энергию в форме излучения — испускает фотон. Для рождения фотонов с энергией, превышающей энергию ионизации другой такой же молекулы, необходимо ударное возбуждение электронов, находящихся на внутренних оболочках атомов.

Автоэлектронная эмиссия — непосредственное вырывание электронов из катода электрическим полем. Для появления автоэлектронной эмиссии требуются большие поля $\sim 10^9$ В/м, что возможно лишь в сильно разреженных газах (правильнее сказать, в глубоком вакууме).

Наличие эмиссии – необходимое, но недостаточное условие для возникновения пробоя. Будем рассуждать так.

Предположим, что имеет место только электронно-ионная эмиссия. Падающие на анод ионы рождаются в промежутке за счет ионизации атомов электронами лавины. Однако не каждый падающий на катод ион может выбить электрон. Если вероятность выбивания ионом электрона из катода равна γ (*коэффициент ионно-электронной эмиссии*), то путем несложных рассуждений можно показать, что для поддержания разряда необходимо выполнение неравенства

$$\gamma[\exp(\alpha \cdot d) - 1] \geq 1. \quad (3.68)$$

где d – межэлектродное расстояние.

В квадратной скобке стоит значение, равное количеству ионов, порожденной одной лавиной. Оно на единицу меньше, чем количество электронов в лавине после ее пролета через промежуток (см. выражение (3.66)). Выражение гласит, что для поддержания разряда вся совокупность ионов, порожденная лавиной, должна породить хотя бы один электрон, который будет инициатором новой лавины.

Теоретически и экспериментально доказывается, что коэффициент ударной ионизации газа определяется напряженностью электрического поля и давлением p газа¹⁰ согласно формуле

$$\alpha = A \cdot p \cdot \exp(-B \cdot p/E), \quad (3.69)$$

где A и B — константы, определяемые природой газа.

При подстановке (3.69) в (3.68), полагая, что напряжение между электродами $U = E \cdot d$, после элементарных преобразований, получим выражение для пробивного напряжения (то есть, для минимального напряжения самоподдержания разряда, соответствующего точному равенству):

$$U_{\text{пр}} = \frac{B \cdot p \cdot d}{\ln \frac{A \cdot p \cdot d}{\ln(1 + \gamma)}}. \quad (3.70)$$

¹⁰ Давление, в свою очередь, определяет длину свободного пробега электрона.

Полученное выражение довольно хорошо описывает экспериментальные результаты по измерению напряжения пробоя в зависимости от давления и межэлектродного расстояния. В частности, подтверждается, что $U_{пр}$ можно представить функцией произведения pd . Иными словами, давление и межэлектродное расстояние можно изменять согласованно так, что пробивное напряжение будет оставаться постоянным. Кроме того, подтверждается и то, что существует значение pd , при котором пробивное напряжение минимально. Для большинства газов оно составляет несколько сотен вольт. В частности, для воздуха $U_{пр,мин} = 250 \div 300$ В. Зависимости $U_{пр}(pd)$ при нормальных условиях приведены на рисунке 3.28 для воздуха и водорода.

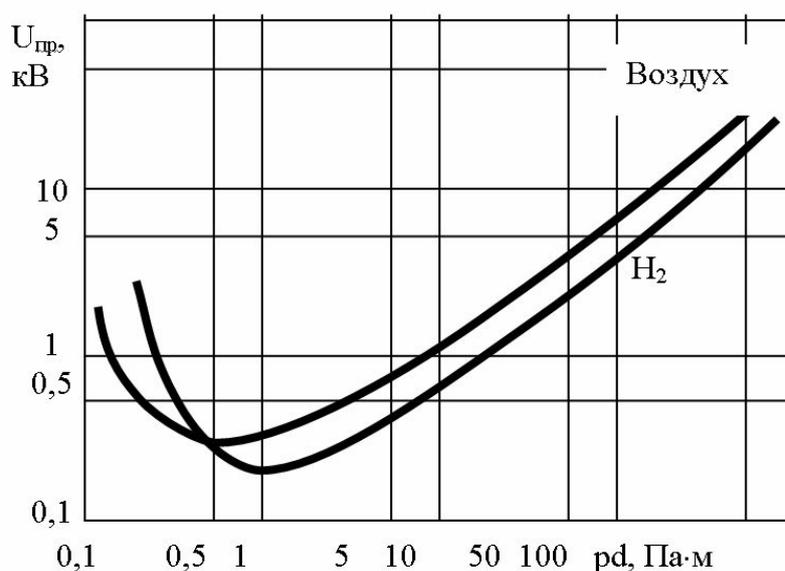
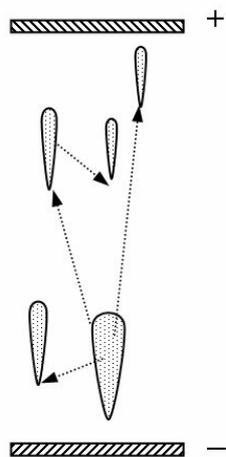


Рисунок 3.27 - Схема развития отрицательного стримера. Стрелки изображают фотоны, порождающие вторичные лавины.

Рисунок 3.28 - Зависимость пробивного напряжения от произведения давления газа на размер межэлектродного промежутка при комнатной температуре.

Качественно объяснить зависимость $U_{пр}(p \cdot d)$ можно так. Предположим, что при неизменном давлении имеется возможность изменять межэлектродное расстояние. Если это расстояние значительно больше, чем характерная длина пробега электрона в процессе ионизации $d \gg \lambda_i = 1/\alpha$, то каждый электрон, вылетевший с катода, обязательно столкнется с молекулой. Требуется лишь определенная напряженность поля для того, чтобы при этих столкновениях происходила ионизация. Поэтому при уменьшении промежутка пропорционально уменьшается и напряжение пробоя. При малых расстояниях, когда указанное выше условие не выполняется, не каждый электрон может столкнуться хотя бы с одной молекулой, и не каждая лавина может получить достаточное развитие. Для поддержания разряда необходимо увеличить эффективность процесса ионизации за счет увеличения энергии тех

электронов, которые сталкиваются с молекулами. Следовательно, нужно увеличить напряженность поля. Поэтому при уменьшении достаточно узкого межэлектродного промежутка напряжение пробоя увеличивается, что является на первый взгляд парадоксальным.

Теперь предположим, что при фиксированном межэлектродном расстоянии имеется возможность регулировать давление газа. *При малых давлениях* (малых концентрациях молекул), из-за большой длины свободного пробега, мало число ионизаций на единицу длины (при предельно низких давлениях вероятность хотя бы одной ионизации электроном, пролетающим между электродами, может оказаться значительно меньшей единицы). Для возникновения пробоя при меньшем давлении требуется большее напряжение, при этом уменьшение вероятности столкновения частиц будет скомпенсировано увеличением вероятности ионизации при условии, что столкновение все-таки произошло. *При больших давлениях*, напротив, столкновения столь интенсивны, что дальнейшее повышение давления только ухудшает условия разгона электрона до энергий, соизмеримых с энергией ионизации молекул. При этом напряженность поля также требуется повышать.

При крайне низких давлениях возникновение пробоя можно объяснить явлением "вырывания" электронов из поверхности электрода (*холодная, или автоэлектронная эмиссия*). В этом случае электрическая прочность доходит до весьма высоких значений, порядка 10^9 В/м. Пробой инициируется отдельными автоэмиссионными центрами, на которых имеет место локальное усиление электрического поля (острия, диэлектрические включения и др.), и как следствие, протекание локальных токов высокой плотности. Локальный разогрев материала катода протекающими токами приводит к микровзрывам, формированию плазменной проводящей среды в межэлектродном промежутке (*взрывная эмиссия*) и, в конечном счете, пробоем. Такой вид пробоя в ионизированных парах материала электродов носит название *вакуумного пробоя*. Очевидно, что условия вакуумного пробоя не подчиняются рассмотренному критерию (3.70), и, как бы корректируют его в области сверхмалых значений $pd \rightarrow A^{-1}$. Большую электрическую прочность вакуума используют в технике при конструировании высокочастотных вакуумных конденсаторов, предназначенных для повышенных напряжений.

На основе изложенной теории пробоя можно сделать заключение лишь относительно пороговых напряжений пробоя, но построить теорию разряда невозможно, отчасти потому, что после нарушения электрической прочности, вследствие появления большого количества заряда, электрическое поле становится крайне неоднородным. Разряд, следуемый за пробоем, — весьма сложное явление и его природа и закономерности зависят, от геометрии электродов, частоты напряжения, давления газа и др. На рисунке 3.29 показана схема развития *искрового разряда* (разряда через узкие шнуры плазмы), типичного для больших давлений. Одновременно с ростом

отрицательного стримера, направленного от катода к аноду, начинается образование встречного потока положительно заряженных частиц, направленного к катоду — *положительного стримера*, который, в итоге соединяет электроды шнуром высокопроводящей плазмы. Первые электронные лавины оставляют на своем пути большое число новообразованных положительных ионов, концентрация которых особенно велика там, где лавины получили свое наибольшее развитие, то есть около анода. Если концентрация положительных ионов здесь достигает определенного значения (порядка 10^{18} м^{-3}), то, начинаются процессы самоорганизации. Многие электроны вовлекаются в область наибольшей концентрации положительных ионов — в головную часть положительного стримера. При этом автоматически интенсифицируется фотоионизация, из-за чего на пути стримера дополнительно увеличивается концентрация положительных ионов. Насыщение электронами пространства, заполненного положительными зарядами, превращает эту область в плотную проводящую *газоразрядную плазму*, которую можно рассматривать как продолжение электрода (анода). Поэтому, по мере роста стримера, напряженность между ним и катодом возрастает, все более интенсифицируя процесс разряда. Под влиянием ударов положительных частиц на катоде возникает катодное пятно, излучающее электроны. В результате указанных процессов искровой разряд может перейти в *дуговой разряд*, если источник напряжения имеет достаточную мощность.

Для пониженных давлений (при обязательном ограничении тока источника) характерен *тлеющий разряд*, отличающийся относительной однородностью по направлениям, параллельным электродным плоскостям, стационарностью и предсказуемостью. В установившемся режиме почти все падение напряжения сосредоточено вблизи катода, где электроны разгоняются до энергий, соизмеримых с энергией ионизации. Далее, вплоть до анода потенциал изменяется слабо. В прианодной области слабого поля наиболее вероятны рекомбинационные процессы, из-за чего возникает свечение плазмы. Это свечение используется, например, в люминесцентных лампах.

В условиях пробоя возможен и процесс ударной ионизации молекул ионами, но подавляющее число актов ионизации приходится на электроны, так как 1) длина свободного пробега электронов почти на порядок выше, чем у ионов из-за малого радиуса и, согласно выражению (3.67) они набирают под воздействием поля большую энергию; 2) электроны по сравнению с ионами обладают приблизительно в 100 раз большей скоростью при одинаковой энергии, поэтому за одинаковый промежуток времени они могут произвести большее число ионизаций; 3) в силу законов сохранения энергии и импульса, наиболее благоприятные условия передачи энергии электрону ионизируемого атома реализуются при меньшей массе налетающей частицы.

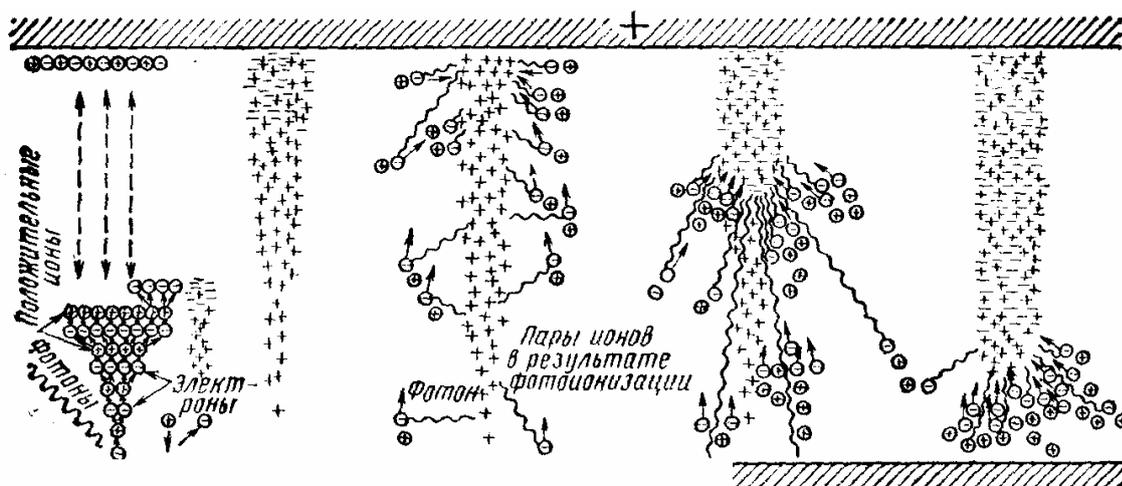


Рисунок 3.29 - Схема возникновения и развития (слева направо) разряда.

Любой вид пробоя имеет определенное время формирования τ . Чем больше напряжение, приложенное к газовому промежутку, тем быстрее развивается пробой (для $d = 1$ см оценочно $\tau \sim 10^{-7}—10^{-8}$ с). Если длительность воздействия напряжения меньше времени формирования пробоя, то пробивное напряжение повышается. Это повышение характеризуют *коэффициентом импульса* — отношением пробивного напряжения при данном импульсе к пробивному напряжению при постоянном или низкочастотном переменном (частотой 50 Гц) напряжении.

Со временем формирования пробоя связаны закономерности его возникновения в переменном поле. При небольших частотах амплитудное значение пробивного напряжения совпадает со значением пробивного напряжения при постоянном токе; при более высоких частотах пробивное напряжение несколько уменьшается и доходит до минимума при частоте около 10^7 Гц, после чего вновь возрастает и достигает значений, превосходящих пробивное напряжение при постоянном токе более чем на 1,5 раза. Уменьшение пробивного напряжения с ростом частоты объясняется искажением поля, обусловленным накоплением объемных зарядов в газовом промежутке в каждый из полупериодов напряжения. Накопление объемного положительного заряда усиливает градиенты потенциала, что облегчает дальнейшую ионизацию и снижает напряжение пробоя. В области еще более высоких частот продолжительность полупериода изменения поля становится соизмеримой со временем формирования электронных лавин. Поэтому для полного развития и завершения процесса ударной ионизации необходимо повысить напряжение.

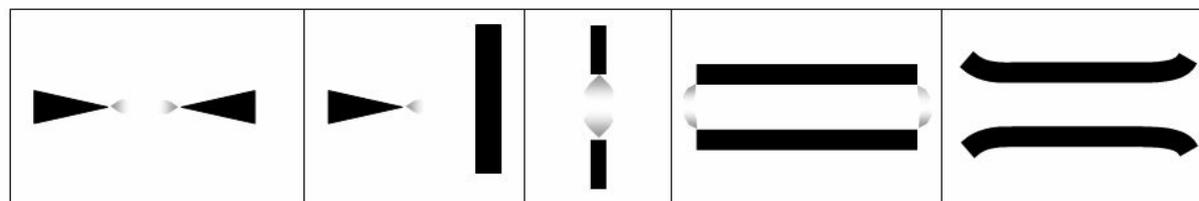
Электрическая прочность в значительной мере зависит от химического состава газа. Пониженной по сравнению с воздухом электрической прочностью обладают инертные газы, используемые для заполнения электровакуумных приборов и источников света. Повышенной электрической

прочностью характеризуются некоторые тяжелые газы с высокой молекулярной массой. К их числу относятся, в частности, элегаз (SF_6) и фреон (CCl_2F_2), у которых пробивная напряженность приблизительно в 2,5 раза выше, чем у воздуха.

Характер пробоя определяется не только давлением и природой газа, динамикой изменения напряжения, но и степенью однородности электрического поля, в котором осуществляется пробой. До сих пор рассматривался пробой газа в однородном поле (поле плоских неограниченных электродов). Неоднородное поле возникает, когда в электродной системе имеются концентраторы поля — острия, ребра и др. (рисунок 3.30). Распространены случаи разряда между двумя остриями (а), острием и плоскостью (б), проводами, между ребрами плоскостей (в). Неоднородное поле возникает и между параллельными плоскостями (г) в области их краев (*краевой эффект*), если краям не придана специальная скругленная форма, что весьма важно в высоковольтной технике (д).

При достаточно высоком напряжении (но которое ниже $U_{пр}$ для плоскопараллельной системы с тем же межэлектродным расстоянием) в окрестности острия, или ребра где напряженность поля максимальна, возникает частичный разряд в виде светящейся плазмы — *короны*. Такая форма разряда называется *коронным разрядом*. Дальнейшее повышение напряжения до некоторого критического значения приводит к возникновению искрового разряда.

Коронный разряд играет отрицательную роль в технике высоких напряжений. Иногда, особенно в сырую погоду, можно слышать "шуршание" проводов ЛЭП. Причиной является коронный разряд, возникающий между проводами, диаметр которых значительно меньше расстояния между ними. Коронный разряд приводит к потерям энергии, а также к электрохимической порче изоляции и эрозии проводников.



а)

б)

в)

г)

д)

Рисунок 3.30 - Различные формы электродов. Полутонами обозначены области максимальной напряженности поля.

3.12.3 Пробой жидких диэлектриков

Электрическая прочность твердых и жидких (очищенных) диэлектриков в среднем на два порядка выше электрической прочности газов при

нормальных условиях и составляет более 10^8 В/м. Одна из причин этого — малая длина свободного пробега ускоряемых полем носителей заряда (электронов и дырок) из-за близкого расположения молекул. Таким образом, использование твердых и жидких диэлектриков не только увеличивает *емкость конденсаторов* (по отношению к *геометрической емкости*) но и увеличивает их рабочее напряжение (по отношению к *воздушной конструкции*).

В максимально очищенных от примесей жидкостях при высоких значениях напряженности электрического поля может происходить вырывание электронов из металлических электродов и разрушение молекул жидкости за счет ударной ионизации, как в случае пробоя газов. Однако предельно чистые жидкости получить очень трудно. Наличие примесей может значительно снизить электрическую прочность жидких диэлектриков, не только вследствие самого факта их присутствия, но и вследствие возможности перемещаться под действием приложенного напряжения. Даже в трансформаторном и конденсаторном маслах могут содержаться частицы воды, пузырьки воздуха, мельчайшие твердые частицы, а также ворсистые частицы (при использовании в системе бумаги и других волокнистых материалов). Представим диэлектрическую жидкость и частицу в ней как двухфазный диэлектрик с соответствующими диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_{ж}$ и $\epsilon_{ч}$. Из условия непрерывности линий индукции следует соотношение между напряженностями $E_{ж}$ и $E_{ч}$ в соответствующих фазах¹¹:

$$\epsilon_{ж}E_{ж}=\epsilon_{ч}E_{ч} \quad (3.71)$$

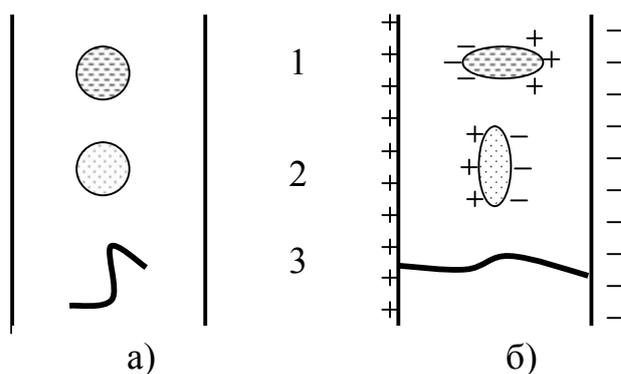
Если между электродами находится частица сильно полярного вещества с большим значением диэлектрической проницаемости, то напряженность поля в ней будет ниже, в то время как справа и слева от частицы напряженность в жидкости становится выше по сравнению с напряженностью в остальной части жидкости. Это снижает пробивное напряжение межэлектродного промежутка.

Напротив, если проницаемость частицы меньше, то напряженность поля в жидкости по обе стороны от частицы падает, а в самой частице повышается. Это может привести к иницированию пробоя в самой частице и, в целом, снижению пробивного напряжения. Поляризация и формирование поверхностных связанных зарядов на границе раздела фаз приводит к деформации (для жидкого, или газообразного включения) или ориентации (для вытянутых твердых частиц) включения, что ведет к дополнительному эффекту электрического ослабления промежутка (рисунок 3.31). Так, водяная капля, имеющая *большую* диэлектрическую проницаемость, чем остальная

¹¹ Соотношение (4.55) справедливо для переменного напряжения. В случае действия постоянного напряжения соотношение между напряженностями определяется непрерывностью тока проводимости, а значит значениями проводимостей $\gamma_{ж}E_{ж}=\gamma_{ч}E_{ч}$.

жидкость, будет растягиваться вдоль нормали к электродам. При этом в силу довольно высокой проводимости воды эффективная толщина изоляции может существенно уменьшиться, что приводит и к уменьшению напряжения пробоя. Газовое включение, напротив, должно сжиматься вдоль нормали к электродам, но из-за низкой электрической прочности газа в нем будут возникать разряды, инициирующие пробой всего диэлектрического слоя. Длинная частица волокнистого материала, имеющая относительно большую диэлектрическую проницаемость, ориентируясь перпендикулярно электродам, может замкнуть их. Малейшие количества проводящей влаги, содержащейся в этой частице, приведут к выделению мощности и пробую системы.

На радиочастотах может произойти пробой жидкости, обусловленный ее разогревом за счет диэлектрических потерь, как в самой жидкости, так и в содержащихся в ней включениях. Перегрев жидкости может привести к ее термическому разрушению с выделением газообразных и электропроводящих продуктов, инициирующих пробой. Поэтому предельно допустимые рабочие напряженности поля для жидких диэлектриков на радиочастотах оказываются ниже, чем на промышленной частоте.



- а) до воздействия поля;
б) после воздействия поля.
- 1 – жидкая частица, $\epsilon_{ж} < \epsilon_{ч}$,
 - 2 – газообразная частица, $\epsilon_{ж} > \epsilon_{ч}$
 - 3 – удлинённая частица при $\epsilon_{ж} < \epsilon_{ч}$.

Рисунок 3.31 – Реакция различных частиц в диэлектрической жидкости на воздействие напряжения (показаны знаки индуцируемых зарядов).

3.12.4 Пробой твердых диэлектриков

У твердых диэлектриков могут наблюдаться *три основных механизма пробоя*: 1) *электрический*; 2) *тепловой*; 3) *электрохимический*. Каждый из указанных механизмов пробоя может иметь место в одном и том же материале в зависимости от характера электрического поля, в котором он находится — постоянного или переменного, импульсного; низкой или высокой частоты; времени воздействия напряжения; наличия в диэлектрике дефектов, в частности закрытых пор; толщины материала; условий охлаждения и т. д.

Электрический пробой. Электрический пробой твердых диэлектриков характеризуется весьма быстрым развитием. Он развивается за время не более 10^{-7} — 10^{-8} с, не обусловлен выделением тепловой энергии и

сопровождается в своей начальной стадии разрушением диэлектрика в узком канале.

Электрический пробой по своей природе является чисто электронным процессом, когда из немногих начальных электронов в твердом теле создается электронная лавина. Ударная ионизация решетки разгоняющимися в сильном поле электронами эквивалентна рождению новой электронно-дырочной пары. Так возникает шнур из электронно-дырочной плазмы, через который происходит протекание всего заряда, накопленного на электродах. В силу того, что размеры плазменного шнура относительно невелики, в нем выделяется значительная плотность тепловой мощности, приводящая к локальному расплавлению материала диэлектрика и его разрушению, стимулированному значительным давлением. Развитие лавин сопровождается фотоионизацией (как в газах), которая ускоряет образование проводящего канала.

Если толщина слоя диэлектрика относительно невелика и хотя бы один из электродов представляет собой тонкую пленку, напыленную поверх диэлектрического слоя, пробой может оказаться "самозалечивающимся" — электрическая прочность конденсатора восстанавливается и даже становится больше прежней за счет испарения или отрыва части пленки электрода вокруг канала. В итоге, между верхним электродом и проводящим каналом образуется изолирующая область открытой поверхности диэлектрика.

Чисто электрический пробой имеет место, когда исключено длительное влияние электропроводности и диэлектрических потерь, обуславливающих нагрев материала, а также отсутствует ионизация газовых включений. Поэтому, электрический пробой наблюдается у большинства диэлектриков при кратковременном (импульсном) воздействии напряжения. Именно по отношению к электрическому пробую вводится параметр *электрической прочности*. Как правило, у плотных диэлектриков $E_{пр}$ составляет более 10^8 В/м.

Тонкие диэлектрические пленки, толщиной менее 10 мкм, могут обладать существенно более высокой электрической прочностью, нежели толстые слои того же материала. Это свойство получило название *электрического упрочнения материалов*. Его использование позволяет повысить надежность пленочной изоляции микроэлектронных элементов и устройств. На малых расстояниях электронные лавины не успевают развиться до больших плотностей и сформировать плазменный шнур. В сверхтонких слоях, толщиной менее 0.1 мкм, явление ударной ионизации практически отсутствует. Такие слои могут иметь электрическую прочность даже выше 10^9 В/м, когда доминирующим механизмом эмиссии становится автоэлектронный механизм. В области электродных микроострий, где эмиссия наиболее сильна, могут наблюдаться электрохимические превращения, приводящие к формированию *каналов повышенной проводимости*. При малой толщине пленки хотя бы одного из электродов эти

каналы относительно стабильны. При воздействии электрического поля большой напряженности они становятся эффективными эмиттерами электронов. Такие тонкопленочные системы используются на практике и являются разновидностью так называемых *холодных* эмиттеров. Недостатком этих эмиттеров является их относительная недолговечность.

Тепловой пробой возникает при значениях напряженности, меньших чем электрическая прочность, в том случае, когда количество тепловой энергии, выделяющейся в диэлектрике за счет диэлектрических потерь, превышает то количество энергии, которое может рассеиваться в данных условиях; при этом нарушается тепловое равновесие, а процесс приобретает катастрофический характер. Не случайно в основу теории теплового пробоя легла теория взрыва. Пробивное напряжение при тепловом пробое определяется не столько электрической прочностью материала, сколько диэлектрическими потерями, теплопроводностью, условиями теплообмена всего изделия с окружающей средой и температурой среды.

Рассмотрим методику упрощенного расчета пробивного напряжения при тепловом пробое. Пусть пластинка однородного диэлектрика, обладающего потерями, находится между двумя электродами, и к образованному таким образом конденсатору прикладывается напряжение, которое можно увеличивать вплоть до пробоя. Значение рассеиваемой в диэлектрике мощности определяется выражениями (3.61) и (3.62). Поскольку рассматриваются тепловые явления, в этих выражениях следует учесть зависимость тангенса угла потерь от температуры. Эта зависимость, при повышенных температурах, при которых наиболее вероятен тепловой пробой, как правило, является сильно возрастающей. На любом относительно небольшом практически интересующем отрезке температурного диапазона $T_1 < T < T_2$ ее можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью

$$\operatorname{tg} \delta(T) = \operatorname{tg} \delta(T_1) \cdot \exp[a \cdot (T - T_1)], \quad (3.72)$$

где a — некоторая константа.

Предположим, что образец находится в условиях среды с температурой T_c , относительно которой будем вести отсчет зависимости (3.72) ($T_1 \equiv T_c$). Если в результате потерь при воздействии напряжения диэлектрик нагревается до температуры T , то значение выделяемой мощности изменяется относительно исходной (при $T = T_c$) согласно выражению

$$W_a(T) = \omega C U^2 \operatorname{tg} \delta(T_c) \cdot \exp[a \cdot (T - T_c)]. \quad (3.73)$$

В результате нагрева диэлектрика возрастает значение мощности W_T , рассеиваемой через обкладки в окружающую среду, причем это значение

пропорционально площади обкладок S и разности между температурами конденсатора и среды¹² (формула Ньютона)

$$W_T(T) = \sigma \cdot S \cdot (T - T_c), \quad (3.74)$$

где σ — коэффициент теплоотдачи, определяемый материалом обкладки и условиями охлаждения аппаратуры, в которой используется конденсатор.

Для наглядности дальнейших рассуждений воспользуемся графическим построением, показанным на рисунке 3.32, где в выбранной системе координат изображены экспоненты тепловыделения $W_a(T)$ при различных значениях приложенного напряжения и прямая теплоотдачи $W_T(T)$. При значении напряжения U_1 прямая теплоотдачи является секущей для кривой тепловыделения. В этом случае диэлектрик может нагреться лишь до температуры T_1 , при которой наступит состояние устойчивого теплового равновесия, так как мощность отводимая от образца, сравнивается с мощностью тепловыделения. Если бы по каким-то причинам температура хотя бы немного превысит значение T_1 , то значение отводимой мощности станет больше значения тепловыделения и образец самопроизвольно возвратится в устойчивое состояние при температуре T_1 . Напряжение U_1 , таким образом, не приведет к катастрофическому перегреву. Если напряжение и соответствующий ему предэкспоненциальный множитель в зависимости (3.73) настолько велики ($U = U_2$), что $W_a(T) > W_T(T)$ для любой температуры большей T_c , то пробой неизбежен, так как выделяемая мощность всегда будет больше отводимой. Очевидно, что пробивное напряжение соответствует такому значению U , при котором зависимость $W_T(T)$ является касательной к зависимости $W_a(T)$. При этом условии может быть достигнуто лишь неустойчивое тепловое равновесие при некоторой температуре T , которая является вполне определенной для данных экспериментальных условий. Это значение температуры, очевидно можно найти из совместного решения системы уравнений

$$W_a(T) = W_T(T) \quad | \quad \Rightarrow \quad T = T_c + 1/a. \quad (3.75)$$

$$\partial W_a(T) / \partial T = \partial W_T(T) / \partial T \quad |$$

Подставив полученное значение T в одно из уравнений исходной системы и выразив величину U , а также учитывая, что для плоского

¹² Предположение о том, что конденсатору можно приписать определенную температуру не вполне законно. Очевидно, что средняя часть слоя диэлектрика будет нагрета больше, чем приповерхностные слои и обкладки. Однако, излагаемая теория, несмотря на существенные упрощения, хорошо описывает опытные данные.

конденсатора $S/C=d/\varepsilon_0\varepsilon$ (d -толщина диэлектрика) получим граничное условие пробоя (значение пробивного напряжения):

$$U_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{\sigma \cdot d}{\omega \cdot \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \text{tg}\delta(T_c) \cdot a \cdot e}}, \quad (3.76)$$

где $e \equiv \exp(1) \equiv 2.71828\dots$

Температура среды T_c , очевидно, является той температурой, которая устанавливается в корпусе узла аппаратуры, где используется конденсатор. Эта температура может изменяться при изменении режимов эксплуатации узла, или при климатических изменениях. Для получения явной зависимости пробивного напряжения от T_c , необходимо "привязать" значение T_c к стандартным условиям (например, к температуре $T_0=23^\circ\text{C}$). Тогда, полагая в выражении (3.76) $\text{tg}\delta(T_c)=\text{tg}\delta(T_0) \exp[a \cdot (T_c - T_0)]$, окончательно получим

$$U_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{\exp\left(\frac{a}{2}T_0\right) \cdot \sigma \cdot d}{\omega \cdot \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \text{tg}\delta(T_0) \cdot a \cdot e} \cdot \exp\left(-\frac{a}{2}T_c\right)}. \quad (3.77)$$

Если перегрев диэлектрика обусловлен только потерями на электропроводность ($\text{tg}\delta \equiv \gamma/(\varepsilon_0\varepsilon\omega)$), то выражение (5.61) упрощается

$$U_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{\exp\left(\frac{a}{2}T_0\right) \cdot \sigma \cdot d}{\gamma(T_0) \cdot a \cdot e} \cdot \exp\left(-\frac{a}{2}T_c\right)}. \quad (3.78)$$

В выражениях (3.77, 3.78) функции, содержащие T_0 , следует рассматривать как константы данного материала. Важным в полученных выражениях является вывод о том, что пробивное напряжение при тепловом пробое растет пропорционально корню квадратному из толщины слоя диэлектрика и экспоненциально резко падает с ростом температуры среды. Такой характер зависимости радикально отличает тепловой пробой от электрического, при котором пробивное напряжение пропорционально толщине ($U_{\text{пр}}=E_{\text{пр}}d$) и слабо изменяется с ростом температуры (чаще, в противоположность тепловому пробое, возрастает).

Электрохимический пробой. *Электрохимическим пробоем называется пробой, обусловленный электрохимическими превращениями в диэлектрике, вызванными относительно длительным воздействием напряжения (минуты, часы, годы).* Очевидно, что такой вид пробоя может наблюдаться при напряженности поля меньшей электрической прочности и меньшей

критического значения напряженности теплового пробоя. Электрохимический пробой часто рассматривают как подготовительную стадию к тепловому или электрическому пробую, в течение которой происходит постепенное снижение пробивного напряжения. Поэтому этот пробой иногда именуют *электрическим старением изоляции*, а время, прошедшее до возникновения пробоя, называют *временем жизни изоляции*. Электрохимический пробой имеет существенное значение при повышенных температурах, высокой влажности воздуха и низкой частоте (особенно при постоянном напряжении). Электрохимический пробой может иметь место при высоких частотах, если в закрытых порах материала происходит ионизация газа.

Природа электрохимического старения определяется типом материала. В *органических материалах* доминирующим процессом являются разряды в порах, приводящие к эрозии материала и восстановлению углерода, образующего проводящие дорожки. В *неорганической керамике* также имеют место частичные разряды в порах, стимулирующие ионную проводимость и изменяющие фазовый состав. Это особенно сильно проявляется в керамиках, содержащих окислы металлов переменной валентности (например, TiO_2).

В *кристаллических материалах* с ионно-вакансионным механизмом проводимости электрическое старение часто связано с постепенным накоплением продуктов восстановления ионов вблизи электродов. Например, в кристаллах $NaCl$ при повышенных температурах на аноде выделяется газообразный хлор, а на катоде — коллоидальный натрий. Газ способствует развитию частичных разрядов, а металл, такой как Na , стимулирует эмиссионные процессы, снижая работу выхода электронов из катода и образуя вблизи катода остроугольные включения, локально повышающие напряженность поля.

Рассмотрев три вида пробоя изоляции, можно прийти к выводу, что понятие пробивного напряжения является условным и определяется временем действия напряжения. Теоретически возможен пробой при любом напряжении, но практически значимыми являются напряжения, при которых пробой происходит в течение времени, соизмеримом со временем эксплуатации данной аппаратуры. На рисунке 3.33 схематично показана зависимость пробивного напряжения от времени жизни диэлектрика, которую, из-за большого диапазона временных масштабов, представляют в логарифмическом масштабе по времени.

Для электрохимического пробоя чаще всего характерна "термоактивационная" зависимость времени жизни от температуры, $\tau = \tau_0 \exp(u/kT)$, где τ_0 — постоянная, определяемая материалом и условиями испытания (за исключением температуры), k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, u — "энергия активации старения", как правило, равная энергии активации проводимости.

Ионизационный пробой можно считать разновидностью как теплового так и электрохимического пробоя. Он характерен для твердых пористых диэлектриков (в частности для некоторых керамик, волокнистых материалов и др.) и обусловлен ионизацией газа в порах. За счет ионизационных потерь возникают локальные перепады температуры в диэлектрике и связанные с ними термомеханические напряжения, приводящие к растрескиванию диэлектрика. Разряд в порах приводит к электрохимическим превращениям и эрозии материала также ведущим к пробую.

Поверхностный пробой. При эксплуатации твердых диэлектриков с высокой электрической прочностью может наблюдаться явление поверхностного пробоя, под которым понимают пробой газа или жидкости вблизи поверхности твердого диэлектрика. По существу электрическая прочность твердого диэлектрика при этом не нарушается, однако образование проводящего канала на поверхности существенно ограничивает рабочие напряжения изолятора.

Значение **поверхностного пробивного напряжения** во многом определяется конфигурацией электродов, габаритными размерами и формой твердого диэлектрика. Если изолятор эксплуатируется на воздухе, то напряжение поверхностного пробоя зависит от давления, температуры, влажности воздуха (особенно, при резкой смене температуры), частоты электрического поля. В некоторых конструкциях напряжение поверхностного пробоя может быть даже ниже напряжения пробоя газа в тех же условиях. Одной из причин подобного эффекта является искажение однородности электрического поля, вызываемое перераспределением зарядов в адсорбированной пленке влаги. В результате смещения ионов по поверхности твердого диэлектрика сильно возрастает напряженность поля у электродов.

Для предотвращения поверхностного пробоя опорные изоляторы покрывают гидрофобной глазурью и придают им ребристую форму (при этом увеличивается эффективная межэлектродная длина вдоль поверхности). Эффективной мерой борьбы с поверхностным пробоем является замена (по возможности) воздуха жидкими диэлектриками, например, трансформаторным маслом, обладающими значительно более высокой электрической прочностью, чем любой газ. Поверхностный разряд, как и разряд в порах, может привести к электрохимической деградации изоляции. Например, при разряде по поверхности органической изоляции, происходит ее разложение с образованием свободного углерода, который является проводящим материалом. В результате протекания тока по образовавшимся углеродным мостикам выделяется тепло, которое еще более интенсифицирует процесс разрушения электроизоляции.

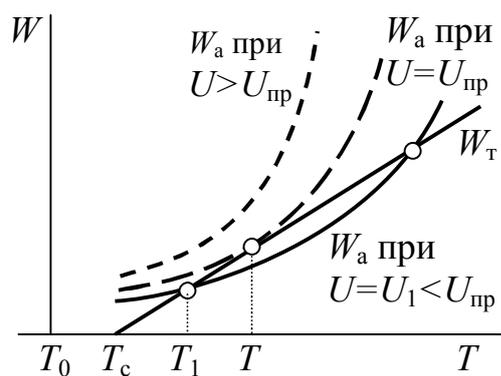


Рисунок 3.32 – Пояснение к расчету пробивного напряжения при тепловом пробое

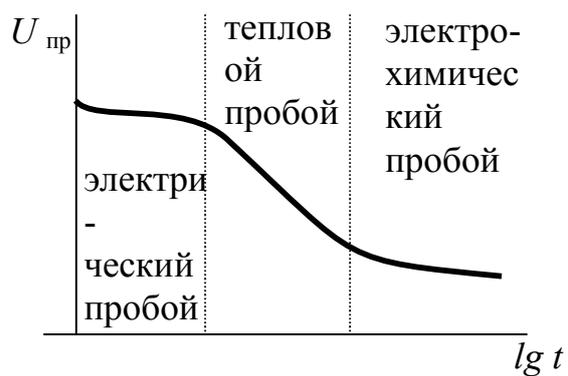


Рисунок 3.33 – Зависимость пробивного напряжения от времени воздействия напряжения (схематично)

4 ПАССИВНЫЕ ДИЭЛЕКТРИКИ

4.1. Классификация пассивных диэлектриков

Все диэлектрики, выполняющие *пассивные функции* (см. подраздел 3.1), можно условно разделить на электроизоляционные и конденсаторные материалы.

Электроизоляционные материалы используют для создания электрической изоляции, которая окружает токоведущие части электрических устройств и отделяет друг от друга элементы схемы или конструкции, находящиеся под различными электрическими потенциалами.

Применение диэлектриков в конденсаторах позволяет получать требуемые значения емкости и электрической прочности. Диэлектрик конденсатора может запасать, а потом отдавать в цепь электрическую энергию. Некоторые диэлектрики применяют как для создания электрической изоляции, так и в качестве конденсаторных материалов (например, слюда, керамика, стекло, полистирольные и другие пленки). Некоторые пассивные материалы при соответствующей обработке, могут служить и в качестве активных материалов.

По особенностям строения и структурных свойств пассивные твердые диэлектрические материалы можно разделить на следующие типы: 1) линейные полимеры; 2) эластомеры (каучуки); 3) композиционные порошковые пластмассы; 4) пропиточные материалы, компаунды и лаки; 5) волокнистые материалы; 6) ленточные и слоистые пластики; 7) монокристаллические материалы; 8) стекла; 9) керамика.

Ниже дается весьма ограниченная информация о пассивных материалах, имеющих наиболее широкое применение в РЭА. Для получения подробной информации о том или ином материале, или о группе материалов, следует обратиться к специальным информационным источникам.

4.2 Основные сведения о строении и свойствах полимеров

Линейные и пространственные полимеры. Подавляющее большинство органических материалов, используемых для изготовления электрической изоляции, относится к группе полимеров. *Полимерами* называют высокомолекулярные соединения, молекулы которых состоят из большого числа структурно повторяющихся звеньев — мономеров. Молекулярная масса полимеров может достигать 10^6 атомных единиц. В зависимости от структуры макромолекул полимеры делят на два основных типа — *линейные и пространственные*. Между свойствами линейных и пространственных полимеров имеются существенные различия.

В *линейных полимерах* макромолекулы представляют собой последовательности повторяющихся звеньев. При этом отношение длины молекулы к ее поперечным размерам ($\sim 3 \div 15 \cdot 10^{-10}$ м) очень велико и может превышать 1000. Как правило, линейные полимеры сравнительно гибки и эластичны, большинство из них при умеренном повышении температуры легко размягчаются и расплавляются. Высокая гибкость линейных полимеров определяется двумя одинаково важными факторами — размером макромолекул и природой химической связи между атомами. Например, в насыщенных углеводородах, каждый атом углерода образует четыре ковалентные связи, направленные к углам правильного тетраэдра. Угол между связями равен $109^\circ 28'$, и поэтому выпрямленная цепь макромолекулы (например, полиэтилена) выглядит как змейка. На рисунке 4.1 схематично изображена основная цепь насыщенного углеводородного полимера с примыкающими к ней радикалами, обозначенными символом R (в частном случае это может быть атом водорода, или небольшая углеводородная цепь). Растянуть такую цепь, не разрушив ее, нельзя, так как ковалентные связи имеют определенную длину и *направленность*. Однако при повороте одной части молекулы относительно другой вокруг оси связи $C-C$ перекрытие электронных оболочек не изменяется, следовательно, не изменяется прочность связей и не затрачивается энергия. Благодаря гибкости молекулярных цепей в тепловом движении могут участвовать отдельные участки макромолекулы, называемые *сегментами*. Чем меньше размер сегментов, способных к самостоятельному перемещению, тем больше гибкость макромолекулы. У линейных полимеров сегменты обычно состоят из нескольких десятков звеньев. Сегментальная подвижность молекулярных цепей является одной из причин релаксационных диэлектрических потерь в полимерах.

В *пространственных полимерах* макромолекулы связаны между собой дополнительными связями в общую сетку, что приводит к неограниченному возрастанию молекулярной массы, которая характеризует уже не отдельную макромолекулу, а некоторую область полимера. Поскольку молекулярные цепи оказываются связанными, пространственные полимеры обладают большой жесткостью, расплавление их происходит при сравнительно высоких температурах, а многие из них до достижения температуры плавления разрушаются химически (сгорают, обугливаются и т. п.). Типичными пространственными полимерами являются фенолоформальдегидные и эпоксидные смолы, сильно вулканизированный каучук (эбонит, эскапон).

Структурные формы и физические состояния полимеров. Макромолекулы могут быть регулярными и нерегулярными. Полимер построен регулярно, если соблюдается дальний порядок расположения звеньев по цепи. Гибкие нерегулярные макромолекулы имеют тенденцию сворачиваться в сфероподобные структуры, называемые *глобулами*. Поверхность глобулы

намного меньше поверхности вытянутой макромолекулы, поэтому межмолекулярное взаимодействие при контакте глобул оказывается слабым. Глобулярной структурой объясняется непрочность некоторых органических полимеров.

Жестким полимерным цепям трудно сворачиваться в глобулы. За счет сил межмолекулярного взаимодействия несколько соседних макромолекул могут организоваться в *пачки* (пучки параллельных молекул). Полимеры с гибкими макромолекулами регулярного строения обладают способностью образовывать *кристаллическую* фазу, которая характеризуется упорядоченным расположением молекул. В кристаллической фазе обычно наблюдается складывание молекулярных цепей в виде буклета. При кристаллизации сильно разбавленных растворов можно получить небольшие пластинчатые кристаллы некоторых полимеров (например, полиэтилена). В кристаллическом полимере макромолекулы плотно упакованы, и им трудно проявлять свою гибкость. Такие полимеры обычно являются жесткими материалами с высоким модулем упругости и малой деформируемостью.

Аморфные полимеры характеризуются отсутствием дальнего трехмерного порядка в расположении макромолекул, хотя и в этом случае полимеры не являются полностью неупорядоченными (например, возможно образование пачек или других надмолекулярных структур). В зависимости от температуры аморфные полимеры могут находиться в трех физических состояниях.

1) *Стеклообразное состояние*. Материал в этом состоянии обладает хрупкостью и при весьма больших механических напряжениях он лишь незначительно деформируется перед разрушением. Температуру, при которой полимер в процессе нагревания перестает быть стеклообразным и приобретает высокую эластичность или, наоборот, при которой в процессе охлаждения он переходит в стеклообразное состояние, называют температурой стеклования (T_g).

2) *Эластичное состояние*. В этом состоянии материалы при сравнительно небольших механических напряжениях обладают весьма большой упругой деформацией. Так, каучуки могут упруго растягиваться почти в 10 раз. При дальнейшем нагревании и достижении температуры T_T полимер переходит в состояние текучести.

3) *Вязкотекучее состояние*. Материал в этом состоянии под влиянием небольших усилий проявляет необратимую пластическую деформацию, что может быть использовано для его технологической обработки.

Состав полимерных цепей. По химическому составу полимеры можно разделить на органические и элементоорганические. К *органическим полимерам* относят такие высокомолекулярные соединения, у которых главная цепь состоит из углерода или комбинации углерода с кислородом, азотом, серой и фосфором. *Элементоорганическими* называют такие полимеры, главная цепь которых не содержит атомов углерода, но

обрамляется органическими группами. Наиболее распространенными представителями этих материалов являются *кремнийорганические соединения* (*полиорганосилоксаны, силиконы*). Основу кремнийорганических полимеров образует *силоксанная* цепочка чередующихся атомов кремния и кислорода. Схема такой цепочки показана на рисунке 4.2. Символом *R* обозначены примыкающие к ней органические радикалы (например, метил— CH_3 , этил— C_2H_5 , фенил— C_6H_5 и т.п.).

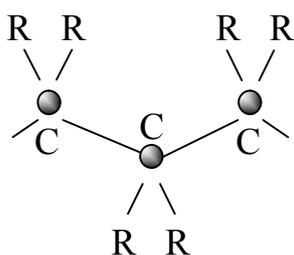


Рисунок 4.1 – Фрагмент макромолекулы углеводорода

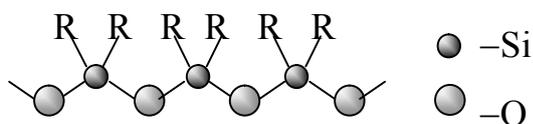


Рисунок 4.2 – Фрагмент макромолекулы кремнийорганического полимера.

Электрические свойства. Строение макромолекул во многом определяет электрические свойства полимеров. Все химические связи углерода с другими элементами в той или иной степени полярны из-за различия в *электроотрицательности* атомов, участвующих в связи. Суммарный дипольный момент молекулы определяется векторной суммой дипольных моментов отдельных связей. Если молекула имеет симметричное строение, то дипольные моменты отдельных связей могут уравнивать друг друга, благодаря чему суммарный дипольный момент равен нулю. Такие полимеры относятся к неполярным полимерам. Вещества с несимметрично построенными звеньями полимерных молекул являются дипольными (полярными) и обычно обладают гигроскопичностью (в силу наличия дипольно-ориентационных взаимодействий с молекулами воды). Значение диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь у них несколько выше, чем у неполярных полимеров.

Нагревостойкость. Большинство органических полимеров может длительно выполнять свои рабочие функции лишь при температурах ниже 100°C . Выше этой температуры, как правило, происходит быстрое старение материала. Поэтому основной проблемой химии высокомолекулярных соединений всегда было создание более нагревостойких материалов при сохранении у них гибкости, эластичности и других свойств, характерных для органических веществ. В настоящее время промышленностью производятся и весьма нагревостойкие высокомолекулярные материалы, например, фторсодержащие полимеры, кремнийорганические соединения, полиимиды.

Пределные температуры эксплуатации нагревостойких полимеров могут достигать 250 - 300°C.

4.3 Линейные полимеры

Материалы с малыми диэлектрическими потерями (неполярные).

К неполярным полимерам относятся такие полимеры, у которых мономерные звенья макромолекул не обладают дипольным моментом. Из материалов этой группы наиболее важное техническое значение имеют полиэтилен, полистирол, политетрафторэтилен (фторопласт-4, тефлон). Их основные свойства приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1 - Основные свойства неполярных полимеров

Свойства	Полиэтилен	Полистирол	Фторопласт-4
ρ , Ом·м	10^{14} — 10^{15}	10^{14} — 10^{16}	10^{14} — 10^{16}
ϵ	2,3—2,4	2,5—2,6	1,9—2,2
$\text{tg}\delta$ при 10^6 Гц	0,0002 – 0,0005	0,0002 – 0,0004	0,0002 – 0,0003
$E_{\text{пр}}$, МВ/м	40 – 150*	20 – 110*	40 – 150*
Нагревостойкость, °С	105 – 130	75 – 80	~300

* Верхние пределы – для материалов в виде пленки.

Полиэтилен (рисунок 3.9, а) является продуктом полимеризации этилена в присутствии катализаторов. При полимеризации получают полиэтилены высокого, среднего и низкого давления, отличающиеся друг от друга степенью кристалличности и механической прочностью. Полиэтилен обладает сравнительно большой эластичностью. Его отличает высокая стойкость к действию кислот и щелочей.

Полистирол получают из мономера стирола, который представляет собой легкую бесцветную синтетическую жидкость с характерным запахом. Стирол легко полимеризуется даже при хранении на холоде. С целью предотвращения нежелательной самопроизвольной полимеризации стирола во время хранения к нему добавляют специальные вещества-ингибиторы, замедляющие реакцию полимеризации. Чтобы уменьшить хрупкость полистирола, к нему добавляют некоторые виды синтетических каучуков.

Политетрафторэтилен (ПТФЭ, тефлон, рисунок 3.9, б) получают путем полимеризации тетрафторэтилена $F_2C=CF_2$. Среди всех органических полимеров ПТФЭ выделяется высокой нагревостойкостью (около 300°C) и очень высокой стойкостью к действию химических реагентов. Так, на него не действуют серная, соляная, азотная и плавиковая кислоты, щелочи и т. п. Он

негорюч, не растворяется ни в одном из известных растворителей, практически негигроскопичен и не смачивается водой и другими жидкостями. Высокие нагревостойкость и химическую стойкость ПТФЭ по сравнению с углеводородами можно объяснить тем, что атомы фтора более крупные, чем атомы водорода. Поэтому они создают сильное поле, экранирующее углеродный скелет молекулы от внешнего воздействия. Сама "оболочка" из атомов фтора также проявляет инертность по отношению к внешним воздействиям из-за большой энергии связи С—F. ПТФЭ вплоть до температуры разложения не переходит в вязкотекучее состояние. Поэтому обычные методы формовки термопластичных масс для ПТФЭ непригодны. Он перерабатывается в изделия методом спекания при температуре 360—380°C.

Как видно из табл. 4.1, все неполярные полимеры характеризуются небольшой диэлектрической проницаемостью, малыми диэлектрическими потерями в диапазоне радиочастот, высокой электрической прочностью и весьма высоким удельным сопротивлением. Диэлектрическая проницаемость неполярных полимеров в основном определяется *электронной поляризацией*. Поэтому значение ее не зависит от частоты и слабо уменьшается с повышением температуры, что объясняется уменьшением плотности полимера при нагревании. Диэлектрические потери в неполярных полимерах очень чувствительны к полярным примесям, таким, как гидроксильные (ОН) или карбонильные (СО) группы, которые всегда присутствуют в технических материалах вследствие частичного окисления, захвата катализатора полимеризации и других причин.

Благодаря малым потерям чистые неполярные полимеры широко применяют в технике высоких и сверхвысоких частот. Полиэтилен используют в качестве изоляции телевизионных и радиочастотных кабелей. Тонкие пленки из полистирола и политетрафторэтилена применяют для изготовления термостабильных высокочастотных конденсаторов с высоким сопротивлением изоляции и высокой электрической прочностью.

Материалы с повышенными диэлектрическими потерями (полярные). У полярных линейных полимеров из-за асимметрии строения звеньев молекул сильно выражена дипольно-релаксационная поляризация. Поэтому они обладают пониженными электроизоляционными свойствами по сравнению с неполярными полимерами, особенно на высоких частотах. У всех полярных полимеров диэлектрическая проницаемость уменьшается с ростом частоты и сложным образом зависит от температуры. Диэлектрические потери определяются процессами *дипольно-релаксационной поляризации*, следствием чего является наличие максимумов в температурной зависимости $\operatorname{tg} \delta$ (см. раздел 3). Полярные полимеры, по сравнению с неполярными, характеризуются примерно на два порядка большим значением $\operatorname{tg} \delta$ и заметно меньшим удельным объемным сопротивлением. Поэтому они используются в основном как изоляционные и конструкционные материалы в

диапазоне низких частот. Их свойства можно охарактеризовать следующими усредненными параметрами: $\varepsilon \sim 3—6$; $\rho \sim 10^{11}—10^{14}$ Ом·м; $\operatorname{tg} \delta (f=10^6 \text{ Гц}) \sim 0,01—0,06$; $E_{\text{пр}} \sim 5—50$ МВ/м.

Наиболее распространенными материалами этой группы являются *полиэфиры* — поливинилхлорид, полиэтилентерефталат, полиметилметакрилат и др.; *полиамиды* — капрон, нейлон, полиуретан и др.; *полиимиды*; *эпоксидные смолы*; *формальдегидные смолы*; *кремнийорганические полимеры*.

Поливинилхлорид (ПВХ, рисунок 3.12) — твердый продукт полимеризации газообразного винилхлорида $\text{H}_2\text{C}=\text{CH}-\text{Cl}$. Чистый ПВХ, благодаря сильным полярным межмолекулярным связям, прочно сцепляющим молекулярные цепи, является материалом жестким и негибким. Для придания эластичности к ПВХ добавляют пластификаторы, в качестве которых используют органические полярные жидкости с высокой точкой кипения. Введение пластификатора ухудшает электрические свойства полимера. ПВХ получил широкое применение в производстве монтажных проводов благодаря гибкости, достаточной прочности и высокой производительности наложения изоляции.

Полиэтилентерефталат (ПЭТФ, лавсан, рисунок 3.12) — это полимер, обладающий значительной механической прочностью и достаточно высокой температурой размягчения (около 260°C). Лавсан применяют для изготовления волокон, пленок и для других целей. При повышенных температурах он быстро окисляется на воздухе, так что обработку размягченного нагревом материала производят в атмосфере нейтрального газа (например, азота). Молекулярное строение ПВХ и ПЭТФ показано на рисунке 4.12. Пленки из ПЭТФ используют в качестве несущей основы при изготовлении дисков магнитной записи, для межслойной изоляции в обмотках трансформаторов, дросселей и подобных изделий, рассчитанных на рабочую температуру от минус 60 до плюс 150°C . Конденсаторы из таких пленок обладают большей рабочей температурой по сравнению с бумажными (до $+150^\circ\text{C}$).

Полиметилметакрилат (ПММК, органическое стекло, плексиглас) — полимер этилового эфира метакриловой кислоты. Этот прозрачный бесцветный (при отсутствии красящих добавок) полимер используется как конструкционный изолирующий материал.

Полиамиды также имеют линейное строение молекул и являются термопластичными веществами. Они отличаются высокой механической прочностью и эластичностью, растворимы лишь в незначительном числе растворителей. Применяют их для изготовления искусственных волокон и пластических масс. Известным представителем этих веществ является **капрон**, строение которого $\cdots - [(\text{CH}_2)_5-\text{CO}-\text{NH}] - \cdots$. Полиамиды стареют под действием света, влаги, температурных изменений. Это

проявляется в ухудшении пластичности, снижении механической прочности. Капрон, благодаря хорошим термопластичным свойствам и высокой механической прочности, используют в производстве различных конструкционных деталей радиоаппаратуры (корпусы приборов, ручки и кнопки управления, клавиши переключения диапазонов, каркасы индуктивных катушек и т. п.).

Фенолоформальдегидные смолы (ФФС) могут быть изготовлены как терморезактивными, так и термопластичными. Если в реакции участвует не менее одного моля формальдегида CH_2O на моль фенола $\text{C}_6\text{H}_5\text{OH}$, получается терморезактивная смола — **бакелит**. Бакелит обладает повышенной механической прочностью. Однако он мало эластичен и не отличается высокой стойкостью к воздействию воды. Отрицательным свойством его является склонность к обугливанию — образованию на поверхности проводящих электрический ток следов при воздействии поверхностных электрических разрядов. Бакелит используют при изготовлении композиционных пластмасс. ФФС, благодаря наличию в их молекулах гидроксильных групп — OH , являются полярными диэлектриками. Электрические свойства бакелита: $\rho \sim 10^{11} \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $\epsilon = 4,5$; $\text{tg}\delta = 0,01$. Структурная формула ФФС дана на рисунке 4.3, а.

При замене фенола (в реакции с формальдегидом) крезолом $\text{H}_3\text{C}-\text{C}_6\text{H}_4-\text{OH}$ получают **крезолоформальдегидные смолы**, имеющие менее выраженные полярные свойства по сравнению с фенольными. При замене фенола анилином $\text{C}_6\text{H}_5-\text{NH}_2$ получают **анилиноформальдегидные смолы**. Их полярные свойства выражены еще слабее, так как группа NH_2 менее полярна, чем группа OH ; это способствует уменьшению гигроскопичности.

Поликарбонаты - полиэфиры угольной кислоты и диоксисоединений. Практическое значение получили только ароматические поликарбонаты (рисунок 4.3, б), которые характеризуются очень высокой ударной вязкостью ($250-500 \text{ кДж/м}^2$), высокой прочностью (при статическом изгибе $77-120 \text{ Мн/м}^2$, или $770-1200 \text{ кгс/см}^2$), лучшими, чем у ФФС диэлектрическими свойствами ($\text{tg}\delta \sim 0,0009$ при 50 гц). Они оптически прозрачны, морозостойки, устойчивы к действию кислот, растворов солей, окислителей. Их применяют для изготовления плёнок, волокон и разнообразных изделий во многих отраслях промышленности, преимущественно в электротехнической.

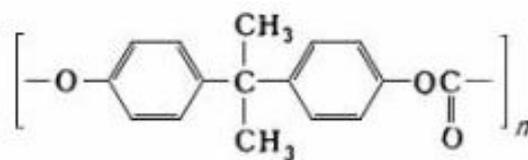
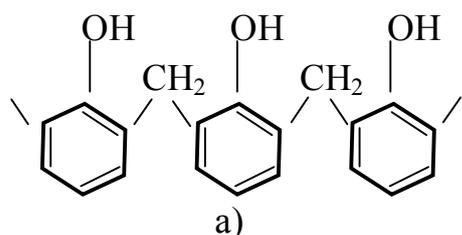


Рисунок 4.3 «Ароматические» полимеры - смолы: фенолоформальдегидная смола (а) и поликарбонат (б).

Некоторые из перечисленных полимеров составляют основу *композиционных материалов и компаундов*, рассмотренных ниже.

4.4 Композиционные порошковые пластмассы и слоистые пластики

Композиционные порошковые пластмассы, предназначенные для изготовления изделий методом горячего прессования или литья под давлением, состоят из связующего вещества (полимеры) и наполнителей (древесная мука, очесы хлопчатника, каолин, кварцевый песок, асбестовое или стеклянное волокно и т. д.). Кроме того, в массу добавляют красители, а для получения наилучших технологических свойств — пластификаторы. Наполнитель удешевляет пластмассу и в то же время улучшает механические характеристики изделия. В ряде случаев при введении наполнителя (например, кварцевой муки, талька и др.) наблюдается улучшение электрических свойств диэлектриков. В качестве связующего вещества часто используют фенолоформальдегидные, эпоксидные, поликарбонатные, кремнийорганические и другие смолы.

Из композиционных пластмасс изготавливают корпуса радиоаппаратуры, измерительных приборов, лампы панели, клеммные щитки, головки кнопок, рукоятки, термостойкие штепсельные разъемы, каркасы точных изделий.

Разновидностью композиционных пластмасс являются *слоистые пластики*, в которых в качестве наполнителя используют листовые волокнистые материалы. К слоистым пластикам относятся гетинакс и текстолит.

Текстолит получают горячей прессовкой ткани, пропитанной ФФС, или другими смолами. Для производства используется хлопчатобумажная, или искусственная ткань. Наиболее качественным наполнителем является стеклоткань. *Стеклотекстолит* обладает улучшенными диэлектрическими свойствами по сравнению с другими видами текстолита.

При изготовлении бакелизированного текстолита пропитку производят с помощью водной суспензии формальдегидной смолы. Листы бакелизированной ткани после их сушки собирают в пакеты и эти пакеты прессуют на гидравлических прессах при повышенной температуре. Во время прессования смола сначала размягчается, заполняя поры между листами и волокнами, а затем затвердевает. В результате волокнистая основа

связывается в прочный монолитный материал. Слоистое строение текстолита приводит к анизотропии свойств. Так, удельное объемное сопротивление текстолита вдоль слоев в 50—100 раз ниже, чем поперек; электрическая прочность вдоль слоев в 5—8 раз ниже, чем поперек. Текстолит относится к числу полярных диэлектриков, так как волокнистая основа и пропитывающее вещество обладают полярными свойствами. Его электрическая прочность (перпендикулярно слоям) составляет около 30 МВ/м, $\varepsilon = 6—7$, а $\operatorname{tg}\delta = 0,04—0,081$ (на частоте 10^6 Гц).

Для изготовления печатных схем низкочастотных цепей радиоаппаратуры используют фольгированный текстолит, облицованный с одной или с двух сторон медной фольгой толщиной 0,035—0,05 мм. Требуемый рисунок печатной схемы получают путем избирательного травления.

Гетинакс — это пластик, аналогичный текстолиту, но его наполнителем служит не ткань, а бумага. В настоящее время использование этого материала в радиоаппаратуре ограничено.

Электроизоляционная лакоткань получается пропиткой ткани электроизоляционным лаком и, в отличие от текстолита, обладает гибкостью.

К композиционным материалам относятся также *слиудосодержащие материалы* (см. подраздел 4.9).

4.5 Электроизоляционные компаунды

Компаундами называют смеси различных изоляционных веществ (смола, битумов, эфиров), которые путем несложных операций (охлаждение после предварительного нагрева, химическое отверждение, или др.) переходят из жидкого состояния в твердое состояние.

По функциональному назначению компаунды подразделяются на пропиточные, заливочные и покровные (обволакивающие).

По составу компаунды подразделяются на битумные, воскообразные, каучукоподобные, полиэфирные, эпоксидные, кремнийорганические, неорганические.

По физическим свойствам компаунды подразделяют на *термопластичные и термореактивные*.

Термопластичные компаунды размягчаются при нагревании и отвердевают при охлаждении и служат в основном для пропитки волокнистой изоляции или заливки их в промежутки между элементами изделий и узлов. К их числу относятся битумные компаунды — группа нефтяных аморфных термопластичных материалов, которые представляют собой сложные смеси углеводородов.

Термореактивные компаунды необратимо отверждаются в результате происходящих в жидком состоянии химических реакций. Они, как правило, обладают более высокой нагревостойкостью по сравнению с

термопластичными компаундами. К числу термореактивных относятся компаунды на основе полиэфирных, кремнийорганических и эпоксидных смол. Наиболее широкое распространение в электронной технике получили **эпоксидные компаунды**. Эти компаунды представляют собой композиции на основе *эпоксидных смол* (продукты поликонденсации хлорированных глицеринов с двухатомными фенолами в щелочной среде) *и отвердителей*. Кроме смолы и отвердителя в компаундах могут быть пластификаторы, наполнители, разбавители и т. д.

Схема реакции полимеризации смолы показана на рисунке 4.4. Важнейшую роль в ней играют концевые группы смолы (*эпокси-группы*). Символом *M* обозначена молекулярная цепь, которая может быть весьма длинной и включать в себя углеводородные звенья, атомы кислорода, бензольные кольца и др.

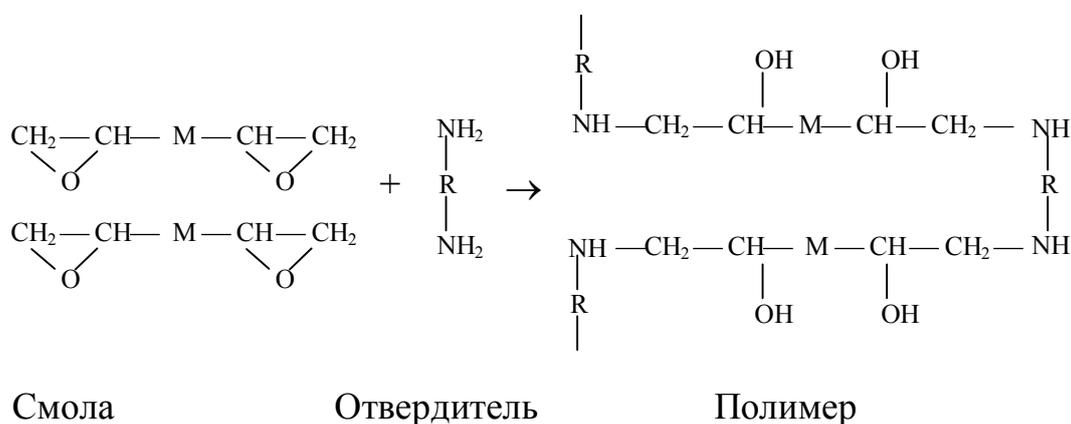


Рисунок 4.4 - Схема реакции полимеризации эпоксидной смолы.

Под влиянием отвердителей эпоксидные смолы претерпевают такое химическое изменение, которое делает их ценными для практического применения. Отвердителями могут быть вещества из группы аминов или ангидридов. На рисунке дана обобщенная формула диамина, имеющего на концах молекулы группы NH_2 . Отверждение идет с отщеплением водорода от диаминов "раскрытием" кольца в эпокси-группах и появлением у отвержденного компаунда сильно полярных гидроксильных групп — OH , обеспечивающих значительную адгезию (приклеивание) его к полярным диэлектрикам и металлам. Эпоксидные компаунды обладают малой усадкой при затвердевании, большой механической прочностью, высокими изоляционными свойствами и устойчивостью к повышенной температуре. Предельная эксплуатационная температура, как правило, составляет около 120°C .

Эпоксидные и другие термореактивные смолы на *кремнийорганической* основе еще более термостойки. Их предельная эксплуатационная температура может достигать 250°C.

Компаунды широко применяют для обволакивания и заливки отдельных узлов электро- и радиоаппаратуры: трансформаторов, дросселей конденсаторов. Их используют также для герметизации и опрессовок дискретных полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. Некоторые разновидности эпоксидных компаундов обладают высокой оптической однородностью и прозрачностью по отношению к излучению в видимой и ближней инфракрасной областях спектра. Благодаря этим свойствам они находят применение в качестве оптических согласующих (иммерсионных) сред при выводе излучения из светодиодов.

4.6 Неорганические стекла

Общие сведения. Стекла — неорганические квазиаморфные твердые вещества, в которых при наличии ближнего порядка отсутствует дальний порядок в расположении частиц. По химическому составу неорганические стекла подразделяют на элементарные, халькогенидные и оксидные. Свойства диэлектриков проявляют лишь *оксидные стекла*. Основу оксидного стекла составляет стеклообразующий окисел. К числу стеклообразующих окислов относятся SiO_2 , B_2O_3 , GeO_2 , P_2O_5 . Наибольшее распространение получили *силикатные стекла* на основе SiO_2 благодаря высокой химической устойчивости, а также дешевизне и доступности сырьевых компонентов. Для придания определенных физических свойств, а также из технологических соображений в состав силикатных стекол вводят окислы различных металлов (наиболее часто — щелочных и щелочноземельных).

Стеклообразное состояние материала получается лишь при быстром охлаждении стекломассы. В случае медленного охлаждения начинается частичная кристаллизация, стекло теряет прозрачность из-за нарушения однородности, а отформованные изделия обладают при этом невысокой механической прочностью. В процессе охлаждения расплава сильно изменяется вязкость стекломассы. Для любого стекла (подобно аморфным полимерам, см. подраздел 4.2) на температурной зависимости вязкости различают две характерные точки, соответствующие *температурам текучести* T_t и *стеклования* T_c . Интервал температур между T_c и T_t называют интервалом размягчения, в котором стекло обладает пластичными свойствами. Для большинства применяемых в технике силикатных стекол $T_c = 400 — 600^\circ\text{C}$ а $T_t = 700 — 900^\circ\text{C}$.

Изготовленные стеклянные изделия подвергают отжигу, чтобы устранить опасные механические напряжения в стекле, возникающие при быстром и неравномерном его остывании. При отжиге изделие нагревают до

некоторой достаточно высокой температуры $T < T_r$, а затем медленно охлаждают.

Звисимость свойств стекол от их химического состава. Силикатные стекла по составу и, в связи с этим, по электрическим свойствам ($\text{tg} \delta$ и ρ) можно подразделить на три группы.

1) *Бесщелочные стекла* (отсутствуют окислы натрия и калия — Na_2O , K_2O). В эту группу входит чистое *кварцевое стекло* (плавленный кварц). Стекла данной группы обладают высокой нагревостойкостью, высокими электрическими свойствами, но из них трудно изготавливать изделия, особенно сложной конфигурации.

2) *Щелочные стекла без тяжелых окислов или с незначительным их содержанием.* В эту группу входит большинство обычных натриевых и калиево-натриевых стекол (с добавлением Na_2O , K_2O). Они отличаются пониженной нагревостойкостью, легко обрабатываются при нагреве, но имеют пониженные электрические свойства.

3) *Щелочные стекла с высоким содержанием тяжелых окислов* (например, силикатно-свинцовые, бариевые). Эти стекла, обладая удовлетворительной обрабатываемостью, имеют повышенные электрические свойства, приближающиеся при нормальной температуре к электрическим свойствам стекол первой группы.

Силикатные стекла устойчивы к действию кислот, за исключением плавиковой кислоты HF , которая их растворяет; стойкость стекол к щелочам значительно меньше.

Кварцевое стекло получают из чистой двуокиси кремния при температурах выше 1700°C . Такая стекломасса обладает очень узким интервалом размягчения и высокой вязкостью. Поэтому из нее удастся получить изделия только простейшей конфигурации. Основу микроструктуры кварцевого стекла составляют кремний-кислородные тетраэдры $[\text{SiO}_4]^{4-}$. Эти тетраэдры, соединяясь друг другом через кислородные ионы, образуют сплошные трехмерные сетки. Дальний порядок в расположении тетраэдров отсутствует, что является признаком аморфного тела. В принципе кварцевое стекло можно рассматривать как неорганический пространственный полимер. Кварцевое стекло обладает рядом замечательных свойств. Оно имеет наименьшее значение температурного коэффициента линейного расширения; у остальных стекол по сравнению с кварцевым стеклом значение TKI в 10—20 раз больше. Высокая механическая прочность в сочетании с малым TKI обуславливают высокую стойкость кварцевого стекла к термоудару. Благодаря высокой нагревостойкости и химической инертности к действию большинства реактивов кварцевое стекло получило широкое применение в технологии производства чистых веществ в качестве конструкционного материала (реакторы, ампулы, лодочки, тигли и т. п.).

Кварцевое стекло отличается высокой прозрачностью для излучения в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной области спектра вплоть до

длины волны порядка 4 мкм. Поэтому оно является ценным оптическим материалом. Из него изготавливают линзы, призмы, оптические окна, баллоны ламп ультрафиолетового излучения и др. По электрическим свойствам кварцевое стекло относится к хорошим высокочастотным диэлектрикам ($\epsilon=3,8$; $\rho \geq 10^{16}$ Ом·м; $\text{tg}\delta=2 \cdot 10^{-4}$ на частоте 10^6 Гц).

Для улучшения технологических характеристик (понижения температуры варки, расширения интервала размягчения) в состав стекол вводят окислы щелочных металлов. Это приводит к разрыхлению пространственной сетки стекла и образованию тупиковых ветвей (рисунок 4.5). Разрыхление кислородного каркаса (обрыв связей) вызывает понижение температуры размягчения стекла. При этом существенно ухудшаются электрические свойства стекол: снижается удельное сопротивление (рисунок 4.6, б), возрастают диэлектрические потери. С другой стороны, слабо связанные щелочные ионы под действием теплового движения могут срывать с мест закрепления и перемещаться из одной ячейки пространственной сетки в другую. При этом усиливается ионно-релаксационная поляризация, что сопровождается увеличением диэлектрической проницаемости (рисунок 4.6, а). Поскольку ион натрия имеет меньший размер по сравнению с ионом калия, он более подвижен и оказывает большее отрицательное влияние на электрические свойства стекла.

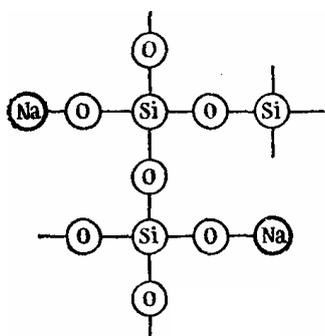


Рисунок 4.5 - Плоскостная модель натриевого стекла

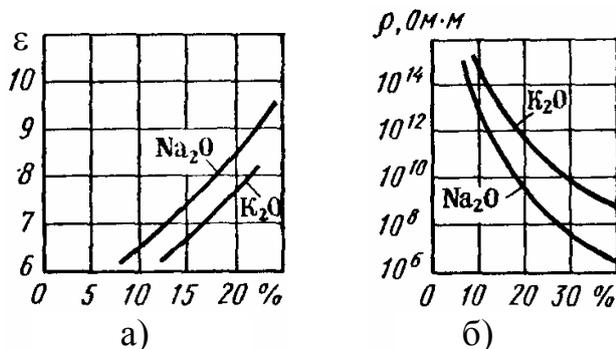


Рисунок 4.6 - Зависимости диэлектрической проницаемости (а) и удельного сопротивления (б) щелочных стекол от содержания примеси (по массе)

Стекла, содержащие в больших количествах окислы тяжелых металлов (бария, титана, свинца) характеризуются малыми диэлектрическими потерями даже при значительной добавке щелочных окислов. Атомы многовалентного металла, встраиваясь в структурную сетку стекла, не образуют тупиковых ветвей. Поэтому увеличение их концентрации не приводит к возрастанию релаксационных потерь. Более того, становясь на месте существующих обрывов ветвей, такие ионы могут соединить оборванные концы и укрепить пространственную сетку. ТК ϵ различных технических стекол находится в

пределах $(30 - 500) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Электрическая прочность стекол при электрическом пробое мало зависит от их состава, решающим оказывается влияние воздушных включений в толще стекла. В однородном электрическом поле $E_{пр}$ достигает 500 МВ/м.

Практическое применение.

Электровакuumные стекла. Определяющим параметром стекол для изготовления из них баллонов, ножек и других деталей электровакuumных приборов является температурный коэффициент линейного расширения TKI . Значения TKI стекла и соединяемых с ним материалов, подвергаемых периодическим и сильным перепадам температуры, должны быть приблизительно одинаковыми. В противном случае при изменении температуры может произойти растрескивание стекла и нарушение герметичности. Электровакuumные стекла подразделяют и маркируют по численным значениям TKI . Так как стекла — это материалы с низким значением TKI , то в стекла удается впаивать только тугоплавкие металлы или металлические сплавы, у которых TKI соизмеримо. Поэтому часто название стекла соответствует не примесному составу (как, например, у свинцового), а указывает на температурное сродство с тем, или иным металлом (например, платиновое, молибденовое, вольфрамовое).

По химическому составу электровакuumные стекла относятся к группе боросиликатных ($B_2O_3 + SiO_2$) или алюмосиликатных ($Al_2O_3 + SiO_2$) материалов с добавками щелочных окислов. TKI возрастает при увеличении содержания щелочных окислов.

В обозначении марки электровакuumного стекла после буквы "С" указывают значение ее TKI (умноженное на 10^7 K^{-1}) и серию разработки.

Изоляторные стекла. Стекла легко металлизуются и используются в качестве герметизированных вводов в металлических корпусах различных приборов (конденсаторов, диодов, транзисторов и др., рисунок 4.7). Обычно в качестве материала таких и подобных проходных изоляторов используют щелочное силикатное стекло.

Цветные стекла. Обычные силикатные стекла прозрачны для излучения в видимой части спектра. Некоторые добавки придают стеклам соответствующую окраску: CaO — синюю, Cr_2O_3 — зеленую, MnO_2 — фиолетовую и коричневую, UO_3 — желтую и т. д., что используется при изготовлении цветных стекол, светофильтров, эмалей и глазурей.

Лазерные стекла. Традиционно в качестве рабочих тел твердотельных лазеров (исключая полупроводниковые) используются диэлектрические кристаллы иттрий-алюминиевого граната $Y_3Al_5O_{12}$, алюмината иттрия $YAlO_3$, легированные неодимом Nd^{3+} , рубин Al_2O_3 — Cr^{3+} , а также

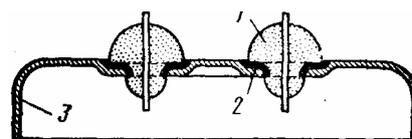


Рисунок 4.7- Стекланные изоляторы 1 со слоем вожженного серебра 2, припаянные к металлической крышке 3.

гадолиний-скандий-галлиевый гранат с примесями хрома и неодима ГГСГ—Cr—Nd.

Стекла также могут быть использованы в качестве рабочего тела в твердотельных лазерах. Генерирующими центрами являются активные ионы, равномерно распределенные в прозрачной матрице стекла. Как правило, в стеклах отсутствуют ограничения в растворимости активирующих добавок.

В качестве лазерных стекол используют силикатные, фосфатные, фторберилатные, боратные, фторфосфатные, германатные и другие стекла, активированные редкоземельными элементами и неодимом. Примером наиболее часто применяемых материалов на основе силикатного стекла является баритовый крон ($\text{BaO} - \text{K}_2\text{O} - \text{SiO}_2$), активированный ионами неодима Nd^{3+} .

Основные преимущества стекол, используемых в лазерах, перед монокристаллами заключаются в их высокой технологичности, дешевизне, оптической однородности, изотропности свойств. Из стекла сравнительно легко изготовить однородные стержни большого размера, что необходимо для достижения высокой выходной мощности лазерного излучения. Однако отсутствие дальнего порядка вызывает уширение линии люминесценции активированного стекла. Следствием этого является снижение степени монохроматичности выходного излучения и увеличение пороговой мощности оптической накачки. К тому же стекла по сравнению с монокристаллами обладают невысокой теплопроводностью, что создает дополнительные трудности для осуществления непрерывного режима генерации. Поэтому лазеры на стекле больше подходят для генерации импульсов с высокой энергией излучения.

Стекловолокно. Из расплавленной стекломассы методом вытяжки через фильеру с последующей быстрой намоткой на вращающийся барабан можно получать тонкие волокна, обладающие хорошей гибкостью и повышенной механической прочностью. Весьма тонкие стеклянные волокна (диаметром 4—7 мкм) имеют настолько высокую гибкость, что из них могут быть сотканы стеклянные ткани. Преимуществами волокнистой стеклянной изоляции перед изоляцией из органических волокон являются высокая нагревостойкость, значительная механическая прочность, относительно малая гигроскопичность и хорошие электроизоляционные свойства. Для производства стекловолокна используют щелочные алюмосиликатные, бесщелочные и малощелочные алюмоборосиликатные стекла.

Световоды. Тонкие стеклянные волокна используют для передачи света между источником и приемником излучения. Отдельные волокна могут быть соединены в световые кабели (жгуты) с внутренними межволоконными светоизолирующими покрытиями. Совокупность методов и средств передачи световой информации с помощью тончайших волокон получила название волоконной оптики, которая является важной составной частью оптоэлектроники. Волоконные устройства имеют ряд преимуществ перед

линзовыми. Они отличаются компактностью и надежностью. С их помощью можно осуществить поэлементную передачу изображения с достаточно высокой разрешающей способностью, причем передача изображения возможна по искривленному пути. Существенным моментом является скрытность передачи информации и высокая помехозащищенность оптического канала связи.

Для передачи изображения используют волокна диаметром 5—15 мкм. Чтобы предотвратить просачивание света из одного волокна в другое, их снабжают светоизолирующей оболочкой, которую изготавливают из стекла с меньшим показателем преломления, чем у сердцевины. Тогда, согласно известным законам оптики, если световой луч падает на границу раздела из оптически более плотной среды под углом, большим предельного (относительно нормали к границе), он будет испытывать полное внутреннее отражение и, многократно отражаясь, пойдет вдоль волокна (рисунок 4.8). Световой кабель диаметром 5—6 мм содержит несколько сотен тысяч светоизолированных волокон. Световые кабели из волокон с коническим сечением могут усиливать освещенность объектов за счет концентрации светового потока, уменьшать или увеличивать изображение.

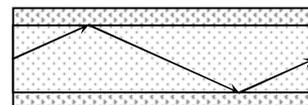


Рисунок 4.8

Специальные технологические приемы (осаждение пленок на подложку, ионное легирование, ионный обмен) позволяют изготовить плоские световоды, которые являются основой оптических интегральных схем.

4.7 Ситаллы

Ситаллы — это материалы, получаемые методом стимулированной кристаллизации стекол. По размерам областей кристаллического порядка они занимают промежуточное положение между обычными стеклами и керамикой. Если в состав стекол, склонных к кристаллизации, ввести в качестве добавки вещества, дающие зародыши кристаллизации то удастся стимулировать процесс кристаллизации стекла по всему объему изделия и получить материал с однородной микрокристаллической структурой. Содержание кристаллических фаз при этом достигает порядка 95%, размеры оптимально развитых кристаллов составляют 0,05—1 мкм.

Кристаллизация стекла может быть обусловлена фотохимическими и каталитическими процессами. В первом случае центрами кристаллизации служат мельчайшие частицы металлов (серебра, золота, меди, алюминия и др.), выделяющиеся из соответствующих окислов, входящих в состав стекла, под влиянием облучения (обычно, ультрафиолетового) с последующей термообработкой. При термообработке происходит образование и рост кристаллитов вокруг металлических частиц.

Технология изготовления ситаллов упрощается, если вместо облучения использовать катализаторы кристаллизации, ограниченно растворимые в стекломассе или легко кристаллизующиеся из расплава. К числу таких соединений относятся TiO_2 , FeS , B_2O_3 , Cr_2O_3 , V_2O_3 , фториды и фосфаты щелочных и щелочноземельных металлов. По внешнему виду ситаллы представляют собой плотные материалы белого цвета, или цвета от светло-бежевого до коричневого. Они отличаются повышенной механической прочностью, могут иметь широкий диапазон TKl , высокую теплопроводность и удовлетворительные электрические характеристики. Зависимости ϵ и $tg\delta$ от частоты в радиодиапазоне, как правило, являются монотонно спадающими вплоть до частоты решеточных возбуждений. Диэлектрические потери ситаллов во многом определяются свойствами остаточной стекловидной фазы. Некоторые обобщенные свойства ситаллов следующие: $\rho \sim 10^8—10^{12}$ Ом·м; $E_{пр} \sim 25—75$ МВ/м; $tg\delta$ ($f=10^6$ Гц) $\sim (10—800) \cdot 10^{-4}$; $TKl \sim (12—120) \cdot 10^{-7}$ К⁻¹; удельная теплопроводность $\sim 0,8—2,5$ Вт/(м·К);

Многие ситаллы обладают высокой химической стойкостью к действию сильных кислот (кроме HF) и щелочей. По техническому назначению ситаллы можно подразделить на установочные и конденсаторные. Установочные ситаллы широко используют в качестве подложек гибридных интегральных микросхем и пассивных дискретных элементов (например, тонкопленочных резисторов), деталей СВЧ-приборов и некоторых типов электронных ламп. Достоинством ситалловых конденсаторов являются повышенная электрическая прочность по сравнению с керамическими конденсаторами.

4.8 Керамика

Общие сведения. Под керамикой понимают неорганические материалы, получаемые методом высокотемпературного обжига.

Для современной радиоэлектроники важное значение имеют керамические диэлектрики, которым присущи многие положительные свойства: высокая нагревостойкость, отсутствие у большинства материалов гигроскопичности, хорошие электрические характеристики при достаточной механической прочности, стабильность характеристик, надежность, стойкость к воздействию излучения высокой энергии. Сырье для производства основных радиокерамических изделий доступно и дешево. Преимуществом керамики является возможность получения заранее заданных характеристик путем изменения состава и технологии производства. Существенным достоинством керамического производства является отсутствие ограничений на изготовление изделий необходимой формы и габаритов и возможность полной автоматизации.

В общем случае керамический материал может состоять из нескольких фаз. Основными фазами являются *кристаллическая* (одна или несколько) и

стекловидная, связывающая кристаллическую фазу. От количества стекловидной фазы зависят степень пористости и гигроскопичность материала. Некоторые виды *радиокерамики* вообще не содержат стекловидной фазы. Наличие *газовой фазы* в закрытых порах приводит к снижению механической и электрической прочности керамических изделий, а также вызывает диэлектрические потери при повышенной напряженности поля вследствие ионизации газовых включений. При изготовлении радиокерамики в качестве основных кристаллообразующих компонентов наряду с природными минералами, такими, как кварц, глинозем, тальк, широко используют окислы и карбонаты различных металлов.

Классификация и свойства керамических материалов. Керамические материалы, относящиеся к диэлектрикам, по техническому назначению можно подразделить на *установочные* и *конденсаторные*.

Установочную керамику применяют для изготовления опорных, проходных, подвесных, антенных изоляторов, подложек интегральных микросхем, корпусов резисторов, каркасов индуктивных катушек. Из *конденсаторной* керамики изготавливают свыше 50% всех конденсаторов.

По *электрическим свойствам* установочную и конденсаторную керамику подразделяют на *низкочастотную* и *высокочастотную*. Из низкочастотных установочных материалов наиболее распространен ***изоляционный фарфор***. Сырьем для его изготовления служат специальные сорта глины, кварцевый песок и щелочной полевой шпат. При обжиге глина теряет кристаллизационную воду и, взаимодействуя с кварцем, образует основную кристаллическую фазу — муллит ($3\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$). Промежутки между кристаллическими зернами заполняются стекловидной фазой, возникающей за счет расплавления полевого шпата. Наличие стеклофазы обуславливает низкую пористость и высокую плотность фарфора, его водонепроницаемость, достаточно высокую электрическую и механическую прочность. Однако из-за большого содержания щелочных окислов в стеклофазе материал обладает значительными диэлектрическими потерями ($\text{tg}\delta \sim 10^{-2}$), что затрудняет его использование на высоких частотах.

Промежуточное положение между высокочастотными и низкочастотными диэлектриками занимает ***радиофарфор***. Улучшение его электрических свойств по сравнению с изоляторным фарфором достигается путем введения в состав исходной шихты окиси бария, резко снижающей (на два порядка) диэлектрические потери и проводимость стекловидной фазы.

Дальнейшим усовершенствованием радиофарфора является ***ультрафарфор***, относящийся к группе материалов с высоким содержанием глинозема Al_2O_3 (более 80%). Глинозем существует в виде низкотемпературной γ - или высокотемпературной α -модификации. Лучшими электрическими свойствами обладает α - Al_2O_3 (корунд). Глинозем, как исходное сырье, содержит обе модификации, поэтому производят предварительную его обработку — обжиг

при температуре 1380—1420°C, когда γ -модификация переходит в α -модификацию. Применение при обжиге глинозема специальных добавок, например, борной кислоты, заметно повышает содержание α -глинозема. Ультрафарфор является высокочастотным диэлектриком, в котором сочетаются низкие диэлектрические потери с высокой механической прочностью, что во многом объясняется наличием в нем бариевого стекла, улучшающего электрические свойства.

Корундовая керамика с содержанием глинозема 95—99% получила название **алюминоксида**. Этот материал отличается низкими диэлектрическими потерями в диапазоне радиочастот и при повышенных температурах, обладает весьма высокой нагревостойкостью (до 1600°C), а также большой механической прочностью и хорошей теплопроводностью. Удельная теплопроводность алюминоксида в 10—20 раз выше, чем у изоляторного фарфора. Однако он имеет неблагоприятные технологические характеристики: обладает большой абразивностью, хрупкостью, высокой температурой спекания ($< 1750^\circ\text{C}$). Керамика из алюминоксида используется в качестве вакуум-плотных изоляторов в корпусах полупроводниковых приборов и подложек интегральных микросхем. Из нее изготавливают также внутриламповые изоляторы с пористой структурой для предотвращения возникновения сплошной токопроводящей пленки при распылении геттера. Кроме того, пористая керамика легко выдерживает значительные перепады температур, которые неизбежны при изготовлении электровакуумных приборов.

Разновидностью алюминоксида является **поликор** (*поликристаллический корунд*), обладающий особо плотной структурой. В отличие от обычной корундовой керамики поликор прозрачен, поэтому его применяют для изготовления колб некоторых специальных источников света. Поликор является ценным материалом для подложек гибридных интегральных микросхем.

Существенным преимуществом керамических подложек по сравнению со стеклянными и ситалловыми является их высокая теплопроводность, которая во многом определяет допустимые значения рассеиваемой в них электрической мощности. Однако, наиболее высокой теплопроводностью (200—250 Вт/(м·К)) обладает окись бериллия и керамика на ее основе — **брокерит** (95—99% BeO). Ее теплопроводность в сотни раз превышает теплопроводность стекол и стеклокристаллических материалов. К тому же она имеет высокие электрические параметры: $\rho \sim 10^{16}$ Ом·м, $\text{tg}\delta \sim 3 \cdot 10^{-4}$ (на частоте 1 МГц). Металлизация изделий из брокерита обеспечивает получение вакуумных спаев керамики с медью и коваром. Помимо подложек для интегральных микросхем брокеритовую керамику применяют в особо мощных приборах СВЧ.

Низкими диэлектрическими потерями в диапазоне радиочастот обладает также цельзиановая, стеатитовая и форстеритовая керамика. В состав **цельзиановой керамики** входят предварительно синтезированное соединение $\text{BaO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$, называемое цельзианом, углекислый барий BaCO_3 и каолин ($\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{SiO}_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$), которые при обжиге изделий образуют дополнительно кристаллическую фазу цельзиана и высокобариевое алюмосиликатное стекло. Характерными особенностями цельзиановой керамики являются очень низкие TKI ($2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$), $\text{TK}\varepsilon$ ($6 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$) и повышенная $E_{\text{пр}}$. (до 45 МВ/м). В нормальных условиях преобладает электронная электропроводность; ионная составляющая электропроводности становится значительной лишь при температурах свыше 600°C . Цельзиановую керамику используют для изготовления каркасов высокостабильных индуктивных катушек, изоляторов и высокочастотных конденсаторов большой реактивной мощности. Недостатком цельзиановой керамики является сравнительно небольшая механическая прочность.

Стеатитовую керамику получают на основе природного минерала — талька ($3\text{MgO} \cdot 4\text{SiO}_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$). Основной кристаллической фазой, образующейся при обжиге заготовок, является клиноэнстатит ($\text{MgO} \cdot \text{SiO}_2$). Преимуществами стеатитовой керамики являются ее малая абразивность и незначительная усадка при обжиге (1,0—1,5%). Поэтому из нее можно изготавливать мелкие детали с повышенной точностью в размерах. Стеатит применяют в качестве высокочастотных проходных изоляторов, опорных плат, изолирующих колец, деталей корпусов полупроводниковых приборов, а также в виде пористой вакуумной керамики для внутриламповых изоляторов. Недостатком стеатита является невысокая стойкость к термоударам.

Форстеритовую керамику ($2\text{MgO} \cdot \text{SiO}_2$) применяют для изготовления изоляторов вакуумных и полупроводниковых приборов, когда требуется вакуум-плотный согласованный спай с металлом, обладающим повышенным TKI , например, с медью.

Конденсаторная керамика может быть с повышенным ($\varepsilon = 10$ — 230) и высоким ($\varepsilon > 900$) значениями диэлектрической проницаемости. В первом случае при частоте 1 МГц значение $\text{tg}\delta < 10^{-3}$, то есть керамика принадлежит к высокочастотным диэлектрикам, во втором при частоте 1 кГц значение $\text{tg}\delta > 10^{-2}$ и такую керамику относят к низкочастотным диэлектрикам.

Специальными *материалами для высокочастотных конденсаторов* являются "титанатовые" керамические диэлектрики — *тиконды*. Среди них можно выделить керамику на основе рутила (TiO_2), перовскита (CaTiO_3), титаната стронция (SrTiO_3). Тиконды характеризуется пониженной электрической прочностью (8—12 МВ/м), интенсивным электрохимическим старением при длительной выдержке под постоянным напряжением и высоким отрицательным $\text{TK}\varepsilon$ (см. пункт 4.9.3). Эти материалы используются

для изготовления лишь таких конденсаторов, к которым не предъявляются требования температурной стабильности емкости.

Повышения температурной стабильности свойств добиваются путем введения в состав керамики кристаллообразующего компонента с положительным $TK\varepsilon$. При этом, однако, значение диэлектрической проницаемости снижается. Такие тиконды иногда называют термокомпенсированными. К этой группе материалов относятся титаноциркониевая керамика (твердые растворы $TiO_2 — ZrO_2$; $CaTiO_3 — CaZrO_3$), лантановая керамика системы $LaAlO_3 — CaTiO_3$, станнатная керамика, в которой кристаллической фазой служат твердые растворы станната кальция $CaSnO_3$, титаната кальция $CaTiO_3$ и цирконата кальция $CaZrO_3$. Изменяя состав твердых растворов, можно получить очень незначительный $TK\varepsilon$ как с положительным, так и с отрицательным знаком. Керамика на основе указанных твердых растворов используется для изготовления высокочастотных термостабильных конденсаторов. Преимуществом станнатной керамики перед титанатовой является более высокая устойчивость к длительному воздействию постоянного напряжения.

Основу *низкочастотной конденсаторной керамики* составляют титанат бария $BaTiO_3$ и твердые растворы с сегнетоэлектрическими свойствами. Благодаря этому сегнетокерамика обладает весьма высокой диэлектрической проницаемостью ($\varepsilon = 900—8000$), которая, однако, не отличается температурной стабильностью и зависит не только от частоты, но и от напряженности электрического поля. Свойства сегнетокерамики рассмотрены также в пункте 6.1.5

4.9 Слюда и материалы на ее основе

Слюда является важнейшим из природных электроизоляционных материалов, обладая ценными качествами — высокими электроизоляционными свойствами, нагревостойкостью, механической прочностью, гибкостью. Слюда встречается в виде кристаллов, характерной особенностью которых является способность легко расщепляться на тонкие пластинки по *плоскостям спайности*. По химическому составу слюда — водный алюмосиликат. Важнейшие виды слюды: *мусковит*, состав которого приближенно может быть выражен формулой $K_2O \cdot 3Al_2O_3 \cdot 6SiO_2 \cdot 2H_2O$ и *флогопит* — $K_2O \cdot 6MgO \cdot Al_2O_3 \cdot 6SiO_2 \cdot 2H_2O$. Фактический состав природных слюд много сложнее из-за присутствия в них примесей других оксидов.

По сравнению с флогопитом мусковит обладает лучшими электроизоляционными и механическими свойствами. Однако многие флогопиты более нагревостойки, чем мусковиты. Допустимая рабочая температура слюды ограничивается выделением входящей в их состав воды (у мусковитов

обычно при 500 — 600°С, у флогопитов — при 800 — 900°С), приводящим к разрушению кристаллической структуры.

Синтетическая слюда в отличие от природной не содержит химически связанной воды и загрязняющих примесей и поэтому значительно превосходит ее по нагревостойкости и электрическим свойствам. Однако она более хрупка, менее гибка и является и более дорогой. Наиболее распространенной синтетической слюдой является фторфлогопит $K_2Mg_3(Si_3AlO_{10})F_2$.

Вследствие ярко выраженной кристаллографической анизотропии значения электрических параметров слюды зависят от направления. Для практически используемого направления, перпендикулярного плоскостям спайности $\epsilon=6\div 8$; $\rho=10^{12}\div 10^{14}$ Ом·м (для мусковита); $10^{11}\div 10^{12}$ Ом·м (для флогопита); $\operatorname{tg}\delta(1\text{МГц})\sim 10^{-4}$. Вдоль плоскости спайности параметры ρ и $\operatorname{tg}\delta$ более чем на три порядка ниже.

Слюдяные пластинки сложных очертаний с отверстиями служат для крепления и электрической изоляции внутренней арматуры в электронных лампах, вакуумных фотоэлементах, ФЭУ, телевизионных трубках и других электронных приборах. До недавнего времени большое значение имело применение слюды в качестве диэлектрика в слюдяных конденсаторах.

Слюда, не пригодная для использования в конденсаторах и других ответственных устройствах, может быть использована для изготовления листовых и ленточных электроизоляционных материалов: *миканита*, *микаленты*, *слюдовой бумаги*, *слюдопласта* и др.

Миканит представляет собой слоистый материал на основе пластинок слюды, склеенных лаком или эпоксидной смолой. *Микалента* — рулонный материал, состоящей из пластинок слюды, наклеенной на тканевую, или другую гибкую основу. *Слюдовая бумага* — материал, состоящий из мелких частичек слюды, полученный на бумагоделательных машинах. В зависимости от способа изготовления различают слюдинитовую и слюдопластовую бумагу. Ее нагревостойкость достигает 600°С. *Слюдинит* и *слюдопласт* — композиционные материалы, в которых в качестве наполнителя выступает соответственно слюдинитовая, или слюдопластовая бумага. В качестве связующего вещества часто используются полиэфирноэпоксидный или кремнийорганические лаки.

4.10 Неорганические электроизоляционные пленки

В различных областях электротехники и радиотехники используют тонкие нагревостойкие диэлектрические пленки, которые наносят на поверхность металла, полупроводника или на иные подложки. Такие пленки можно наносить способами испарения в вакууме, химическими, электрохимическими и другими методами. Одной из разновидностей

электрохимического получения тонких диэлектрических пленок является оксидирование (анодирование) — выращивание оксидов на поверхности металла. Оксидную изоляцию широко применяют в *электролитических конденсаторах* (см. раздел 7), в которых оксидная пленка на алюминии, тантале или ниобии работает в контакте с жидким электролитом (находящимся в свободном состоянии или же пропитывающим твердый пористый материал), с твердым полупроводником (в оксидно-полупроводниковых конденсаторах) или с металлическими слоями (металлооксидных конденсаторах).

В радиоэлектронике распространены также тонкопленочные конденсаторы, в которых диэлектриком являются наносимые методами вакуумной технологии пленки SiO , SiO_2 , Ta_2O_5 и других оксидов.

4.11 Конденсаторы. Материалы. Конструкция.

Существует множество классификаций конденсаторов. *По типу используемого диэлектрика* можно представить следующую классификацию:

Конденсаторы	1) с газообразным диэлектриком	1.1) вакуумные 1.2) газонаполненные 1.3) с воздушным диэлектриком
	2) с жидким диэлектриком	2.1) маслonaполненные 2.2) с синтетической жидкостью
	3) с твердым диэлектриком	3.1) с органическим 3.2) с неорганическим 3.3) с оксидным

Использование того или иного диэлектрика во многом определяет конструктивные особенности конденсатора.

Пакетная конструкция характерна для слюдяных, стеклоэмалевых, стеклокерамических и некоторых керамических конденсаторов (рисунок 4.9). Пакет 4 собирают из чередующихся слюдяных пластинок 2 и фольговых обкладок (свинцово-

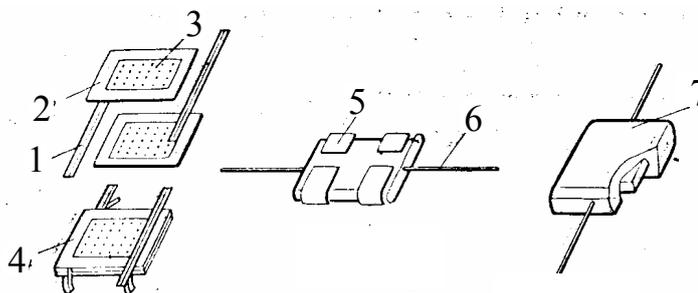


Рисунок 4.9 — Слюдяной конденсатор с металлизированными обкладками

оловянных, или алюминиевых). Вместо фольги на слюду может быть нанесена тонкая пленка серебра 3. Обкладки соединяются в общий контакт 5 фольговыми полосками 1 по торцам пакета, к которому припаивают выводы 6 в виде проволочек или лент. Обкладки стеклоэмалевых, стеклокерамических и некоторых керамических конденсаторов выполняют вжиганием пасты на основе серебра. Пакетную конструкцию спрессовывают и покрывают влагозащитной эмалью 7.

Трубчатая конструкция характерна для некоторых керамических конденсаторов (рисунок 4.10). Серебряные обкладки 4 и 5 наносят вжиганием на внешнюю и внутреннюю поверхности керамических трубок 6, имеющих толщину стенок 0,25 мм и более. Для присоединения гибких проволочных выводов 1 внутреннюю обкладку выводят на внешнюю поверхность трубки и создают между ней и внешней обкладкой изолирующий «поясок» 2. В миниатюрных конденсаторах выводы припаивают к обкладкам, не закручивая и не создавая перехода. Трубчатые конденсаторы имеют влагостойкое эмалевое покрытие 3, по цвету которого определяют группу их стабильности

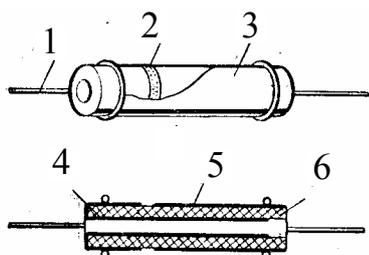


Рисунок 4.10 - Трубчатый керамический конденсатор

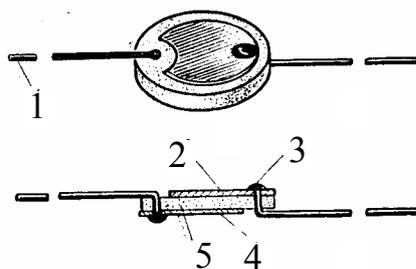


Рисунок 4.11 - Дисковый керамический конденсатор

емкости.

Дисковая конструкция характерна для некоторых постоянных и подстроечных керамических конденсаторов (рисунок 4.11). Серебряные обкладки 2 и 4 вжигаются в обе плоскости керамического диска и имеют форму либо полумесяца (при жестком креплении проволочных выводов 1, проходящих через толщу диска 5), либо круга (при пайке проволочных выводов к обкладкам). Поверхность дисковых конденсаторов и места пайки 3 покрывают влагозащитной цветной эмалью.

Монолитная секционированная конструкция характерна для керамических конденсаторов *КЛС* (керамические литые секционированные — рисунок 4.12) и *КЛГ* (керамические литые герметизированные). Конденсаторы изготовляют литьем горячей керамики 1. Минимальная толщина стенок 100 мкм, а воздушного зазора (прорези 3) между ними — 130 -150 мкм. Обкладки наносят на поверхности стенок окунанием в серебряную пасту и

вжиганием ее. Для коммутации секций сошлифовывают торцы пазов и наращивают общие обкладки 2, после чего припаивают к ним проволочные выводы. Затем конденсаторы лакируют, покрывают цветной эмалью. Цветными полосками или точкой маркируют по группам температурной стабильности.

Рулонная конструкция характерна для бумажных (рисунок 4.13), пленочных и электролитических конденсаторов сухого типа. Бумажные и пленочные конденсаторы изготавливают путем свертывания в рулон фольговых обкладок 2, разделенных бумагой 1 или пленкой (толщина бумаги не менее 5 мкм, пленки 10—20 мкм, обкладок из алюминия 80 мкм). Обкладки металлобумажных и металлопленочных конденсаторов получают нанесением тонкого металлического слоя (сотые доли микрометра) на поверхность ленты из диэлектрика. Рулон с припаянными выводами 4 помещают в алюминиевый корпус 3 и герметизируют.

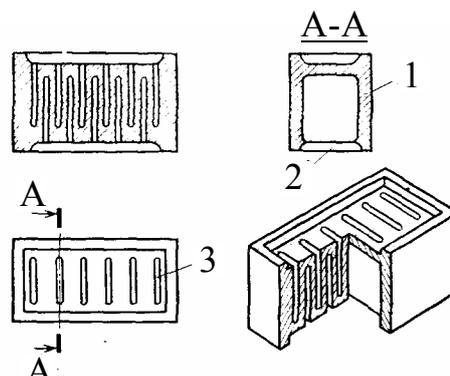


Рисунок 4.12

Электролитические конденсаторы *сухого типа* изготавливают, прокладывая между двумя лентами обкладок (оксидированной и не оксидированной) ленту из бумаги или бязи, пропитанной вязким электролитом, и сворачивая их в рулон. Роль диэлектрика выполняет тонкая оксидная пленка алюминия ($\epsilon = 10$) или тантала ($\epsilon = 25$) толщиной в сотые доли — единицы микрометра, полученная на аноде оксидированием соответствующего металла. Малая толщина диэлектрика обеспечивает электролитическим конденсаторам высокую удельную емкость. Электролит выполняет функцию второй обкладки. Толщина алюминиевой фольги 50 — 100 мкм, а танталовой — до 10 мкм.

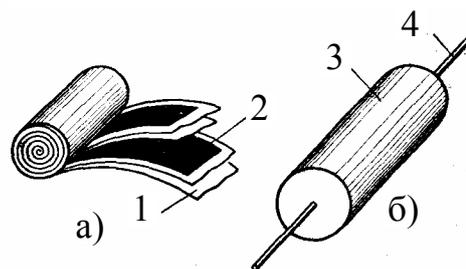


Рисунок 4.13

В *оксидно-полупроводниковых* конденсаторах роль электролита выполняет твердый полупроводник (чаще — двуокись марганца), а катодом служит слой графита с напыленной пленкой металла (чаще — оловянно-свинцовый сплав).

В *оксидно-металлических* конденсаторах вообще отсутствует жидкостная или полупроводящая среда. В качестве рабочего диэлектрика по-прежнему используется тонкий оксидный слой на металлической фольге, на

который в качестве второй обкладки наносится тонкий слой металла методом вакуумного испарения¹³.

Конструкция жидкостных электролитических конденсаторов. Жидкостные электролитические конденсаторы на основе алюминия появились раньше сухих. В жидкостных электролитических конденсаторах роль катодной обкладки играет жидкий электролит, заполняющий металлический корпус (одновременно являющийся катодом). Оксидированный анод погружен в электролит и подсоединен к выводу, изолированному от корпуса. Недостатком алюминиевых жидкостных конденсаторов являлась относительно сложная конструкция, преимуществом – свойство самовосстановления диэлектрика при пробое от случайного кратковременного перенапряжения (фактически, оксидирование в собственном электролите). Сухие конденсаторы более просты в изготовлении и обладают большей удельной емкостью, поэтому частично вытеснили из применения жидкостные. В последнее время в качестве анодов жидкостных конденсаторов используется пористый тантал, полученный спеканием порошка. Сильно развитая анодированная поверхность, погруженная в электролит, и хорошее качество окисла тантала Ta_2O_5 позволяют получить рекордно высокие значения удельной емкости — порядка нескольких сотен микрофард на кубический сантиметр изделия. В качестве электролита используется обычно 5–38 %-ный водный раствор серной кислоты, имеющий относительно низкое сопротивление $\sim 1,2$ Ом·см при $20^\circ C$. На рисунке 4.14 показана распространенная конструкция электролитического танталового конденсатора, где: 1- анод; 2- танталовая крышка; 3- анодный вывод; 4- электролит; 5- серебряное покрытие; 6- герметик; 7- изоляция; 8 - стальной корпус; 9 - катодный вывод; 10 - эпоксидная заливка.

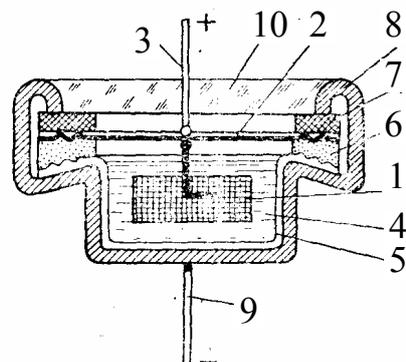


Рисунок 4.14

Конструкция конденсаторов переменной емкости (рисунок 4.15). Основными элементами воздушных конденсаторов переменной емкости являются корпус 4, статорная и роторная секции, системы подвески оси и статора, ось 2 и токосъемник 6. Статорная секция состоит из пластин 5, а роторная — из пластин 11, укрепленных на швеллерах и оси различными способами (расчеканкой, пайкой, отбортовкой, методом

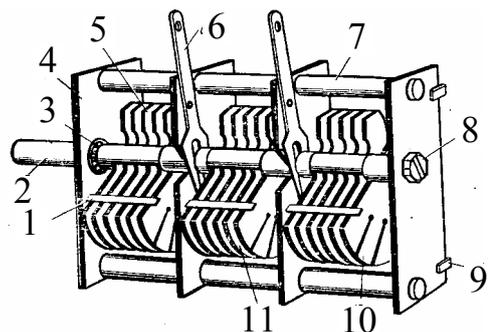


Рисунок 4.15

¹³ Существует вполне обоснованное мнение, что оксидно-металлические конденсаторы не следует относить к жидкостным. Предлагается все конденсаторы с оксидной изоляцией

напряженных посадок). Ротор, как правило, соединен с корпусом, а статор изолирован от него.

При вращении оси изменяется взаимное положение роторных и статорных пластин в пределах от 0° до 180° , а следовательно, площадь их перекрытия и емкость конденсатора. Закон изменения емкости в зависимости от угла поворота, чаще определяется формой роторных пластин, а реже — статорных. Подпятник 8 служит для регулировки плавности вращения оси. Крайние пластины 10 ротора делают разрезными. Отгибая или подгибая часть сектора пластины, можно изменять емкость в небольших пределах, подгоняя ее под требуемое значение для заданного угла поворота согласно закону изменения емкости данного конденсатора. Кроме того, на рисунке 7.12 обозначены: 1- гребенка ротора; 3- подшипник; 7- валик крепления; 9 - планка крепления. Конструкции переменных конденсаторов с твердым диэлектриком во многом аналогичны.

Проходная конструкция. Для подавления помех в линиях используются проходные конденсаторы. При подключении с этой целью обычного конденсатора между линией и землей возникает дополнительная

индуктивность за счет наличия соединительного проводника.

Проходной конденсатор включается непосредственно в разрыв линии, что снижает общую паразитную

индуктивность (рисунок 4.16). Он имеет три вывода. Один из них (корпус) соединяется с землей.

Другой (шинка), подключается к

линии. Сечение шинки должно быть рассчитано на рабочие значения тока.

Конструкция для поверхностного монтажа и интегральных схем.

На рисунке 4.17 показана типовая конструкция оксидно-полупроводникового танталового чип-конденсатора и приведен внешний вид чип-конденсатора из монтажной платы, фотография которой дана на рисунке 2.15.

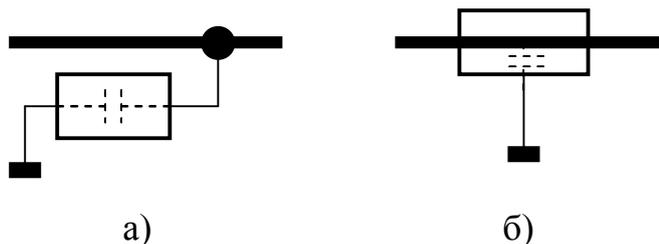


Рисунок 4.16 - Подавление помех при помощи обычного (а) и проходного (б) конденсатора.

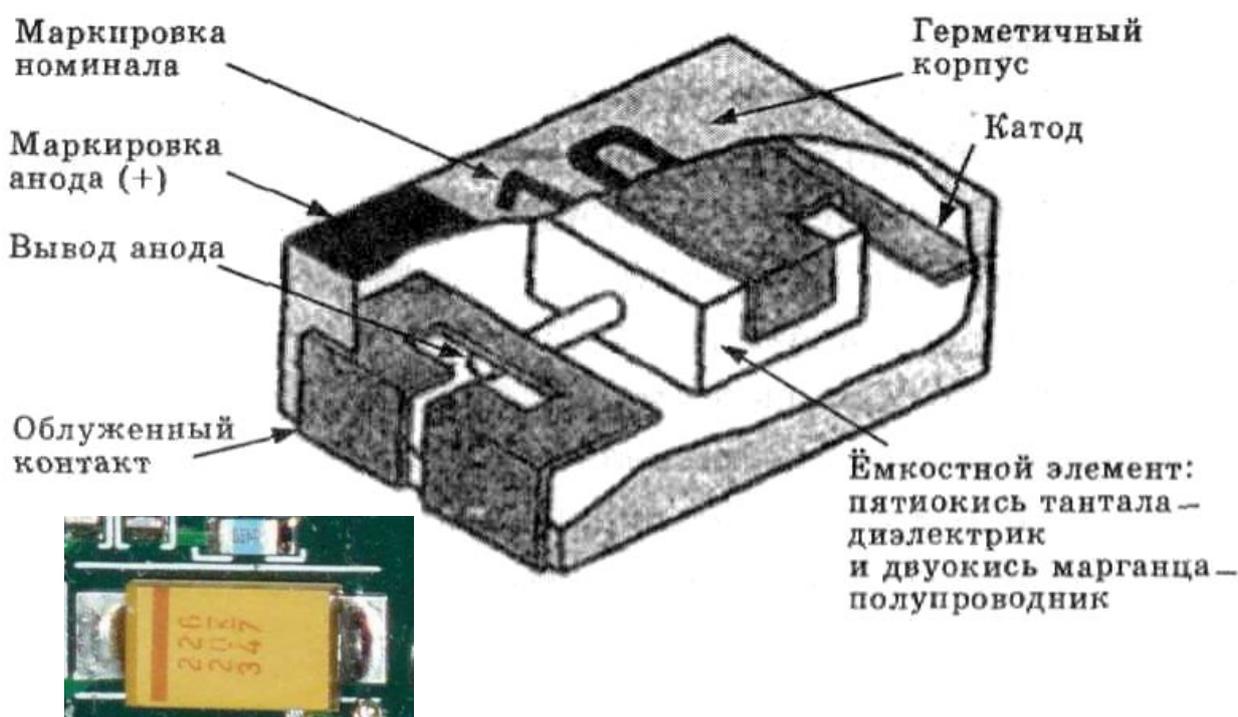


Рисунок 4.17 Типовая конструкция танталового чип-конденсатора и фрагмент монтажной платы с чип-конденсатором.

В танталовых чип-конденсаторах в качестве диэлектрика используется оксид тантала Ta_2O_5 а в качестве полупроводника – оксид марганца MnO_2 . Корпус конденсатора изготавливается из пластмассы. Эти конденсаторы выдерживают двукратное погружение в расплавленный припой в течение 5 с при температуре $245\text{ }^\circ\text{C}$ или пайку в течение 10 с при температуре $260\text{ }^\circ\text{C}$.

Печатные конденсаторы формируются непосредственно на печатных платах. Они могут быть двухсторонними и односторонними. В двухсторонних конденсаторах обкладки наносятся на обе стороны печатной платы, а расчет емкости производится по формуле (3.22). Значение емкости их определяется толщиной платы d , ее диэлектрической проницаемостью ϵ и активной площадью обкладок S . Удельная емкость таких конденсаторов сравнительно невелика и составляет $3 \div 5\text{ пФ/см}^2$. В односторонних конденсаторах обкладки выполняются на одной стороне платы и имеют зигзагообразную, спиральную или гребенчатую формы.

Печатные конденсаторы обладают малой удельной емкостью, низкой стабильностью параметров, малой точностью по номинальной емкости ($\pm 50\%$) и большими потерями.

Тонкопленочная конструкция (для интегральных микросхем).

Для создания конденсаторов в монокристалле полупроводниковых ИС используют емкости *p-n*-переходов. Однако такие конденсаторы имеют ограниченный диапазон емкостей (20-200 пФ), низкую температурную стабильность (10^{-3} K^{-1}) и значительный технологический разброс параметров ($\pm 30\%$).

Тонкопленочные конденсаторы гибридных и полупроводниковых ИС (рисунок 4.18) обладают более высокими свойствами: диапазон их емкостей лежит в пределах от единиц до 10000 пФ, температурная стабильность составляет $\pm 2 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, а технологический разброс параметров равен $\pm 10\%$. Такие конденсаторы представляют собой трехслойную структуру в виде диэлектрика и двух тонкопленочных обкладок, нанесенных распылением проводящего металла. Материалом для обкладок чаще всего служит алюминий, он имеет небольшое удельное сопротивление ($\rho_{\square} = 0,06 \text{ Ом}/\square$), имеет сравнительно низкую температуру испарения (1500°C), технологичен и дешев.



1,3 - обкладки, 2 - диэлектрик, 4 - подложка (диэлектрик, или полупроводник)

Рисунок 4.18 -

Материал, применяемый в качестве диэлектрика тонкопленочного конденсатора, должен обладать высокой электрической прочностью и малыми потерями, а его коэффициент теплового расширения (ТКЛ) должен быть близок к ТКЛ подложки. Кроме того, он должен иметь высокие адгезионные свойства и по возможности большую диэлектрическую проницаемость. В качестве рабочего диэлектрика могут использоваться SiO , SiO_2 , GeO , Al_2O_3 и другие материалы.

Аналогичную структуру имеют МДП – конденсаторы, создаваемые на полупроводниковых ИС. Роль нижней обкладки конденсатора играет сильнолегированная поверхность полупроводника.

В полупроводниковых ИС, помимо МДП – конденсаторов, могут быть использованы **полупроводниковые конденсаторы** на основе обратно-смещенных *p-n*-переходов. В отличие от МДП-конденсаторов, полупроводниковые конденсаторы обладают большой сквозной проводимостью и, соответственно низкой добротностью (большим $\text{tg}\delta$).

Удельные емкости полупроводниковых и МДП-конденсаторов сравнимы и составляют сотни пФ/мм².

5 АКТИВНЫЕ ДИЭЛЕКТРИКИ

5.1 Сегнетоэлектрики

5.1.1 Спонтанная поляризация

Среди *активных диэлектриков* (см. подраздел 3.1) сегнетоэлектрики наиболее широко используются на практике.

Сегнетоэлектриками называется особый вид диэлектриков, которые, ниже некоторой температуры T_K , называемой температурой Кюри, обладают спонтанной поляризацией.

Иными словами, в некотором температурном диапазоне эти диэлектрики поляризованы самопроизвольно, без воздействия на них внешнего электрического поля. Название "сегнетоэлектрики" произошло от *сегнетовой соли*, у которой впервые были обнаружены необычные электрические свойства. Сегнетова соль - это кристаллогидрат калий-натриевой соли виннокаменной кислоты $KNaC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$. Для практических нужд сегнетова соль не годится, так как она сильно гигроскопична и механически непрочна. Кроме того, в нормальных условиях ее спонтанная поляризация нестабильна - температура Кюри составляет $+24^\circ\text{C}$. Вторым материалом, у которого были обнаружены сегнетоэлектрические свойства, был дигидрофосфат калия KH_2PO_4 с температурой Кюри $+123^\circ\text{C}$.

Революционным событием, однако, стало открытие сегнетоэлектрических свойств у титаната бария $BaTiO_3$, а затем и у других солей титановой кислоты, которые обладают помимо этого высокой прочностью и стойкостью к влаге и другим агрессивным средам. Впоследствии было обнаружено, что спонтанной поляризацией обладает и ряд других соединений типа ABO_3 , где O — кислород; A — элементы: Ba, Ca, Pb, Cd ; B — элементы: Ti, Zr, Hf, Ta, Nb .

Для пояснения того, почему возникает спонтанная поляризация, рассмотрим элементарную ячейку кристалла титаната бария, имеющего структуру перовскита¹⁴. Эта структура представляет собой сетку кислородных октаэдров, сцепленных вершинами, в центрах которых расположены ионы B . Пустоты сетки октаэдров занимают ионы A (рисунок 5.1,а). На рисунке 5.1,б представлена элементарная ячейка, центр которой

¹⁴ Излагаемую здесь модель следует рассматривать как сильно упрощенную, предлагаемую для предварительного ознакомления с вопросом. Спонтанная поляризация - сложное явление, и для полного представления об этом явлении следует обратиться к специальной литературе.

совпадает с положением иона B . У титаната бария при температурах выше 120°C ион титана (B) находится в середине этой кубической ячейки, ионы бария (A) занимают вершины куба, а ионы кислорода расположены в центрах граней куба, образуя октаэдр.

Чтобы упростить рассуждения рассмотрим энергетическую схему одной кислородной ячейки вдоль оси X , "пронизывающей" противоположные ионы кислорода (рисунок 5.1, б, в). Особенностью рассматриваемой структуры является то, что размеры кислородного октаэдра довольно велики, и ион титана имеет возможность перемещаться относительно свободно внутри ячейки. Размещение иона титана точно посередине ячейки соответствует положению неустойчивого равновесия, которое энергетически "невыгодно". Положительно заряженный ион титана стремится сблизиться с одним из ионов кислорода, заряженным отрицательно. Таким образом, энергетическое состояние иона титана можно охарактеризовать наличием шести мелких потенциальных ям вблизи каждого иона кислорода, разграниченных небольшим барьером в центре ячейки (рисунок 5.1, в). Если кристалл имеет температуру, такую что среднестатистическая энергия иона титана превышает высоту барьера u_0 , то есть $T > 2u_0 / k \equiv T_K$, то ион титана попеременно перескакивает из одной ямы в другую и, в среднем, занимает центральное положение в ячейке.

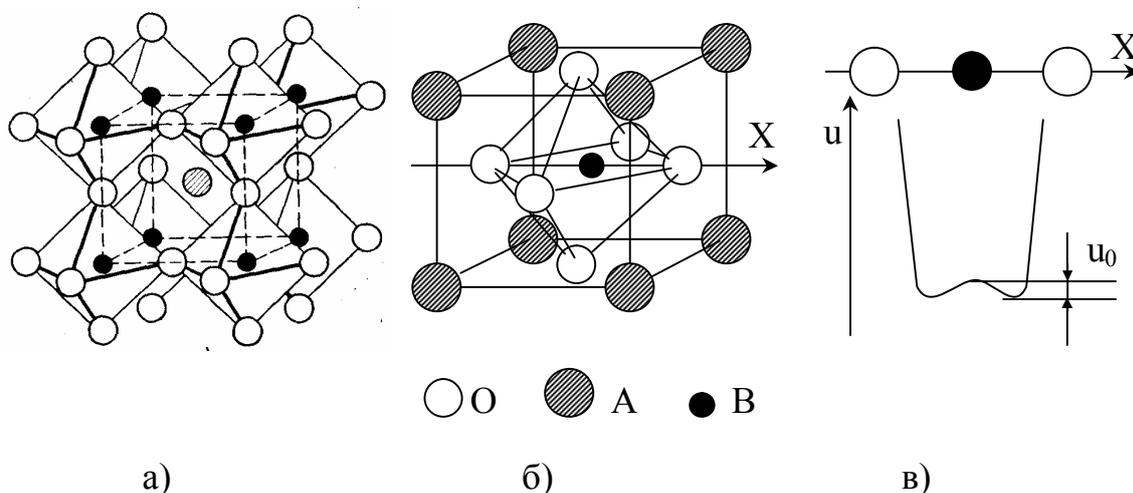


Рисунок 5.1 – Схема кристаллической структуры типа перовскита (а,б) и схема энергетического состояния иона В (в).

При охлаждении кристалла ниже $T_K = 2u_0/k$ (температура Кюри), вероятность того, что ион в текущий момент времени имеет кинетическую энергию, превышающую высоту барьера, становится малой, а потому частота перескоков резко снижается. При этом ион титана надолго задерживается в одной из потенциальных ям, и этого времени достаточно для того, чтобы его заряд повлиял на окружающую ионную структуру. В частности, кристалл находит новую, более энергетически выгодную конфигурацию, когда

ближайшие ионы кислорода, притягиваются к иону титана, дополнительно блокируя его в данном положении (рисунок 5.2). В соседней ячейке также произойдет блокировка, но с ориентацией, соответствующей первой ячейке, при которой потенциальная энергия взаимодействия системы всех ионов кристалла минимальна. Такое взаимообусловленное взаимодействие элементарных ячеек передается через весь кристалл, и за счет направленного смещения положительно заряженных ионов титана относительно отрицательно заряженных ионов кислорода, произойдет самопроизвольная электрическая поляризация кристалла.

Наряду с изменением электрического состояния, как видно из рисунка 5.2, происходит нарушение кубической симметрии кристалла. При изменениях кристаллической структуры обычно говорят о *фазовом переходе*. В данном случае, "рокировочного" изменения взаимного расположения ионов не происходит. Структура из кубической системы переходит в тетрагональную только за счет согласованного смещения ионов на малые расстояния. Это характеризует так называемый *фазовый переход типа смещения*. Как и при других фазовых переходах, при возникновении спонтанной поляризации скачком изменяются многие механические, электрические, оптические, термодинамические и другие параметры кристалла.

Существуют также и другие механизмы спонтанной поляризации (см. пункт 5.1.4)

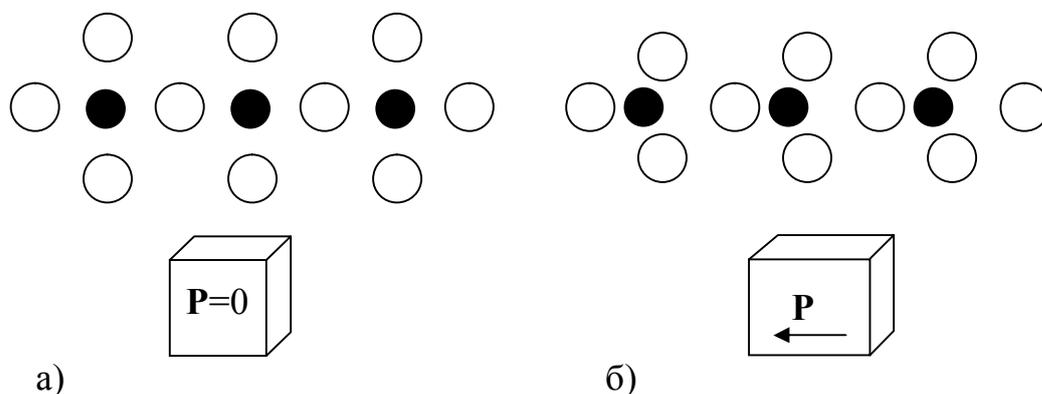


Рисунок 5.2 – Иллюстрация поляризации титаната бария. Состояние при $T > T_K$ (кубическая симметрия, а) и при $T < T_K$ (тетрагональная симметрия, б).

Итак, при $T < T_K$ в сегнетоэлектриках энергетически выгодным является состояние с сонаправленной упорядоченной ориентацией собственных электрических моментов элементарных ячеек. Иными словами, сегнетоэлектрик в любой локальной области должен быть поляризован самопроизвольно, практически до насыщения: $P = P_S = const$, причем поляризованность P_S достигает больших значений (для $BaTiO_3$ $P_S \sim 0,16$ Кл/м²).

Вопреки этому, опыт показывает, что у сегнетоэлектрика, не помещенного во внешнее поле, средняя поляризованность близка к нулю. Возникшее противоречие может быть объяснено лишь тем, что сегнетоэлектрик “разбит” на довольно протяженные области размером порядка единиц — десятков микрометров, называемые *доменами*, имеющие каждый свою ориентацию поляризованности \mathbf{P}_s , которая изменяет направление при переходе от домена к домену. Такая структура оказывается энергетически выгодной. В самом деле, сегнетоэлектрик является энергетически незамкнутой системой. Если бы сегнетоэлектрик был полностью поляризован, его энергия была бы минимальна, но при этом, за счет формирования поверхностного связанного заряда, как в самом теле, так и в окружающем его пространстве возникло бы поле с большим запасом электростатической энергии (рисунок 5.3, а). В результате, суммарная энергия замкнутой системы “тело - поле” была бы большой. С другой стороны, снятие внешнего поля за счет разупорядочения моментов в каждой элементарной ячейке сегнетоэлектрика привело бы к сосредоточению большой энергии в самом теле. Доменная структура - это компромиссный вариант, обеспечивающий минимум суммарной энергии замкнутой системы “тело - поле”. При такой структуре, с одной стороны, энергетически напряженными в теле являются лишь границы доменов, занимающие незначительную часть всего объема. С другой стороны, практически полностью снимается внешнее поле, поскольку силовые линии напряженности поля замыкаются вблизи доменов (рисунок 5.3, б). Как правило, реализуется наиболее энергетически выгодная структура с замыкающими доменами на поверхности, сводящее внешнее поле к минимуму (рисунок 5.3, в). Реально в кристалле титаната бария может быть шесть направлений вектора спонтанной поляризации соответствующих трем взаимно-перпендикулярным направлениям, поэтому может быть не только 180-градусное, но и 90-градусное взаимное расположение доменов, что не отображено на рисунке 5.3 для упрощения восприятия.

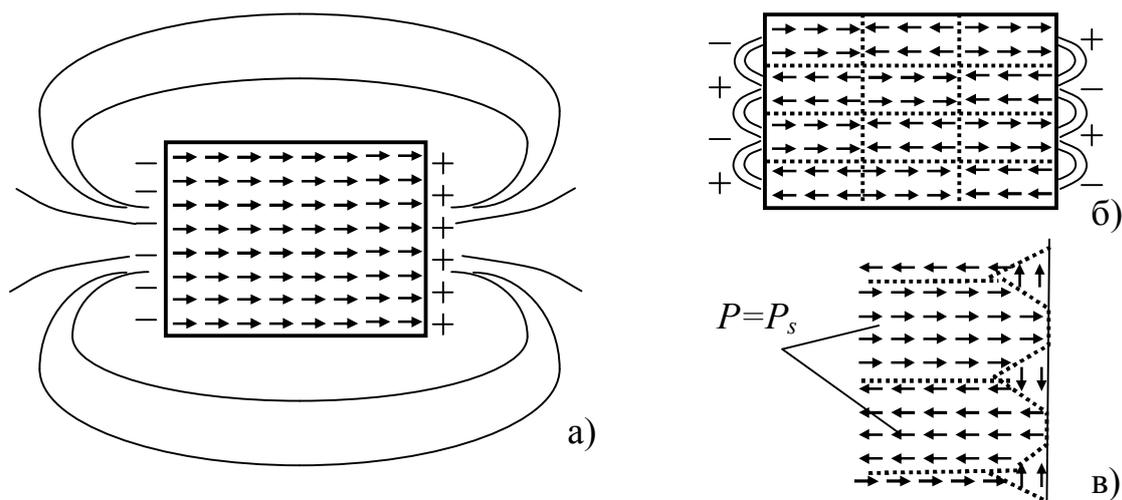


Рисунок 5.3 – Монодоменная (а) и полидоменная (б,в) структура сегнетоэлектрика (схема). Стрелками указаны направления электрических моментов элементарных ячеек кристалла.

5.1.2 Характеристики и параметры сегнетоэлектриков

Особенностями сегнетоэлектриков является *нелинейность, неоднозначность и необратимость характеристики $P(E)$ (или $D(E)$)*. Таким образом, сегнетоэлектрики – *нелинейные диэлектрики*. Неоднозначность и необратимость зависимости $P(E)$ определяется сильным влиянием исходного поляризационного состояния. Поэтому, при определении характеристики обязательно оговаривают исходное состояние материала сегнетоэлектрика.

Кривая поляризации сегнетоэлектрика – это зависимость $P(E)$ (или $D(E)$), измеренная в постоянном электрическом поле при возрастающей от нуля напряженности и при условии, что в исходном состоянии ($E=0$) образец имел равновесную доменную структуру ($P=0$)¹⁵.

Качественный вид кривой поляризации показан на рисунке 5.4 сплошной линией. На рисунке также схематично показан фрагмент доменной структуры в виде трех соседних доменов, и эволюция этой структуры в зависимости от значения напряженности поля. Появление отличной от нуля средней поляризованности в поле чаще связано с механизмом смещения доменных границ¹⁶. Элементарные ячейки кристалла, находящиеся на границах и вблизи границ доменов имеют энергетически неустойчивое состояние. На направление их электрического момента легче всего оказывает действие

¹⁵ В дальнейшем, применительно к сегнетоэлектрикам, символами P и D будем обозначать усредненные по доменам значения поляризованности и индукции, если не оговорено иное.

¹⁶ Реализуются и другие механизмы поляризации сегнетоэлектриков, в частности механизм зарождения новых доменов с противоположным направлением момента внутри существующих.

внешнее электрическое поле. Серия цепных переориентаций моментов вдоль границы домена, поляризованного против направления поля, создает видимость движения границы, сокращающих размер этого домена. При этом размеры смежных доменов, напротив, увеличиваются. Процессу смещения доменных границ препятствуют различные факторы, в частности, наличие в кристаллической решетке структурных дефектов.

Кривую поляризации можно условно разбить на четыре участка. Участок *обратимого смещения доменных границ* (1) характеризуется линейным ростом P в зависимости от E . Доменные границы в условиях слабого поля смещаются незначительно, не преодолевая стопорящие центры. Снятие поля на этом участке приводит к восстановлению равновесной доменной структуры, то есть к возврату в нулевую точку. *Участок необратимого смещения доменных границ* (2) характеризуется прорывом границ через стопорящие центры в условиях сильного электрического поля, а потому, и резким повышением поляризованности. Участок замедленного роста $P(E)$ (3) является переходным к участку насыщения (4). Насыщению соответствует исчезновение доменов, у которых направления моментов составляли тупой угол с направлением поля и формирование *однодоменной структуры*. Слабый рост величины поляризованности на участках 3 и 4 объясняется вкладом других видов поляризации (в частности, электронно- и ионно-упругой), линейно связанных с напряженностью поля и постепенным поворотом вектора поляризованности от направления легкой поляризации к направлению вектора поля (если эти направления изначально не совпадали).

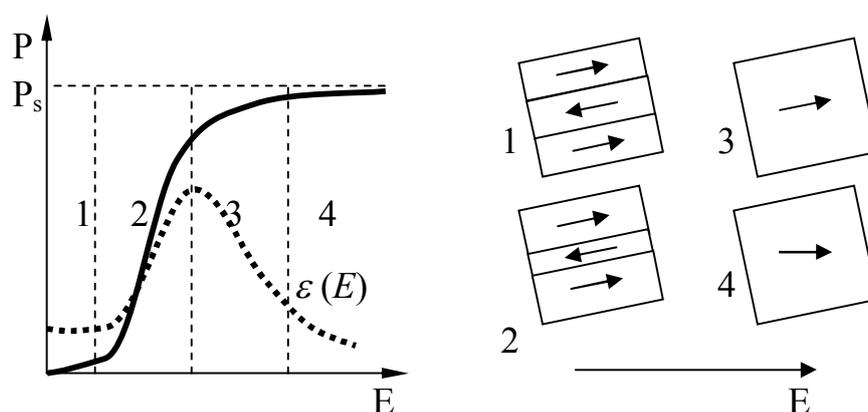


Рисунок 5.4 – Кривая поляризации и ее соответствие доменной структуре (пунктиром показана соответствующая зависимость диэлектрической проницаемости от напряженности поля).

Особенностью сегнетоэлектриков является большие значения поляризованности $P \gg \epsilon_0 E$, что не свойственно линейным диэлектрикам. Исходя из определения для величины индукции (см. подраздел 3.7, формула (3.10)), и указанного выше свойства, получим, $D \approx P$. Таким образом,

зависимости $D(E)$ и $P(E)$ являются практически неразличимыми и в равной степени могут характеризовать сегнетоэлектрик.

Для сегнетоэлектриков, как и для случая линейных диэлектриков, вводится понятие диэлектрической проницаемости как отношение $\varepsilon = D/\varepsilon_0 E$. Однако эта величина не является параметром материала, а является функцией напряженности поля. По зависимости $D(E)$ нетрудно построить зависимость $\varepsilon(E)$ (пунктирная кривая на рисунке 5.4). На начальном участке **1**, где $D \sim E$, проницаемость можно считать постоянной. Это значение называется *начальной диэлектрической проницаемостью*. На участке резкой перестройки доменной структуры **2** отношение D/E растет до тех пор, пока не начнется тенденция к насыщению. Таким образом, границе участков **2** и **3** соответствует *максимальная диэлектрическая проницаемость*. Далекo в области насыщения, очевидно, проницаемость уменьшается пропорционально $1/E$.

Все участки кривой $P(E)$, за исключением линейного, являются необратимыми. При снятии внешнего поля рабочая точка характеристики не возвращается по кривой поляризации в нулевую точку (рисунок 5.5,а). Образец остается частично поляризованным, и для того чтобы его деполяризовать, необходимо приложить некоторое поле противоположного направления¹⁷. Причиной остающейся поляризации являются те же стопорящие центры, которые не дают возможности границам восстановить свое исходное положение. Если сегнетоэлектрик предварительно был поляризован до насыщения ($P=P_s$), то поляризованность P_r , сохраняющаяся при снятии поля, называется *остаточной поляризованностью*. Напряженность поля противоположного направления E_c , которое необходимо создать в материале, чтобы снять эту поляризованность, называется *коэрцитивной силой*.

Отмеченные выше особенности поляризации сегнетоэлектриков приводят к их петлеобразной характеристике в условиях действия переменного электрического поля. На рисунке 5.5,б показаны гистерезисные петли $P(E)$, соответствующие различной амплитуде переменного электрического поля. В частности, более жирной линией показана *предельная петля гистерезиса*, получаемая при воздействии достаточно сильного поля, при котором материал периодически вводится в состояние насыщенной поляризации. Дальнейшее повышение амплитуды поля не приводит к существенному изменению формы петли, и лишь увеличивает длину участка смыкания кривых, соответствующих возрастанию и убыванию напряженности в области насыщения. Причина неизменности петли понятна: состояние насыщения – это предельное состояние доменной структуры, и

¹⁷ Очевиден еще один способ восстановления равновесной доменной структуры, – на некоторое время повысить температуру материала до значения, большей температуры Кюри.

дальнейшее увеличение напряженности не может изменить то состояние материала, с которого начинается обратный ход зависимости $P(E)$. Поляризованность (индукция) насыщения, остаточная поляризованность (индукция) и коэрцитивная сила являются основными параметрами предельной петли гистерезиса и самого сегнетоэлектрика. Важнейшим параметром является также "площадь" петли гистерезиса, характеризующая потери в сегнетоэлектрике. В отличие от диэлектрического гистерезиса линейных диэлектриков с эллипсоидальной динамической характеристикой (см. пункт 3.11.3, рисунок 3.22), гистерезис сегнетоэлектриков может наблюдаться и на инфранизких частотах. Он обусловлен, в основном, потерями энергии в процессе перемещения доменных границ.

С достаточной степенью точности можно считать, что кривая поляризации является множеством вершин петель гистерезиса различных амплитуд. Поэтому, чаще кривую поляризации измеряют не в режиме постоянного поля, а на переменном напряжении с фиксацией положения вершин петель осциллографом, что технически легче реализуемо.

Сегнетоэлектрики часто используются в режиме поляризации в постоянном поле при наложении малого переменного поля. При этом рабочая точка перемещается по *частичной гистерезисной петле*, опирающейся на кривую поляризации (показана пунктиром на рисунке 5.5,а). Для работы в данном режиме вводят понятие *реверсивной диэлектрической проницаемости*, пропорциональной крутизне линии, соединяющей вершины петли $\varepsilon_p = \Delta D / \Delta(\varepsilon_0 E)$.

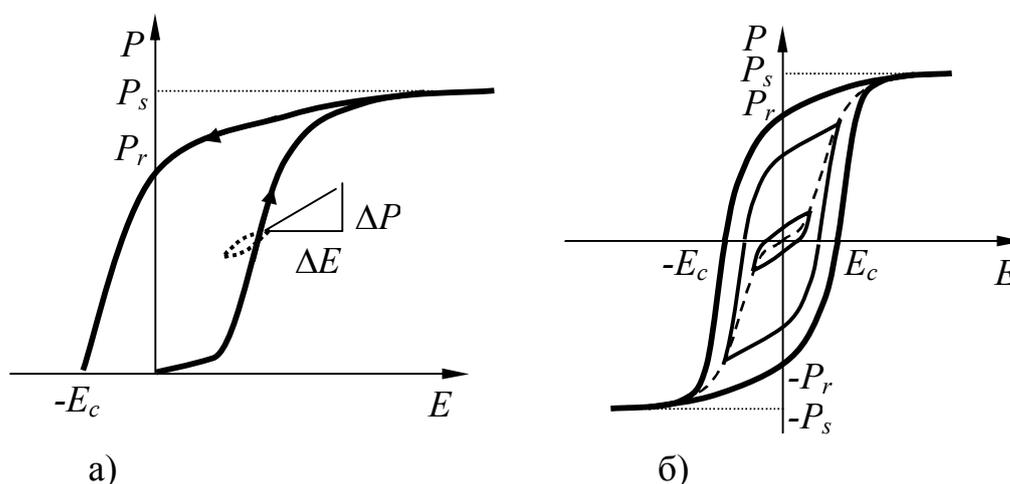


Рисунок 5.5 – Необратимость кривой поляризации (а) и ее трансформация в петлю гистерезиса (б). Частичная петля гистерезиса и ее крутизна, характеризующаяся реверсивной проницаемостью (а).

5.1.3 Температурные свойства сегнетоэлектриков

Увеличение температуры активирует движение доменных границ и поляризацию сегнетоэлектрика. Поэтому, если сегнетоэлектрик находится в относительно неизменном электрическом поле, соответствующем участку 2 на рисунке 5.4, с повышением температуры до точки Кюри его поляризованность и диэлектрическая проницаемость будут расти (рисунок 5.6, а, кривая 1). Дальнейший рост температуры приведет к разрушению доменной структуры и резкому уменьшению этих величин до значений, свойственных обычным диэлектрикам. Очевидно, что в условиях сильного поля, когда уже при низкой температуре образец поляризован до насыщения, резкого максимума в окрестности температуры Кюри на зависимостях $\varepsilon(T)$ наблюдаться не будет (рисунок 5.6, а, кривая 2).

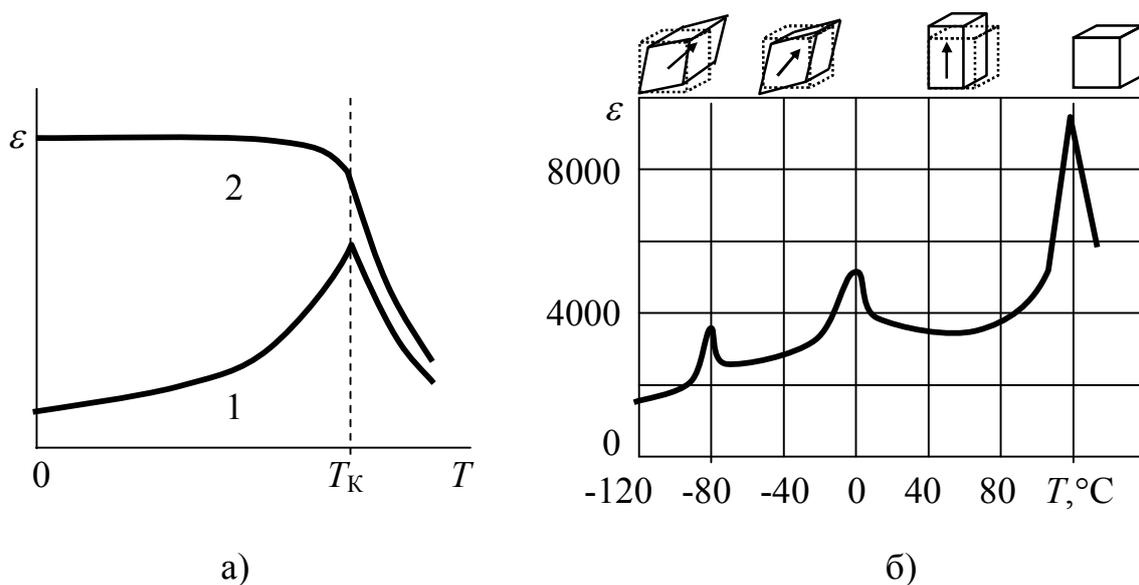
В параэлектрической фазе (то есть выше температуры Кюри) сегнетоэлектрики также обладают высокой диэлектрической проницаемостью, которая спадает с ростом температуры по закону Кюри - Вейсса

$$\varepsilon = C/(T-\Theta), \quad (5.1)$$

где C – константа Кюри; Θ – температура Кюри - Вейсса.,

Как правило, при изменении температуры сегнетоэлектрики претерпевают несколько фазовых переходов. Например, в $BaTiO_3$ наблюдается три таких перехода. Охлаждение до 120°C (температура Кюри T_K) приводит к первому фазовому переходу, описанному в пункте 5.1.1. Ниже T_K появляется спонтанная поляризация и переход кристалла из кубической модификации в тетрагональную с вытягиванием элементарной ячейки вдоль одного из ребер куба (рисунок 5.6, б). При охлаждении до минус 5°C титанат бария испытывает новое фазовое превращение, переходя в ромбическую фазу, что можно описать как дальнейшую деформацию ячейки: ионы титана смещаются вдоль диагонали грани исходной кубической ячейки, так что ячейка в этом направлении удлиняется. При минус 80°C структура титаната бария вновь изменяется, становясь ромбоэдрической, поскольку ионы титана смещаются вдоль объемной диагонали исходной элементарной ячейки. При каждом фазовом переходе имеется скачок диэлектрической проницаемости, а также других параметров и характеристик кристалла (рисунок 5.6, б). Наличие нескольких фазовых переходов при охлаждении кристалла, очевидно связано со сложной формой изоэнергетической поверхности состояния иона титана в кислородном октаэдре, имеющей несколько локальных минимумов.

В сегнетоэлектриках с фазовым переходом 1-го рода ($\Theta < T_K$) наблюдаются более резкие изменения параметров с наличием температурных гистерезисов, в отличие от сегнетоэлектриков с фазовым переходом 2-го рода ($\Theta = T_K$).



а – зависимость $\epsilon(T)$ вблизи температуры Кюри при воздействии слабого поля (кривая 1) и при воздействии сильного поля (кривая 2);
 б – зависимость $\epsilon(T)$ титаната бария в широком диапазоне температур; показано соответствие фазовых переходов изменению геометрии решетки и направлению спонтанной поляризации.

Рисунок 5.6 – Температурная зависимость диэлектрической проницаемости сегнетоэлектриков.

5.1.4 Сегнетоэлектрические материалы. Антисегнетоэлектрики

В настоящее время известно несколько сотен соединений, обладающих свойствами сегнетоэлектриков. Температура перехода в спонтанно поляризованное состояние (точка Кюри) у различных сегнетоэлектриков составляет от нескольких Кельвинов (например, у $Pb_2Nb_2O_7$, $T_K = 15$ К) до полутора тысяч Кельвинов (например, у $LiNbO_3$, $T_K = 1483$ К), а спонтанная поляризованность P_s — от 10^{-5} до 3 Кл/м². По типу химической связи и физическим свойствам все сегнетоэлектрики принято подразделять на две группы: 1) ионные кристаллы; 2) дипольные кристаллы.

У соединений первой группы характерным структурным элементом кристаллической решетки является кислородный октаэдр, благодаря чему эти материалы получили название сегнетоэлектриков кислородно-октаэдрического типа. К ионным сегнетоэлектрикам относятся титанат бария ($BaTiO_3$), титанат свинца ($PbTiO_3$), ниобат калия ($KNbO_3$), ниобат лития ($LiNbO_3$), танталат лития ($LiTaO_3$), йодат калия (KIO_3), барий-натриевый ниобат ($Ba_2NaNb_5O_{15}$), или сокращенно — БАНАН и др.

У кристаллов сегнетоэлектриков второй группы имеются готовые полярные группы атомов, способные занимать различные положения равновесия. К дипольным сегнетоэлектрикам относятся сегнетова соль ($NaKC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$), триглицинсульфат $(NH_2CH_2COOH)_3 \cdot 4H_2SO_4$, дигидрофосфат калия (KH_2PO_4), нитрит натрия $NaNO_2$ и др.

Ионные и дипольные сегнетоэлектрики существенно различаются по свойствам. Так, все соединения кислородно-октаэдрического типа нерастворимы в воде, обладают значительной механической прочностью, легко получают в виде поликристаллов по керамической технологии. Наоборот, дипольные сегнетоэлектрики обладают высокой растворимостью в воде и малой механической прочностью. Например, растворимость сегнетовой соли в воде столь велика, что ее кристаллы можно распилить с помощью влажной нити. Благодаря высокой растворимости в воде можно легко вырастить крупные монокристаллы этих соединений из водных растворов. Подавляющее большинство сегнетоэлектриков первой группы имеет значительно более высокую температуру Кюри и большее значение спонтанной поляризованности, чем сегнетоэлектрики второй группы. У значительной части дипольных сегнетоэлектриков точка Кюри лежит намного ниже комнатной температуры.

В некоторых кристаллах электрические моменты соседних элементарных ячеек за счет соответствующего смещения ионов или упорядочения дипольных моментов оказываются ориентированными во взаимно противоположных направлениях. Такие вещества с антипараллельными электрическими моментами называют **антисегнетоэлектриками**. Примерами антисегнетоэлектриков являются цирконат свинца ($PbZrO_3$), ниобат натрия $NaNbO_3$, дигидрофосфат аммония ($NH_4H_2PO_4$) и др.

В *параэлектрической фазе* (то есть выше температуры Кюри) сегнето- и антисегнетоэлектрики могут обладать высокой диэлектрической проницаемостью, которая постепенно спадает с ростом температуры по закону Кюри - Вейсса (5.1). Это находит практическое применение. Преимуществом материалов-*параэлектриков* по отношению к тем же, или иным материалам в сегнетоэлектрической фазе (при $T < T_K$) является обратимость характеристики (при этом она остается нелинейной, с достаточно большой крутизной: $\varepsilon \sim 1000 \div 10000$) и частотной стабильностью (до $10^{12} \div 10^{13}$ Гц).

5.1.5 Применение сегнетоэлектриков

В техническом применении сегнетоэлектриков имеется несколько направлений, важнейшими из которых следует считать следующие: 1) изготовление малогабаритных низкочастотных конденсаторов с большой удельной емкостью; 2) использование материалов с большой нелинейностью

поляризации для диэлектрических усилителей, модуляторов и других управляемых устройств; 3) изготовление температурных датчиков и пьезоэлектрических преобразователей; 4) использование сегнетоэлементов в вычислительной технике в качестве ячеек памяти; 5) использование кристаллов сегнето- и антисегнетоэлектриков для модуляции и преобразования лазерного излучения; 6) изготовление пьезоэлектрических преобразователей и устройств селекции сигналов.

Конденсаторная сегнетокерамика используется для производства обычных конденсаторов, поэтому имеет слабую зависимость ϵ и $\text{tg}\delta$ от температуры и напряженности электрического поля (малую нелинейность) и незначительные потери. Но при этом эффективная диэлектрическая проницаемость имеет значения на два порядка превышающие ϵ обычной керамики.

Одним из важнейших методов получения оптимальных свойств в заданном температурном интервале является использование твердых растворов различных сегнетоэлектриков. Изменением концентрации компонентов в твердом растворе можно регулировать значения диэлектрической проницаемости, смещать температуру Кюри, изменять нелинейность поляризации и т.д. Для ослабления нелинейности и температурной зависимости характеристик конденсаторов в состав сегнетокерамики вводят различные добавки, которые "размывают" сегнетоэлектрический фазовый переход. В промышленности используют несколько сегнетокерамических материалов, каждый из которых применяют для определенных типов конденсаторов, так как ни один материал не отвечает совокупности всех желаемых свойств. В частности, используются растворы $\text{BaTiO}_3 + \text{BaZrO}_3$ ($T-8000$), $\text{BaTiO}_3 +$ окислы Zr и Bi (CM-1), $\text{SrTiO}_3 + \text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ ($T-900$) и другие. Первые два имеют максимальное значение ϵ в области комнатных температур и используются в ограниченном температурном диапазоне, третий имеет спадающую зависимость $\epsilon(T)$, то есть является параэлектриком.

Материалы для варикондов имеют, напротив, резко выраженные нелинейные свойства; они применяются для изготовления нелинейных конденсаторов (*варикондов*). Одна из основных характеристик варикондов — *коэффициент нелинейности*, определяемый как отношение максимальной диэлектрической проницаемости к начальной диэлектрической проницаемости. Численное значение коэффициента нелинейности для различных марок варикондов может изменяться от 4 до 50 (в переменном поле). Основной кристаллической фазой в таких материалах являются твердые растворы системы $\text{Ba}(\text{Ti}, \text{Sn})\text{O}_3$ или $\text{Pb}(\text{Ti}, \text{Sn}, \text{Zr})\text{O}_3$.

Вариконды предназначены для управления параметрами электрических цепей за счет изменения их емкости. В простейшем случае им приходится работать при одновременном воздействии переменного (E_{\sim}) и постоянного

(E_-) электрических полей, причем $E_- \gg E_+$. Как уже отмечалось (пункт 5.1.2), важнейшим рабочим параметром сегнетоэлектрика в этих условиях является реверсивная диэлектрическая проницаемость ε_r . При заданной амплитуде E_- реверсивная диэлектрическая проницаемость с ростом E_- уменьшается.

Нелинейные диэлектрические элементы, обычно в тонкопленочном исполнении, являются основой разнообразных радиотехнических устройств — параметрических усилителей, низкочастотных усилителей мощности, фазо-вращателей, умножителей частоты, модуляторов, стабилизаторов напряжения, управляемых фильтров и др.

Сегнетоэлектрики с ППГ. Благодаря диэлектрическому гистерезису сегнетоэлектрики можно применять в запоминающих устройствах. Для этих целей необходим материал с возможно более прямоугольной петлей

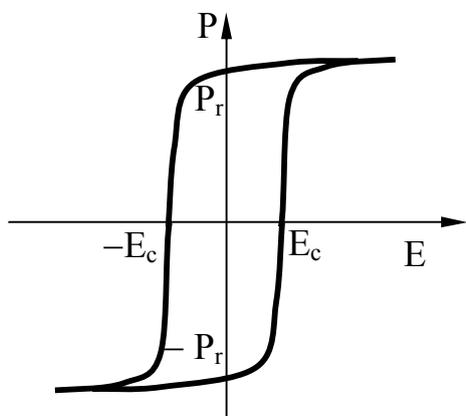


Рисунок 5.7

гистерезиса (ППГ), что характерно для монокристаллов. Мерой прямоугольности петли является коэффициент прямоугольности $\eta = P_r/P_s$. В отсутствие внешнего поля сегнетоэлектрик с ППГ имеет два устойчивых состояния, соответствующих различным направлениям остаточной электрической индукции (рисунок 5.7) Одно из этих состояний в запоминающей ячейке означает хранение единицы, а другое — хранение нуля. Подавая внешнее напряжение различной полярности, сегнетоэлектрик можно переводить из одного

состояния в другое. На этом основаны запись, считывание и стирание информации. Считывание информации можно осуществить без ее разрушения, например, оптическим методом или измерением сопротивления тонкой полупроводниковой пленки, нанесенной на поверхности сегнетоэлектрика.

Время переключения ячейки пропорционально толщине кристалла и при толщине в несколько десятых долей миллиметра составляет несколько микросекунд. В сегнетокерамике процесс реполяризации в отдельных зернах происходит независимо, и время прорастания доменов определяется размерами зерен, которые можно уменьшить до нескольких микрометров. В этом случае достигается более высокое быстродействие, чем в монокристаллах, хотя ухудшается прямоугольность петли гистерезиса.

Электрооптические кристаллы. Кристаллы ряда сегнето- и антисегнетоэлектриков обладают сильно выраженным *электрооптическим эффектом*, под которым понимают изменение показателя преломления среды, вызванное внешним статическим электрическим полем. Если изменение показателя преломления пропорционально первой степени напряженности, то электрооптический эффект называют линейным (или

эффектом Погкельса). Если же наблюдается квадратичная зависимость от напряженности поля, то электрооптический эффект называют квадратичным (или эффектом Керра).

Электрооптические свойства сегнетоэлектрических кристаллов используются для модуляции лазерного излучения. Модуляция светового потока проще всего осуществляется электрическим полем, приложенным к кристаллу, находящемуся между двумя скрещенными поляроидами. Действие такого модулятора основано на зависимости плоскости поляризации светового луча, проходящего через кристалл, от напряженности электрического поля.

Разнообразные конструкции электрооптических модуляторов света созданы на базе кристаллов ниобата лития (LiNbO_3), дигидрофосфата калия (KH_2PO_4) и его дейтерированного аналога (KD_2PO_4 – дидейтерофосфата калия). Используется также прозрачная сегнетокерамика системы ЦТСЛ — твердые растворы цирконата-титаната свинца с окисью лантана.

В сегнетоэлектриках электрооптический эффект усиливается с приближением к точке Кюри, поэтому имеется возможность получения эффективной модуляции света относительно небольшими напряжениями, если поддерживать температуру кристалла вблизи точки Кюри.

Материалы нелинейной оптики. При воздействии мощных световых пучков, создаваемых с помощью лазеров, во многих сегнето- и антисегнетоэлектриках проявляются *нелинейные оптические эффекты*, в основе которых лежит нелинейная поляризация среды, то есть зависимость показателя преломления от напряженности поля самой световой волны. Нелинейность оптических свойств сегнетоэлектрических кристаллов позволяет осуществить генерацию гармоник лазерного излучения, смешение и преобразование частот оптических сигналов. Большой практический интерес представляет преобразование ИК-излучения лазеров (обычно с длиной волны 1,06 мкм) в видимый свет. Высокую эффективность такого преобразования обеспечивают кристаллы LiNbO_3 , KH_2PO_4 , LiIO_3 (йодат лития), $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ (БАНАН) и др.

Применения сегнетоэлектриков, связанные с использованием их пьезо- и пироэлектрических свойств, рассмотрены ниже.

5.2 Пьезоэлектрики

5.2.1 Общие свойства

У некоторых диэлектриков поляризация может происходить не только под действием внешнего электрического поля. Причиной поляризации могут быть температурные изменения (пироэлектрики), межатомные силы (сегнетоэлектрики), электромагнитное излучение (фотоэлектреты) и другие факторы. Многие кристаллические диэлектрики, такие как кварц, сульфид

цинка и другие могут поляризоваться и под действием механических сил. Такие диэлектрики называются **пьезоэлектриками**.

Явление поляризации диэлектрика под действием механических напряжений называется **прямым пьезоэлектрическим эффектом (пьезоэффектом)**.

Иными словами, если пьезоэлектрик деформировать, то на некоторых участках его поверхности возникнут связанные заряды, создающие электрическое поле как внутри пьезоэлектрика, так и в окружающем его пространстве. Пьезоэффект обладает свойством обратимости: любой пьезоэлектрик наряду с прямым, обладает и обратным пьезоэффектом.

Деформация диэлектрика под действием внешнего электрического поля, *линейно зависящая от напряженности* этого поля, называется **обратным пьезоэлектрическим эффектом**.

Оговорка о линейности зависимости относительной деформации δ от напряженности поля ($\delta = d \cdot E$), необходима, потому, что это является главным отличием пьезоэффекта от другого эффекта, называемого *электрострикцией*. *Электрострикция* — это деформация, возникающая под действием электрического поля, *квадратично зависящая от напряженности* ($\delta = s \cdot E^2$). Она свойственна любым диэлектрикам, в том числе и пьезоэлектрикам. Электрострикционные явления значительно слабее пьезоэлектрических, поэтому в пьезоэлектриках ими можно пренебречь. В силу квадратичной зависимости электрострикции от напряженности поля, знак деформации не зависит от направления поля, а зависит от знака коэффициента s , характеризующего данный материал. Например, если $s < 0$, то электрострикционная деформация будет всегда деформацией сжатия, а при $s > 0$ — деформацией растяжения. При пьезоэлектрическом эффекте знак деформации зависит от направления поля. Если при одном направлении поля материал растягивается, то при противоположном - сжимается.

В простейших случаях и прямой, и обратный эффект характеризуются *пьезомодулем* d . Он численно равен заряду, возникающему на единице поверхности пьезоэлектрика (поляризованности P) при приложении к нему единицы механического напряжения ξ , или относительной деформации δ , возникающей при приложении единицы напряженности электрического поля E :

$$P = d \cdot \xi ; \quad \delta = d \cdot E. \quad (5.2)$$

Более строго, пьезоэффект описывается тензором третьего ранга ξ_{ijk} , называемым тензором пьезомодулей. Он устанавливает связь между вектором поляризованности и тензором механических напряжений:

$$P_i = \sum_{j,k=1}^3 d_{ijk} \xi_{jk}, \quad (5.3)$$

где P_i , ξ_{jk} - декартовы компоненты вектора поляризованности и тензора механических напряжений. В декартовой системе координат d_{ijk} - объемная матрица размером $3 \times 3 \times 3$, имеющая 27 компонент. Однако, в силу симметричности тензора напряжений $\xi_{jk} = \xi_{kj}$, тензор пьезомодулей также симметричен относительно двух последних индексов, то есть независимых компонент может быть только 18. По мере увеличения симметричности кристалла количество независимых и ненулевых компонент тензора пьезомодуля уменьшается. Например, у кварца, обладающего относительно высокой симметрией, всего два отличных от нуля пьезомодуля: d_{111} и d_{123} .

Необходимым условием наличия пьезоэффекта в кристалле является отсутствие в нем центра симметрии. Это свойство, для упрощения восприятия, можно легко проиллюстрировать на гипотетических двумерных кристаллических решетках. На рисунке 5.8 показаны "элементарные ячейки" двух таких решеток. Одна из них (а) обладает симметрией с центром, совмещенным с любым ионом, или серединой любой ячейки. В другой решетке (б) такого центра найти невозможно — при центрально-симметричном отображении отрицательно заряженный ион, в лучшем случае, переходит в положительно заряженный ион и наоборот. При воздействии на такой кристаллический каркас силой с направлением, показанным на рисунке 5.8, в, все отрицательно заряженные ионы устремятся вправо, а все положительно заряженные ионы — влево (новые положения ионов показаны пунктиром). Возникнет поляризация и поверхностный заряд. При воздействии механической силы на центрально симметричную решетку (а) разделения заряда не произойдет, так как количество ионов одного знака, смещаемых в противоположные стороны в среднем, одинаково.

На практике используется как *поперечный* так и *продольный* пьезоэффект.

Пьезоэффект называется **поперечным**, если индуцированное электрическое поле направлено перпендикулярно линии действия механической силы. Если направления индуцированного электрического поля и механической силы совпадают, то пьезоэффект называется **продольным**.

Случай деформации, приведенный на рисунке 5.8, в, соответствует поперечному эффекту. Изменив направление действия силы, можно на той же структуре получить и продольный эффект (рисунок 5.8, г), при котором смещение заряда одного знака происходит по линии действия силы.

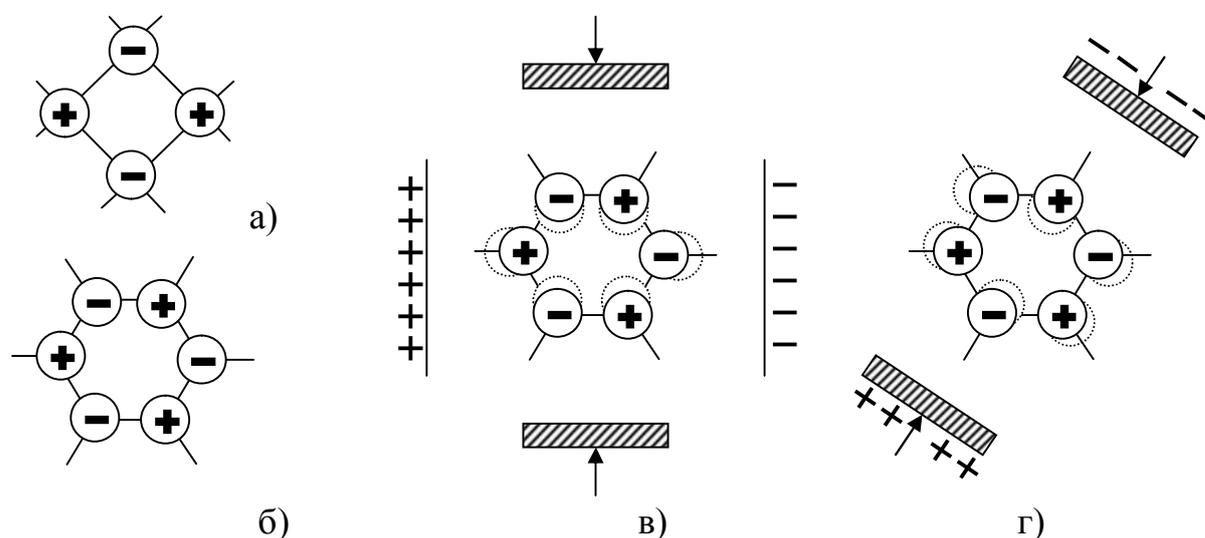


Рисунок 5.8 – К пояснению возникновения пьезоэффекта.

5.2.2 Практическое применение пьезоэлектриков

Пьезоэлектрики используются в генераторах высоких напряжений, пьезорезонаторах, пьезотрансформаторах, пьезорезистивных усилительных элементах, излучателях и приемниках ультразвуковых колебаний и других устройствах.

В основе работы *электромеханических генераторов высоких напряжений* лежит прямой пьезоэффект, возникающий при импульсном воздействии механической нагрузки на материал. Примером простейшего такого генератора являются бытовые электрозажигалки, в которых искра возникает при возникновении разности потенциалов на электродах порядка десяти и более киловольт.

Рассмотрим использование пьезоэлектриков в качестве *резонаторов высокой добротности*. Такой резонатор, в самом простейшем случае представляет собой пластинку пьезоэлектрического кристалла, на противоположные грани которой нанесены два электрода (рисунок 5.9). Допустим, пластинка, вырезана из кристалла так, что при воздействии напряжения в ней возникает поперечный обратный пьезоэффект — деформация, которая, в свою очередь, порождает прямой пьезоэффект. Таким образом, в кристалле после воздействия импульса внешнего поля может происходить многократное превращение механической энергии в электрическую и наоборот. Этот колебательный процесс связан

механическими параметрами, в частности, с частотой собственных колебаний пластинки. Оценим наименьшую собственную частоту для кристалла, выполненного в форме бруска, то есть для кристалла, у которого один из размеров L намного больше других. Для возникновения резонанса, необходимо, чтобы вдоль длины L было уложено целое число звуковых полуволн. Отсюда следует соотношение для максимальной резонансной длины λ_1 и минимальной резонансной частоты f_1 (первая гармоника):

$$L = \lambda_1/2 = v_{зв}/(2f_1), \quad (5.4)$$

где $v_{зв}$ - скорость звука в материале.

Известно, что квадрат скорости звука равен отношению модуля упругости к плотности материала: $v_{зв}^2 = E_y/\rho$. Используя это соотношение в формуле (5.4), получим:

$$f_1 = \frac{1}{2L} \cdot \sqrt{\frac{E_y}{\rho}}. \quad (5.5)$$

Предположим, что на пластинку подан сложный сигнал с относительно широким спектром частот вблизи частоты f_1 . Под воздействием гармоники f_1 , пластинка значительно увеличивает амплитуду колебаний вследствие резонанса. При этом гармоника f_1 усиливается, а остальные гармоники гасятся. В отличие от колебательных L - C - контуров, где происходит периодическое превращение энергии из электрической формы в магнитную, в пьезоэлектриках происходит превращение электрической формы в механическую. Благодаря тому, что один и тот же материал является накопителем обеих форм энергии, пьезорезонаторы отличаются высокой добротностью¹⁸ (в LC - контурах энергию приходится передавать через проводники, где неизбежны потери энергии). Добротность пьезорезонаторов, обычно используемых на практике, составляет $Q \sim 10^5 \div 10^7$, что на 3 — 5 порядков выше, чем добротность L - C - контуров. На рисунке 5.9 элемент X_H условно обозначает нагрузку, с которой может быть снят отфильтрованный сигнал. В зависимости от характера внешней цепи и характера этой нагрузки (активная нагрузка, внутреннее сопротивление входного генератора, проходное, или входное сопротивление активного усилительного элемента и

¹⁸ Добротность колебательной системы можно определить как отношение энергии, запасенной в системе, к средней энергии, теряемой за $1/(2\pi)$ часть периода. Иное определение добротности: умноженное на 2π количество колебаний, которое совершает система без энергетической подпитки, пока запас энергии ее не станет меньше в e раз по отношению к первоначальному.

т.д.), пьезорезонатор может выполнять функции стабилизатора частоты или полосового фильтра.

На практике в пьезорезонаторах используют различные типы механических колебаний: продольные, поперечные, крутильные, в зависимости от направлений среза кристалла и его размеров. Форма, геометрические размеры, параметры материала и направление распространения волн определяют рабочую резонансную частоту.

На основе пьезоэлектриков могут быть созданы малогабаритные *трансформаторы напряжения* (как правило, повышающие) мощностью до нескольких ватт, используемые в схемах питания электронно-лучевых трубок, газоразрядных приборов, счетчиков Гейгера, высоковольтных импульсных генераторов. Их обычно выполняют в виде составной пластинки или бруска, одна часть которого (возбудитель колебаний) поляризуется по толщине, другая часть (генератор) - по длине бруска (рисунок 5.10). Переменное электрическое поле, подводимое к обкладкам возбудителя, вызывает резонансные механические колебания по длине бруска. В свою очередь колебания, возникающие в генераторной части, приводят к появлению выходного электрического напряжения. Коэффициент трансформации, оцениваемый как отношение длины бруска к его толщине L/h , может достигать значений 50 и более. Пьезотрансформаторы могут быть сконструированы для работы в диапазоне частот 10-500 кГц. На более высоких частотах их размеры становятся слишком миниатюрными, а на более низких, наоборот, — большими.

Пьезоэлектрики используются также в составе *мощных излучателей ультразвуковых колебаний* (в основном пьезокерамические материалы) для целей гидроакустики, дефектоскопии, механической обработки материалов, механического катализа (в химической промышленности). Эти же материалы могут быть использованы в составе малогабаритных телефонов и микрофонов; датчиков давлений, деформаций, ускорений и вибраций. В радиоаппаратуре, помимо пьезорезонаторов, используются пьезокерамические линии задержки, усилительные пьезорезистивные устройства и др.

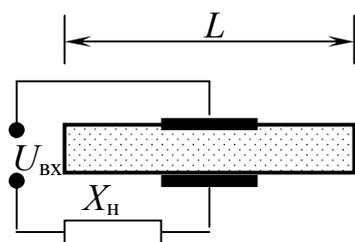


Рисунок 5.9 – Схематическое изображение пьезорезонатора.

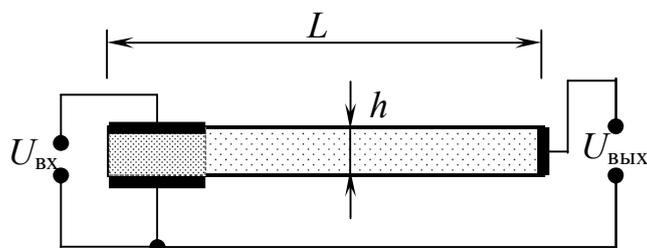


Рисунок 5.10 – Схематическое изображение пьезотрансформатора.

5.2.3 Пьезоэлектрические материалы

Одно из наиболее важных мест среди материалов - пьезоэлектриков занимает **монокристаллический кварц** (SiO_2). Пластинки кварца, как правило, используются в качестве резонаторов высокой добротности $Q \sim 10^7$ для стабилизации частот в радиодиапазоне $\sim 10^3 \div 10^8$ Гц. Значения пьезомодулей $d_{111} = 2,3 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н и $d_{123} = 0,7 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н. Это не лучшие показатели. Однако кварц обладает тем преимуществом перед другими материалами, что имеет низкие температурные коэффициенты линейного расширения $TKI \sim 10^{-5} K^{-1}$, что обуславливает хорошую термостабильность резонансной частоты с *температурным коэффициентом частоты* (ТКЧ) того же порядка, что и TKI . Кварцевые пьезорезонаторы могут иметь различную форму. Карта раскроя кристаллов кварца весьма сложна, раскрой осуществляется строго под определенными углами. Как правило, в области низких частот используется поперечный эффект, а в области высоких частот — продольный эффект. Помимо растягивающе-сжимающих колебаний, используются колебания кручения и другие. Некоторые кристаллические срезы ценны тем, что обеспечивают минимальный ТКЧ.

Роль пьезоэлектриков могут выполнять некоторые *сегнетоэлектрики*. В подразделе 5.1 говорилось о том, что сегнетоэлектрики — это материалы, в которых при температуре ниже температуры Кюри, нарушается симметрия, в том числе и центральная. С другой стороны, в энергетически равновесном состоянии сегнетоэлектрики разбиты на домены, поэтому пьезоэлектрические свойства доменов компенсируются по направлениям и проявиться не могут. Для того чтобы сегнетоэлектрик имел высокую и стабильную остаточную поляризацию, необходимо, чтобы его температура Кюри была достаточно высокой, выше $T_K \sim 500 \div 1000^\circ C$. Поляризация кристаллов проводится в сильном электрическом поле при температуре, близкой к T_K . Далее, производится плавное охлаждение кристаллов, и только после этого поле снимается. Достойную конкуренцию кварцу в отношении значений добротности, частотного диапазона и значений пьезомодулей (более, чем на порядок) составляют сегнетоэлектрические кристаллы ниобата и танталата лития ($LiNbO_3$ и $LiTaO_3$). Эти материалы, будучи поляризованными, хорошо сохраняют остаточную поляризацию и поэтому обладают стабильными пьезоэлектрическими свойствами.

Широкое распространение на практике имеет *пьезокерамика*. Она получается спеканием мелкокристаллической сегнетоэлектрической фазы со стеклообразующей фазой. Для получения поляризационной текстуры, спекание производится в присутствии сильного электрического поля.

Резонаторы из пьезокерамики имеют меньшую добротность, чем монокристаллические резонаторы, поэтому используются в составе полосовых фильтров. Целесообразность использования ее излучателях УЗ-

колебаний связано с тем, что она дешевле монокристаллов, но главное, из нее можно изготавливать излучатели произвольной формы, что особенно ценно при фокусировке колебаний.

5.3 Электреты

5.3.1 Основные понятия об электретах

Электретом называют твердый диэлектрик, длительно создающий в окружающем пространстве электростатическое поле за счет предварительной электризации или поляризации.

Электреты классифицируют, прежде всего, по способу формирования зарядов (рисунок 5.11).

Термоэлектреты получают при воздействии на нагретый диэлектрик электрического поля с последующим охлаждением в этом поле. Нагрев обычно производят до температуры плавления или размягчения для восков и смол, или до температуры стеклования для полимеров, когда, с одной стороны, резко облегчается ориентация полярных молекул под действием поля, а с другой — растет электрическая проводимость, что способствует ускорению процесса электризации и накопления объемных зарядов (ток абсорбции). После охлаждения диэлектрика в электрическом поле подвижность полярных молекул или свободных зарядов резко уменьшается, и диэлектрик может длительно сохранять сформированную остаточную поляризацию и заряды (рисунок 5.11, а).

Фотоэлектреты получают воздействием света на диэлектрик, помещенный в электрическое поле. Под действием света в диэлектрике возникает фотопроводимость. Освобождаемые светом носители зарядов смещаются внешним электрическим полем и некоторые из них "застревают" на ловушках. После выключения света носители разноименных зарядов оказываются "замороженными" у противоположных сторон диэлектрика, который становится электретом (рисунок 5.11, б). Таким образом, если в термоэлектретах перераспределение зарядов стимулируется повышенной температурой, то в фотоэлектретах — освещением.

Радиоэлектреты получают воздействием на диэлектрик радиоактивного излучения (ускоренных заряженных частиц). При излучении ускоренные заряженные частицы (электроны, ионы) либо выбивают электроны из поверхностного слоя, либо, наоборот, внедряются в поверхностный слой диэлектрика и создают в нем дополнительные дефекты; поверхность диэлектрика оказывается заряженной (рисунок 5.11, г).

Электростатические электреты получают путем воздействия на диэлектрик только электрического поля, без нагрева или облучения, но физический процесс электризации фактически сводится к рассмотренным выше. В зазоре между

электродом и диэлектриком в сильном поле возникает газовый разряд; ионы газа, ускоренные полем, бомбардируют поверхность диэлектрика, создавая дефекты и стабильные заряды в поверхностном слое (рисунок 5.11, в). Процесс получения электроэлектрета протекает лучше при пониженном давлении газа (1—10 Па) в коронном разряде. Такие электроэлектреты иногда называют *корона-электретами*.

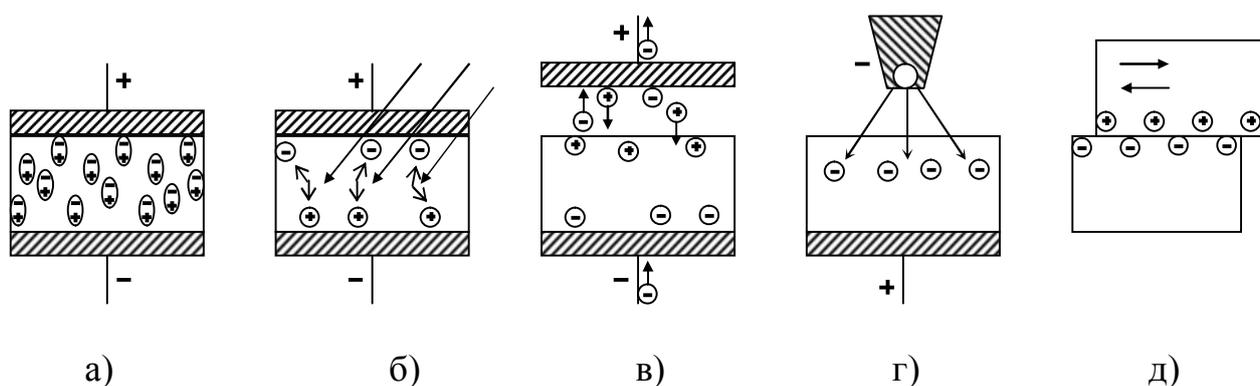


Рисунок 5.11- Виды электретов: а – термоэлектрет поляризационного типа; б – фотоэлектрет; в – электроэлектрет; г – радиоэлектрет; д – трибоэлектрет.

Трибоэлектреты получают контактной электризацией, трением двух диэлектриков. При тесном соприкосновении двух различных тел часть электронов одного из них (с меньшей работой выхода), переходит на другой. Трение также нарушает нейтрализацию поверхностного заряда диэлектрика ионами воздуха. В результате при разделении контактирующих материалов их поверхности оказываются заряженными противоположными знаками. Стабильный трибоэлектрет можно получить, например, натиранием сухим мехом тефлона.

Электреты можно получить также за счет механического напряжения или деформации диэлектрика (*механоэлектреты*) и других воздействий.

Как видно из рисунка 5.11, кроме электретов с разноименными зарядами на противоположных сторонах существуют электреты, имеющие во всем объеме заряд одного знака (радио-, трибоэлектреты). Их называют *моноэлектретами*. Моноэлектреты нестабильны из-за быстрой компенсации их заряда зарядами окружающей среды и со временем обычно переходят в *биполярные* электреты, так как на противоположной стороне диэлектрика оседают компенсирующие заряды другого знака. Непосредственное получение биполярных электретов связано либо с *пространственным разделением заряда*, либо с *поляризационным смещением* (*дипольные электреты*). Последние являются электрическими аналогами постоянных магнитов. При разрезании дипольного электрета на части, каждая часть будет являться биполярным электретом. Ясно, что при разрезании электрета с

пространственно-разделенным зарядом можно получить два моноэлектрета с противоположными зарядами.

Знак заряда электрета может совпадать со знаком формирующего напряжения на прилегающем электроде, а может быть противоположен ему. Заряд первого типа называют *гомозарядом*, а второго—*гетерозарядом*. Гомозаряды образуются инъекцией заряженных частиц в диэлектрик извне, как это происходит в электро- или радиоэлектретах. Гетерозаряд формируется за счет смещения к противоположным сторонам зарядов, образованных внутри диэлектрика — связанных или свободных. Это происходит при наличии у диэлектрика дипольной или миграционной поляризации (термоэлектреты). Гетерозаряд может быть получен и путем облучения диэлектрика заряженными частицами большой энергии (> 10 кэВ), проходящими через всю толщину диэлектрика и застревающими у его противоположной стороны (на передней стороне со временем оседают компенсирующие заряды другого знака).

С течением времени заряд электрета изменяется. Это связано с разрушением остаточной поляризации, освобождением носителей заряда, захваченных ловушками, нейтрализацией объемных зарядов за счет электропроводности диэлектрика. В одном электрете гомо- и гетерозаряд могут сосуществовать, частично компенсируя друг друга. При различной стабильности зарядов изменение суммарного заряда может быть сложной временной функцией, зачастую со сменой знака заряда (рисунок. 5.12). Стабильная составляющая заряда электрета связана с носителями заряда, закрепленными на наиболее глубоких ловушках, и наблюдается в материалах с очень высоким удельным сопротивлением. Параметром стабильности электретного состояния является *время жизни электрета* — время, в течение которого значение стабильного заряда (после некоторой выдержки в естественных условиях и "ухода" нестабильной составляющей) уменьшается в e раз. Время жизни для хороших электретов может составлять сотни лет.

5.3.2 Электретные материалы

Фотоэлектреты применяют для световой записи информации на диэлектрическую пленку (подобно записи на магнитную пленку). Световое изображение проектируется на диэлектрик, помещенный в постоянное электрическое поле, при этом освещенные места электризуются, а затемненные остаются незаряженными. Напылением заряженного порошка скрытое электростатическое изображение можно сделать видимым. На этом основано *ксерокопирование*. Трибоэлектретный эффект используется в электростатических генераторах высокого напряжения (генераторы Ван-дер-Граафа). Электреты применяются в микрофонах, телефонах, датчиках давлений, вибраций, ускорений.

В большинстве случаев применения электретов полезный эффект дает электрическое поле, созданное электретом в окружающем пространстве. Напряженность его пропорциональна *поверхностной плотности заряда* σ , которая считается основным параметром электретных материалов. Обычно электрет имеет вид тонкой пластинки или пленки с разноименными зарядами одинаковой поверхностной плотности $\pm\sigma$ на противоположных сторонах. Если ее поместить между обкладками плоского конденсатора, как показано на рисунке 5.13, то легко показать, что:

$$E = \frac{\sigma/\epsilon_0}{1 + \epsilon h/d} \quad Q_{\text{инд}} = \frac{Q}{1 + \epsilon h/d} \quad (5.6)$$

где E — напряженность поля в воздушном зазоре; $Q = \sigma \cdot S$ и $Q_{\text{инд}} = \sigma_{\text{инд}} \cdot S$ — соответственно заряд электрета и заряд, индуцированный на обкладке конденсатора; d, S — толщина и площадь поверхности электрета (равная площади обкладки).

При изменении зазора h индуцированный заряд также изменяется. При периодическом изменении зазора в цепи между электродами проходит переменный ток, частота которого равна частоте изменения зазора. Так как внутреннее сопротивление системы электрет — электроды велико (10^7 — 10^8 Ом), то ток не зависит от внешней нагрузки и получается своеобразный генератор переменного тока. На этом принципе работают микрофоны и телефоны, не требующие дополнительного источника напряжения. Колеблющаяся мембрана является, по сути, подвижным электродом.

В качестве электретных материалов могут быть использованы все диэлектрики как органические, так и неорганические, при соответствующем методе электретирования. Однако долгоживущие электреты получают лишь из некоторых диэлектриков с высоким удельным сопротивлением. Поверхностная плотность стабилизированного заряда для них равна 10^{-5} — 10^{-4} Кл/м².

На основе *полярных* полимеров — полиметилметакрилата (оргстекло), поливинилхлорида, полиэтилентерефталата (лавсан), получают термоэлектреты поляризацией при температуре стеклования (120 — 135°C). При определенных условиях получения стабильным в этих полимерах может остаться гетерозаряд.

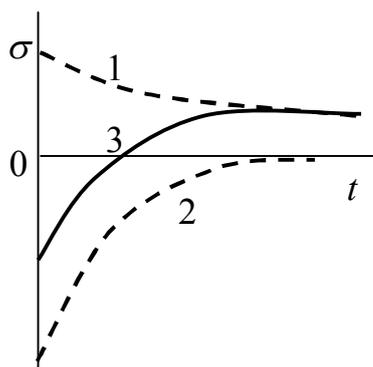


Рисунок 5.12 - Пример зависимости плотности заряда от времени (3) для электрета. Пунктирными линиями показано изменение каждой из составляющих: гомо- (1) и гетерозаряда (2).

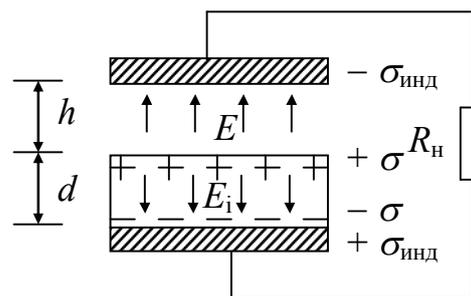


Рисунок 5.13 - Распределение электрических полей связанных и индуцированных (свободных) зарядов в плоском конденсаторе, содержащем электрет.

Наибольшее применение в качестве электретов из *неполярных* диэлектриков нашли политетрафторэтилен (тефлон, фторопласт-4). В преобразователях используют полимерные пленки толщиной 3—20 мкм, металлизированные с одной стороны. Электреты получают обычно электронной бомбардировкой пленки в вакууме при энергиях 3—6 кэВ, при которой электроны внедряются на глубину около 1 мкм. Максимальная плотность заряда определяется отражением электронов от сильно заряженного диэлектрика или условиями возникновения пробоя.

Ряд керамических материалов и стекол также может использоваться как электреты. Электризацию их осуществляют путем помещения на несколько часов в сильное электрическое поле (2 МВ/м) при температуре 150—200°C. Ток абсорбции и миграционная поляризация создают суммарный гомозаряд. Максимальная плотность заряда получена в керамике титаната кальция. Однако ввиду высокой диэлектрической проницаемости ($\epsilon=150$) напряженность внешнего поля электретов из $CaTiO_3$ не выше, чем у электретов из полимерных диэлектриков.

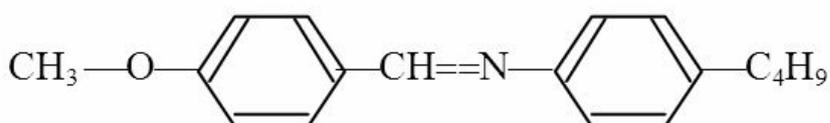
5.4 Жидкие кристаллы

Особый класс электрооптических материалов представляют жидкие кристаллы, широко используемые на практике.

Жидкие кристаллы — это вещества, которые находятся в промежуточном состоянии между твердым кристаллом и жидкостью и обладают свойствами, характерными как для кристаллов (анизотропия), так и для жидкостей (текучесть).

Жидкокристаллическое состояние существует лишь в определенном интервале температур между твердокристаллическим состоянием и состоянием изотропной жидкости. Жидкокристаллическую фазу иногда называют *мезофазой*, т. е. промежуточной фазой, а жидкокристаллическое состояние вещества—*мезоморфным*.

Жидкие кристаллы образуются органическими соединениями, молекулы которых обычно имеют удлиненную, палочкообразную форму. Многие из них содержат бензольные кольца в молекулярной цепи. Например, молекула *p*-метоксибензилинен — *p*'-*n*-бутиланилина (МБА), интервал температур мезофазы которого составляет 22—48° С, имеет вид



По структуре жидкие кристаллы подразделяют на три класса: нематические, смектические и холестерические.

В *нематических* кристаллах удлиненные молекулы выстроены в виде нитей, как показано на рисунке 5.14, а (слово «немос» по-гречески означает нить). Направление преимущественной ориентации молекул является оптической осью кристалла (нематическим директором).

В *смектических* жидких кристаллах параллельно ориентированные (за счет дисперсионного взаимодействия) молекулы упакованы в слои (рисунок 5.14, б).

Если одно и то же вещество может находиться в обеих жидкокристаллических модификациях, то смектическая фаза расположена по температуре ближе к твердой фазе, чем нематическая.

Слоистая упаковка молекул создает анизотропию не только оптических, но и механических свойств, поскольку слои легко смещаются относительно друг друга.

Слово «*смектос*» по-гречески — мыло; к этим кристаллам относятся и мыльные растворы.

В *холестерических* жидких кристаллах пластинчатые молекулы также укладываются в слои, но ориентировка их плавно меняется от слоя к слою, — молекулы выстраиваются по пространственной спирали с шагом порядка нескольких сотен нанометров (рисунок 5.14, в). К этому классу относятся соединения холестерина.

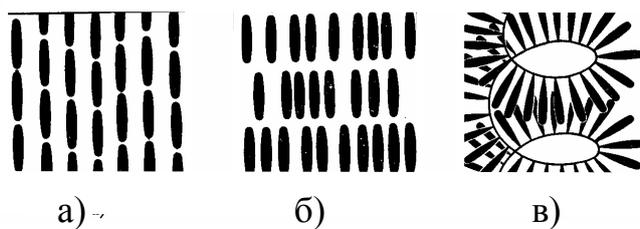


Рисунок 5.14 — Структура жидких кристаллов; а — нематических; б — смектических; в — холестерических

Ориентационный порядок в расположении молекул приводит к анизотропии свойств жидких кристаллов: показатель преломления, диэлектрическая и магнитная проницаемости, удельное сопротивление, вязкость и другие параметры в направлении, параллельном молекулярным осям, и в перпендикулярной плоскости неодинаковы.

Структура жидких кристаллов очень подвижна и легко изменяется при внешних воздействиях: электрического и магнитного поля, температуры, давления и т. д. Изменение структуры в свою очередь приводит к изменениям оптических, электрических и других свойств. Поэтому можно управлять свойствами жидких кристаллов путем очень слабых внешних воздействий, то есть использовать их в качестве чувствительных индикаторов этих воздействий. На практике используют изменение оптических свойств при внешних воздействиях электрическим полем в нематических кристаллах и тепловым — в холестерических. Сметические жидкие кристаллы имеют ограниченное применение.

Электрические свойства жидких кристаллов сходны со свойствами сегнетоэлектриков. Как и сегнетоэлектрики, жидкие кристаллы разбиты на домены — области с одинаковыми направлениями осей молекул. Однако время переориентации диполей в жидких кристаллах велико по сравнению со временем переориентации в сегнетоэлектриках, и петли гистерезиса наблюдаются лишь на очень низких частотах (< 1 Гц).

Жидкие кристаллы нематического типа применяют благодаря присущему им *электрооптическому эффекту динамического рассеяния*. Им присуща диэлектрическая (и оптическая) анизотропия, мерой которой является разность диэлектрической проницаемости (и показателя преломления), измеренной вдоль и поперек преимущественной ориентации молекул $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$. Положительная анизотропия имеет место в веществах, молекулы которых имеют дипольные моменты, направленные вдоль молекулярных осей, отрицательная — в веществах, с моментами, направленными перпендикулярно осям молекул. Относительно слабое электрическое поле, приложенное к жидкому кристаллу, вызывает выстраивание молекул параллельно ($\Delta\varepsilon > 0$), или перпендикулярно ($\Delta\varepsilon < 0$) полю. Однако если напряжение превысит некоторое пороговое значение, устойчивая доменная структура разрушается, возникает ячеистая структура, сопровождающаяся появлением гидродинамических течений. При дальнейшем увеличении напряжения течение в жидкости становится турбулентным, а вещество оптически неоднородным. Жидкий кристалл в таком неупорядоченном состоянии рассеивает свет во всех направлениях. Эффект динамического рассеяния приводит к изменению прозрачности жидкого кристалла под действием электрического поля. Поле может быть как постоянным, так и переменным с низкой частотой (до 10^2 — 10^4 Гц в зависимости от материала). Время установления состояния динамического

рассеяния составляет 1—10 мс, а исчезновения после снятия напряжения — 20—200 мс.

Жидкокристаллическая ячейка, основанная на эффекте динамического рассеяния, состоит из двух стеклянных пластинок с нанесенными на их внутренние стороны прозрачными электродами, между которыми расположен тонкий слой (обычно 5—50 мкм) жидкого кристалла. При подаче напряжения больше порогового (обычно достаточно 8—50 В) молекулы жидкости в пространстве между электродами начинают вращаться и рассеивать падающий свет. Под прозрачным электродом виден яркий рисунок по форме электрода. Нанося прозрачные электроды в виде цифр, букв и других знаков, получают возможность высвечивать эти знаки в отраженном или проходящем свете.

Жидкие кристаллы имеют довольно высокое удельное сопротивление (10^6 — 10^{10} Ом·м). Поэтому мощность, потребляемая на питание ячейки, не превышает 1 Вт/м^2 , что на два порядка ниже, чем у газоразрядных и на пять порядков — у светодиодных индикаторов. Кроме того, они более дешевы.

Для получения цветных изображений в жидкие кристаллы вводят красители, обладающие длинными палочкообразными молекулами. Молекулы красителя ориентируются молекулами жидкого кристалла перпендикулярно электродам ячейки и оказываются невидимыми. При подаче напряжения, когда начинается турбулентное течение в жидкости, молекулы красителя, увлекаемые жидкостью, поворачиваются и рассеивают свет определенного цвета.

Холестерические жидкие кристаллы используют благодаря присущему им свойству изменять окраску. Из-за интерференции на витках спирали молекул (см. рисунок 5.14, в) освещенный белым светом кристалл кажется окрашенным. При изменении внешних условий, например температуры, расстояние между витками спирали изменяется, что ведет к изменению окраски. Это позволяет изготавливать простейшие чувствительные индикаторы температуры тела человека, контролирующих устройств нагрева отдельных узлов и деталей радиоаппаратуры и др. В качестве материалов для таких "термометров" применяют производные *холестерина* (отсюда — название жидких кристаллов) и их смеси. Промышленностью выпускаются композиции, дающие цветовые переходы в интервале температур 3—5 градусов с рабочими температурами 23—41° С.

6 МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ (ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ)

6.1 Величины магнитного поля

На основе теории относительности было показано, что напряженности электрического и магнитного поля связаны не только физическими явлениями – это компоненты единого физического тензорного поля, преобразующегося посредством "вращений" в 4-мерном пространстве-времени.

При определении величин будем, однако, придерживаться классической концепции силовых полей, возникающих вокруг заряженных частиц, рассматривая при этом магнитное взаимодействие как релятивистскую поправку к кулоновскому взаимодействию. В таком квазиклассическом представлении выражение для силы взаимодействия двух *движущихся* точечных заряженных частиц **1** и **2** в вакууме описывается законом, несколько отличающимся от закона Кулона. При равенстве сил взаимного действия частиц друг на друга (по абсолютному значению), достаточно рассмотреть силу, с которой действует частица **2** на частицу **1**:

$$\mathbf{F}_{2 \rightarrow 1} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q_1 q_2 \frac{\mathbf{r}_{2 \rightarrow 1}}{r^3} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q_1 q_2 \left[\frac{\mathbf{v}_1}{c} \times \left[\frac{\mathbf{v}_2}{c} \times \mathbf{r}_{2 \rightarrow 1} \right] \right] \frac{1}{r^3} \quad (6.1)$$

где q_1, q_2, v_1, v_2 - кулоновские заряды и скорости частиц **1** и **2**;

$\mathbf{r}_{2 \rightarrow 1}$ и r - радиус-вектор, опущенный из точки расположения частицы **2** в точку расположения частицы **1** и его модуль.

Первое слагаемое в выражении (6.1) — это *электрическая сила (сила Кулона)*, второе слагаемое — релятивистская поправка к ней — *магнитная сила (сила Лоренца)*, которая, как нетрудно убедиться, исчезающе мала по сравнению с электрической силой, если скорости частиц значительно меньше световых ($v_1/c, v_2/c \ll 1$).

Если одну из частиц, например частицу **2**, рассматривать как источник силового поля, то для описания этого поля следует абстрагироваться от присутствия конкретной частицы **1** в определенной точке пространства. Чтобы охарактеризовать силовое поле необходимо рассмотреть силу, которая бы действовала *в каждой точке пространства* на частицу со стандартными параметрами (с единичным кулоновским зарядом и единичной скоростью, направленной перпендикулярно радиус-вектору $\mathbf{r}_{2 \rightarrow}$, опущенному из точки положения частицы-источника). Эту силу, как функцию $\mathbf{r}_{2 \rightarrow}$, условно назовем напряженностью силового поля. Формально, нахождение напряженности поля, сводится к "отбрасыванию" из выражения (6.1) всех параметров частицы **1**. Таким образом, для величин, характеризующих каждую

составляющую напряженности силового поля частицы-источника **2**, выражения будут иметь вид:

$$\mathbf{E}_2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q_2 \frac{\mathbf{r}_{2\rightarrow}}{r^3} \quad \mathbf{B}_2 = \frac{\mu_0}{4\pi} q_2 [\mathbf{v}_2 \times \mathbf{r}_{2\rightarrow}] \frac{1}{r^3}. \quad (6.2)$$

В последнем выражении для его упрощения введена константа $\mu_0 = 1/(\epsilon_0 c^2) = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$, называемая *магнитной постоянной*.

Векторная функция **E**, определенная выражением (6.2), называется *напряженностью электрического поля*, а величина **B** называется *индукцией магнитного поля*¹⁹.

Из выражения (6.1) и определений (6.2) следует, что для векторов **E** и **B** справедлив *принцип суперпозиции*. Если источником поля является не одна частица а некоторая группа частиц, то напряженность результирующего поля будет равна векторной сумме напряженностей, создаваемых каждой частицей. Предположим, что поля **E** и **B** определены. Тогда сила, действующая на заряженную частицу **1**, оказавшуюся в этих полях, согласно (6.1) и (6.2), равна

$$\mathbf{F}_{\rightarrow 1} = q_1 \mathbf{E} + q_1 [\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}]. \quad (6.3)$$

Для случая, когда электрическое и магнитное поля формируются частицами одного знака, действие магнитного поля на фоне действия электрического может заметно проявиться лишь при скоростях частиц, близких к световым. Поэтому для теории магнитного поля практический интерес представляет собой случай, когда оно создается за счет движения зарядов в электрически нейтральной среде. Примером является проводник с током. Как известно, дрейфовая скорость $v_{др}$ электронов в проводниках невелика (см. подраздел 2.2). Однако за счет большой концентрации движущихся электронов в проводниках, результирующая индукция может быть большой. Ионы неподвижны и потому, согласно выражения для индукции (6.2), не создают магнитное поле. В то же время, ионы создают электрическое поле, которое полностью компенсирует электрическое поле, создаваемое электронами. Таким образом, электрическое поле "исчезает", и проводники с током можно рассматривать как источники "чистого" магнитного поля. Именно по отношению к проводникам с током сформулированы многие законы магнетизма.

Рассматривая *проводник с током как источник магнитного поля* вне какой-либо среды (в вакууме) следует признать, что универсальное

¹⁹ Как силовая характеристика поля, величина **B** все же имеет смысл напряженности. Исторически сложилось так, что *напряженностью* названа величина **H**, которая, по мнению многих, напротив, больше отвечает названию "индукция" (см. ниже).

выражение для индукции можно сформулировать лишь в дифференциальной форме для малого отрезка проводника с током, поскольку форма проводника может быть произвольной. Допустим, индукция рассчитывается на расстоянии r от выбранного отрезка проводника, причем это расстояние намного превышает размеры этого отрезка, в частности, его длину dL (рисунок 6.1,а), на которой проводник можно считать прямолинейным. В этом случае, всю совокупность электронов, заключенных в этом отрезке можно считать точечным зарядом $dq = qnSdL$ (q — заряд электрона, n — концентрация электронов в проводнике, S — сечение проводника) и воспользоваться выражением (6.2) для \mathbf{B} :

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} enSdL [\mathbf{v}_{др} \times \mathbf{r}] \frac{1}{r^3}. \quad (6.4)$$

Учитывая тот очевидный факт, что дрейфовая скорость направлена вдоль проводника, введем вектор $d\mathbf{L} = dL \cdot \mathbf{v}_{др} / v_{др}$, абсолютное значение которого равно dL , а направление совпадает с направлением тока. Учитывая также что величина $qnvS$ равна силе тока (см. подраздел 2.2), получим окончательное выражение (*закон Био—Савара*):

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} i [d\mathbf{L} \times \mathbf{r}] \frac{1}{r^3}. \quad (6.5)$$

Полное поле \mathbf{B} для конкретной конфигурации проводника, или системы проводников, в соответствии с принципом суперпозиции, определится в результате интегрирования выражения (6.5) по всем элементам проводника:

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_L \frac{i [d\mathbf{L} \times \mathbf{r}]}{r^3}. \quad (6.6)$$

Для простейших конфигураций проводников выражение (6.6) можно проинтегрировать в аналитической форме. Рассмотрим некоторые выражения (без вывода), которые можно считать следствиями выражения (6.5), или (6.6).

Пример 1- поле прямолинейного проводника с током (рисунок 6.1,б). Индукция вычисляется как функция расстояния R от оси проводника до данной точки пространства. Силовые линии представляют собой окружности с центром на оси провода. Независимо от радиуса сечения провода R_{π} и цилиндрически-симметричного распределения плотности тока по его сечению, в пространстве вне провода ($r > R_{\pi}$)

$$B(r) = \frac{\mu_0 i}{2\pi r}. \quad (6.7)$$

Для внутренних точек ($R < R_n$) выражение $B(r)$ зависит от распределения плотности тока по сечению.

Пример 2- поле кругового витка с током (рисунок 6.1,в). В общем случае получить точное аналитическое выражение для поля \mathbf{B} в любой точке пространства невозможно. Однако, для точек, удаленных от проводника на расстояния, значительно превышающие диаметр витка, пространственное распределение магнитного поля подобно распределению электрического поля, создаваемого электрическим диполем:

$$\mathbf{B}(r, \theta) \approx \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{p_m}{r^3} \left(3 \frac{\mathbf{r}}{r} \cos \theta - \mathbf{n} \right), \quad (6.8)$$

где $p_m \equiv \pi R^2 i \equiv iS$ — величина *магнитного момента* витка с током (R — радиус витка, S — его площадь);

\mathbf{r} — радиус-вектор, опущенный из центра витка в данную точку;

θ — угол между осью витка и вектором \mathbf{r} ;

\mathbf{n} — единичный вектор, ориентированный вдоль оси витка в сторону ввинчивания буравчика при вращении его рукоятки в направлении циркуляции тока.

Для осевых точек, расположенных на произвольном удалении z от плоскости витка (включая точку $z=0$), точное выражение имеет вид:

$$B(z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 i}{(z^2 + R^2)^{3/2}}. \quad (6.9)$$

Пример 3 - внутреннее поле длинного соленоида. Соленоид (рисунок 6.1,г) представляет собой цилиндрическую катушку плотно намотанного в один ряд тонкого провода с соотношениями размеров $d \ll D \ll Z$, где d - диаметр провода, D - диаметр катушки, Z - длина катушки. В этом случае внешнее поле пренебрежимо мало по сравнению с полем внутри соленоида. Во внутренних областях на достаточном удалении от концов катушки ($\gg D$) и витков обмотки ($\gg d$) поле *однородно* и равно

$$B = \mu_0 n i, \quad (6.10)$$

где $n \equiv N/Z$ — отношение числа витков к длине соленоида (плотность намотки).

Пример 4 - поле тороидальной катушки (рисунок 6.1,д). Обмотка плотно намотана на образующую тороида. Снаружи тороида поле отсутствует. Внутри обмотки силовые линии направлены по окружностям параллельно оси катушки, а индукция обратно пропорциональна расстоянию от оси тороида:

$$B(r) = \frac{\mu_0 iN}{2\pi r}. \quad (6.11)$$

Если радиус тороида достаточно большой по сравнению с размерами его сечения ($R_1 \gg R_2 - R_1$), то поле внутри обмотки можно считать однородным, как в соленоиде, и равным, в среднем

$$B \approx \frac{\mu_0 iN}{2\pi R} = \mu_0 i n, \quad (6.12)$$

где R - средний радиус $R = (R_1 + R_2)/2$;

n - усредненная плотность намотки по длине тороида, равная $N/(2\pi R)$.

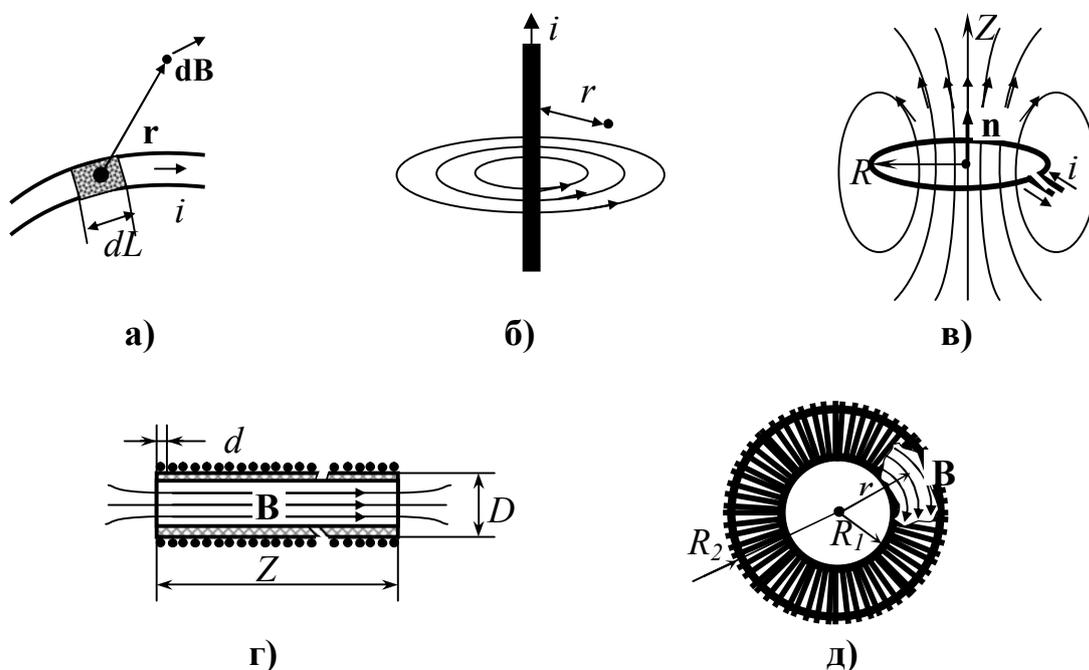


Рисунок 6.1- Примеры источников магнитного поля.

Рассмотрим теперь **проводник с током как приемник магнитного поля**²⁰.

Действие внешнего магнитного поля на проводник с током в общем случае может быть выражен в дифференциальной форме. Для этого можно воспользоваться выражением для магнитной силы (второе слагаемое в правой части выражения 6.3) и тем же приемом, что и при выводе закона Био-Савара — заменой параметров точечного заряда (q, \mathbf{v}) на параметры элемента тонкого проводника $(dq, \mathbf{v}_{др})$. Делая аналогичные преобразования, получим *закон Ампера*

$$d\mathbf{F} = i[d\mathbf{L} \times \mathbf{B}]. \quad (6.13)$$

На основе выражения (6.13) можно дать другое определение величине магнитной индукции. *Индукция магнитного поля* — это максимально возможная сила, действующая со стороны магнитного поля на отрезок проводника единичной длины с единичным током.

Из всех примеров действия магнитного поля на проводники нас особенно будет интересовать пример действия на *малую рамку с током*. В том случае, если поле является неоднородным, размеры рамки, с одной стороны, должны быть столь малы, чтобы в пределах ее границ можно было бы считать поле локально однородным. С другой стороны, "малость" рамки означает и то, что сила тока в ней должна быть столь мала, чтобы ее собственное поле B_i практически не повлияло на индукцию B внешнего поля ($B_i \ll B$). Пользуясь выражением (6.9) можно дать оценку индукции такого поля B_i рамки, полагая $z=0$. Тогда ток малой рамки должен удовлетворять соотношению $i \ll 2 \cdot B \cdot R / \mu_0$. Если рамка не является кольцом, то под R следует понимать ее максимальный размер. Интегрирование выражения (6.13) по всему контуру дает значение результирующей силы, действующей на контур, равное нулю. Однако это не означает, что на контур не оказывается механическое воздействие. Более детальный расчет при использовании выражения (6.13) с учетом малости контура приводит к выводу о том, что действие на контур со стороны поля можно свести к паре сил, создающих механический момент, равный по величине $M = i \cdot S \cdot B \cdot \sin(\alpha)$, где α — угол между единичной нормалью рамки \mathbf{n} и вектором индукции \mathbf{B} (рисунок 6.2, а). С учетом направлений векторов это выражение можно записать в более компактном виде:

²⁰ Приемники магнитного поля, то есть объекты, "ощущающие" внешнее поле посредством действия на них сил, с необходимостью сами являются источниками магнитного поля. Поэтому, деление объектов на приемники и источники условно. Как правило, приемником поля считают объект, который обладает настолько слабым собственным полем, что практически не искажает внешнее поле (пробный объект).

$$\mathbf{M} = i \cdot [\mathbf{S} \times \mathbf{B}] = [\mathbf{p}_m \times \mathbf{B}], \quad (6.14)$$

где $\mathbf{S} = S \cdot \mathbf{n}$ — вектор, величина которого равна S , а направление совпадает с праввинтовой (по отношению к циркулирующему току) нормалью рамки.

Из выражения (6.14) следует, что момент сил, действующий на рамку, стремится совместить ее нормаль с направлением индукции. При взаимно перпендикулярном направлении векторов \mathbf{n} и \mathbf{B} он максимален и равен $i \cdot S \cdot B$, а при совмещении \mathbf{n} и \mathbf{B} он равен нулю. Введенная в (6.14) векторная величина $\mathbf{p}_m = i \cdot \mathbf{S}$, называемая *магнитным моментом*, характеризует ориентацию рамки с током в пространстве и, в то же время, служит мерой чувствительности ее к действию магнитного поля.

Магнитный момент любой системы замкнутых токов может быть найден как векторная сумма магнитных моментов отдельных замкнутых токов. В частности, магнитный момент соленоида равен сумме моментов всех N его витков: $\mathbf{p}_m = N \cdot i \cdot \mathbf{S}$. Другой пример — вращающийся заряженный шар (рисунок 6.2, б) — образует круговой ток,

магнитный момент которого можно определить разбиением на элементарные кольцевые "рамки" с последующим интегрированием их моментов по всему объему шара.

При равномерном распределении заряда q и вращении с угловой скоростью ω , этот момент равен значению $(1/5)\omega \cdot q \cdot R^2$. Не сложно дать общее определение понятию магнитного момента системы как чувствительности ее к воздействию

внешнего поля, не привязываясь к конкретной геометрической структуре замкнутых токов системы:

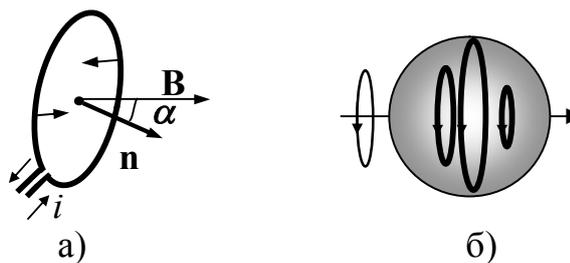


Рисунок 6.2 - Примеры элементарных объектов, обладающих магнитным моментом: рамка с циркулирующим током (а) и

Магнитный момент — это максимально возможный момент сил, действующий на систему замкнутых токов со стороны магнитного поля с единичной индукцией.

В любом материале существует большое количество *молекулярных* замкнутых токов, обусловленных *орбитальными* и *спиновыми* (*собственными*) моментами импульса движения электронов в атомах. Таким образом, каждый атом можно рассматривать как систему циркулирующих токов. Особенность параметров этих токов — их квантовый характер. Магнитный момент электрона в атоме квантован, то есть проекция его спинового и орбитального магнитного момента на выделенную ось кратен некоторому значению, имеющему название *магнетон Бора*

$\mu_B = e\hbar / (2m_e) = 9.27 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2$. Так как магнитный момент атома есть векторная сумма магнитных моментов электронов²¹, то мы можем утверждать, что проекция магнитного момента атома на некоторую ось либо равна нулю, либо кратна магнетону Бора.

Отдельный молекулярный ток, как источник магнитного поля, не может оказать существенного влияния на среднюю индукцию внешнего поля. Однако в веществе под действием внешнего поля происходит ориентация магнитных моментов огромного числа атомов, вследствие чего, в веществе возникает собственное магнитное поле, индукция которого в некоторых случаях даже превышает внешнюю индукцию.

Сумма всех элементарных магнитных моментов в атоме определяет собственный магнитный момент атома. У веществ, называемых *диамагнетиками*, атомы не обладают собственным магнитным моментом, в силу того, что все внутриатомные моменты скомпенсированы по величине и направлениям. Однако, под действием внешнего поля \mathbf{B}_0 происходит явление *прецессии электронных орбит*, в результате чего у атомов появляется магнитный момент, направленный в среднем против внешнего поля. Суммирование индуцированных моментов атомов дает индуцированный *средний момент вещества*. Он является причиной возникновения *собственного поля* \mathbf{B}_i диамагнетика, направленного *против внешнего поля*. Таким образом, результирующая индукция \mathbf{B} в диамагнетике несколько снижается по отношению к индукции внешнего поля.

Противоположным образом ведут себя вещества с атомами, имеющими собственный магнитный момент, так называемые *парамагнетики*. При отсутствии внешнего поля суммарный момент вещества равен нулю в силу хаотичности пространственной ориентации моментов атомов. Однако, под действием поля происходит преимущественная *ориентация моментов по направлению поля*, в итоге результирующая индукция увеличивается²².

Особую роль в практическом использовании играют вещества с самопроизвольно упорядоченной структурой магнитных моментов - *ферро-, антиферро-, и ферримагнетики*. Самопроизвольное магнито-упорядоченное состояние вещества обусловлено сильным электростатическим взаимодействием электронов атомов с незаполненными *d-* или *f-*слоями. Это взаимодействие имеет квантовую природу и называется обменным.

В *ферромагнетиках* обменная энергия положительна, что приводит к сонаправленной упорядоченной ориентации собственных (спиновых)

²¹ Нуклоны тоже обладают магнитным моментом, однако спиновый момент электрона приблизительно на три порядка превышает магнитный момент ядра, и поэтому магнетизмом ядра здесь пренебрегаем. При использовании явления ядерного магнитного резонанса, очевидно, ядерный магнетизм учитывается.

²² Диамагнитный эффект присущ любому веществу. Однако, на фоне парамагнитного эффекта он ничтожно мал (см. ниже).

магнитных моментов атомов и, следовательно, к появлению макроскопической намагниченности вещества.

В *антиферромагнетиках* соотношение между размером незаполненной оболочки и расстоянием между атомами таково, что обменная энергия отрицательна, и энергетически выгодным является состояние с противоположно направленными моментами соседних атомов. Отсутствие самопроизвольной намагниченности в антиферромагнетиках связано не с хаосом в направлениях атомных моментов (как в парамагнетиках), а со строгим чередованием направлений моментов вдоль кристаллографических осей.

Нескомпенсированный антиферромагнетизм (*ферримагнетизм*) может наблюдаться лишь в некоторых сложных кристаллических решетках, содержащих различные магнитоактивные атомы с разными значениями моментов. Эти атомы занимают неэквивалентные кристаллографические положения, что приводит к неполной компенсации моментов в пределах каждой элементарной ячейки кристалла. Формально, структуру *ферримагнетика* можно считать состоящей из нескольких (двух и более) магнитных подрешеток, имеющих свою ориентацию момента. Нескомпенсированность по моменту приводит к тому, что ферримагнетики во многом схожи с ферромагнетиками: они спонтанно намагничены и, как следствие, имеют доменную структуру. Нескомпенсированным антиферромагнетизмом обладают, например, некоторые виды ферритов магнитоактивных металлов (отсюда - название класса).

Для описания материала как магнетика следует ввести, по крайней мере, две величины магнитного поля, одна из которых характеризовала бы внешнее воздействие на материал, а другая — реакцию материала на это воздействие. Внешнее воздействие на материал со стороны магнитного поля можно охарактеризовать индукцией \mathbf{B}_0 , которая *существовала бы* в пространстве в отсутствие этого материала (молекулярных токов, искажающих внешнее поле). Вместо величины \mathbf{B}_0 принято использовать величину, называемую напряженностью магнитного поля \mathbf{H} , которая соответствует \mathbf{B}_0 с точностью до постоянного множителя:

$$\mathbf{H} = \mathbf{B}_0 / \mu_0. \quad (6.15)$$

Реакцию магнитного материала можно охарактеризовать либо индукцией собственного (внутреннего) поля вещества \mathbf{B}_i , созданного ориентированными круговыми молекулярными токами, либо результирующей (реальной) индукцией $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_i$, либо суммарным магнитным моментом молекулярных токов, *приходящимся на единицу объема* - величиной, называемой намагниченностью :

$$\mathbf{I} = \frac{\sum_{i, \Delta V} \mathbf{p}_{mi}}{\Delta V} \quad (\Delta V \rightarrow 0), \quad (6.16)$$

где векторное суммирование моментов ведется по всем i -м элементарным моментам, существующим в пределах малого объема ΔV .

Интуитивно понятно, что намагниченность и собственное (внутреннее) поле вещества пропорциональны друг другу и одинаково ориентированы. В самом деле, на основе фундаментальных соотношений можно доказать, что макроскопически усредненная индукция собственного поля магнетика равна

$$\mathbf{B}_i = \mu_0 \cdot \mathbf{I}. \quad (6.17)$$

Из (6.15) и (6.17) следует, что результирующая индукция в веществе однозначно определяется напряженностью поля и намагниченностью вещества²³:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \cdot (\mathbf{H} + \mathbf{I}). \quad (6.18)$$

Таким образом, свойства магнетика могут быть описаны либо зависимостью $B(H)$, либо зависимостью $I(H)$.

Важное замечание! Выражения 6.6 — 6.12, полученные ранее для индукции от источников магнитного поля *в вакууме*, оказываются **несправедливыми** для результирующей индукции *при наличии намагничивающейся среды*. Эти выражения следует переопределить для напряженности магнитного поля, разделив правые части на константу μ_0 . Например, напряженность поля внутри соленоида будет равна $H = n \cdot i$.

В том случае, если материал характеризуется зависимостью $I(H)$, показателем магнитной чувствительности среды является магнитная восприимчивость

$$\chi_m = I/H. \quad (6.19)$$

Если же материал характеризуется зависимостью $B(H)$, то в качестве показателя магнитной чувствительности выступает относительная магнитная проницаемость:

$$\mu = B/(\mu_0 \cdot H) \equiv 1 + \chi_m. \quad (6.20)$$

²³ Формально это соотношение можно рассматривать как разложение величины индукции на составляющую, создаваемую внешними источниками и составляющую, создаваемую молекулярными токами среды.

По значению магнитной восприимчивости вещества делятся на группы (таблица 6.1). Группа *сверхпроводящих материалов*, обладает свойствами аномального диамагнетика в ограниченном (сверху) интервале температур (см. более подробно пункт 2.7.5). Характерной особенностью этой группы является стремление к сохранению внутри сверхпроводника нулевого значения магнитной индукции за счет протекания в нем индуцированных незатухающих токов. Магнитная восприимчивость этих материалов отрицательна и равна минус 1.

Диа-, пара- и антиферромагнетики образуют группу слабомагнитных веществ, так как их магнитная восприимчивость по абсолютному значению мала и составляет $10^{-7}..10^{-2}$. Диа- и парамагнетики обладают линейной зависимостью $I(H)$, а потому являются *линейными магнитными средами*, характеризующимися восприимчивостью, не зависящей от напряженности поля.

Таблица 6.1 - Классификация твердых тел по магнитной восприимчивости

Тип магнетика	Магнитное состояние	χ_m	Примеры
Диамагнетики	Магнитные моменты электронов в атомах скомпенсированы, существуют только магнитные моменты, наведенные внешним полем.	-10^{-7} ÷ -10^{-6}	Zn, Bi, Cu, Au, Ag, Ge, Be, Ga
Парамагнетики	Атомы обладают собственными магнитными моментами, расположенными хаотично в пространстве.	$+10^{-6}$ ÷ $+10^{-4}$	Nb, Mg, Al, W, Na, K, Ca, Rb
Ферромагнетик и	Магнитные моменты атомов упорядочены и сонаправлены; спонтанный магнитный момент отличен от нуля. Упорядочение исчезает при температуре выше температуры Кюри.	10^2 ÷ 10^6	Fe, Ni, Co, R и их сплавы
Антиферромагнетики (скомпенсированные)	Магнитные моменты атомов упорядочены с чередованием направлений и скомпенсированы; собственная намагниченность равна нулю. Упорядочение исчезает при температуре выше температуры Нееля.	10^{-2} ÷ 10^{-5}	Mn, MnO, MnO ₂ , FeO, NiF ₂ , CoO, MnS
Ферримагнетик и (не скомпенсированные антиферромагнетики)	Магнитные моменты атомов упорядочены с чередованием направлений, но не скомпенсированы в пределах каждой элементарной ячейки кристалла; спонтанный магнитный момент отличен от нуля. Упорядочение исчезает при температуре Кюри-Нееля.	10 ÷ 10^4	Me Fe ₂ O ₄ (феррошпинели); R ₃ Fe ₅ O ₁₂ (феррогранаты); R FeO ₃ (ортоферриты); Me Fe ₁₂ O ₁₉ (гексаферриты)

Сверх-проводники	Индукцированные сверхпроводящие токи собственным полем полностью компенсируют внешнее поле. Свойство исчезает при температуре выше температуры перехода $T_{св}$.	-1	Sn ($T_{св} < 3,69^{\circ}\text{K}$) Al ($T_{св} < 1,14^{\circ}\text{K}$) Zn ($T_{св} < 0,97^{\circ}\text{K}$) Nb ($T_{св} < 9,22^{\circ}\text{K}$)
Обозначения: Me - некоторые металлы; R - некоторые редкоземельные элементы			

Для диамагнетиков характерна слабая зависимость восприимчивости от температуры, поскольку возникновение индуцированного момента связано с внутриатомными явлениями.

Для парамагнетиков температурная зависимость восприимчивости во всей области температур свыше 1 К подчиняется закону Кюри:

$$\chi_m = C/T, \quad (6.21)$$

где C — постоянная Кюри; T — абсолютная температура. Тепловые колебания стремятся разориентировать моменты отдельных атомов, поэтому высокие значения восприимчивости парамагнетиков могут наблюдаться лишь при температурах, близких к абсолютному нулю.

Ферро- и ферримагнетики относятся к группе сильномагнитных веществ. Магнитная восприимчивость этих веществ отличается большими значениями (до 10^6) и нелинейно зависит от температуры и напряженности магнитного поля. О нелинейных средах более подробно изложено ниже.

6.2 Нелинейные магнитные среды

Нелинейные магнитные свойства некоторых материалов связаны со строгой ориентацией спиновых моментов электронов. Необходимыми условиями возникновения нелинейного магнетизма являются следующие.

1) Вещество должно быть кристаллическим (или, по крайней мере, поликристаллическим).

2) Атомы вещества должны иметь незаполненную внутреннюю оболочку.

3) Отношение расстояния a между соседними атомами кристалла к радиусу незаполненной внутренней оболочки r должно удовлетворять определенному соотношению²⁴.

4) Температура вещества должна быть ниже критической (для данного вещества) температуры, называемой *температурой Кюри*.

Элементы с недостроенными внутренними оболочками называются *переходными*. На рисунке 6.3 схематично показана структура атома железа, который содержит 26 электронов в четырех оболочках. Цифры указывают

²⁴ Для этого, в частности, необходимо выполнение первого условия.

количество электронов на подоболочках, направления спинов условно обозначены "+" и "-". На внешней 4s-оболочке находится два электрона со спинами, имеющими противоположное направление (спины скомпенсированы). Однако на внутренней подоболочке 3d находится шесть электронов, из них у четырех электронов спины некомпенсированы. Иными словами, эта подоболочка остается недостроенной. Между соседними атомами возникает обменное взаимодействие, характеризуемое значением интеграла обменной энергии. Оказывается, что величина и знак обменной энергии A зависит от отношения расстояния между атомами a к радиусу незаполненной оболочки r (рисунок 6.4). Схематичный график этой зависимости $A(a/r)$ показан на рисунке 6.5. Различные участки этой зависимости характеризуют резко различающиеся друг от друга состояния магнитных сред, рассмотренные ниже.

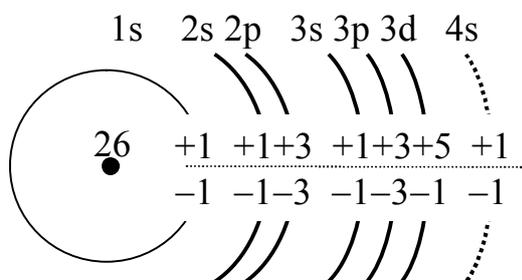


Рисунок 6.3 - Электронные оболочки в атоме железа

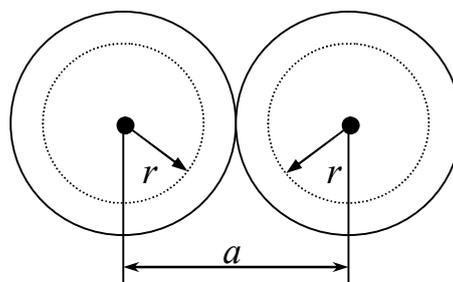


Рисунок 6.4 - Размеры, определяющие величину обменной энергии

1) **Ферромагнитное состояние.** Интеграл обменной энергии положителен лишь при $a/r > 3,2$ Этому соотношению отвечают кристаллы элементов *Fe*, *Co*, *Ni*, а также шести редкоземельных элементов: *Gd*, *Dy*, *Ho*, *Er*, *Tb*, *Tm*. Положительный знак обменной энергии означает, что энергетически выгодным состоянием для системы атомов является такое, при котором электронные спины незавершенных оболочек соседних атомов одинаково направлены²⁵. Магнетики, обладающие таким свойством, называются ферромагнетиками. Распространяя это свойство на каждую

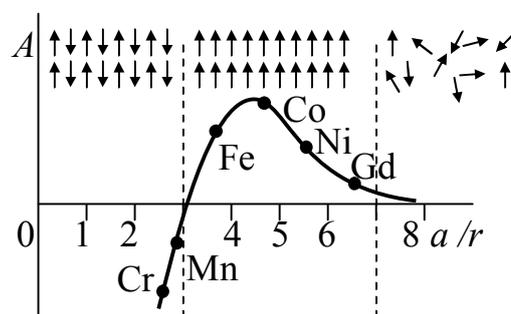


Рисунок 6.5- Зависимость обменного интеграла от отношения межатомного расстояния a к радиусу r незаполненной электронной оболочки.

²⁵ Точнее, речь идет об одинаковом знаке проекций спина на выделенную пространственную ось.

пару атомов, можно прийти к выводу, что спины электронов на незавершенных внутренних оболочках у всех атомов вещества стремятся сориентироваться в одном направлении, и при этом достигается минимум энергии тела.

В итоге получается, что ферромагнетик в любой своей области *спонтанно намагничен* практически до насыщения: $I=I_S=const$. В то же время, опыт показывает, что равновесное состояние ферромагнетиков характеризуется отсутствием среднего общего момента и собственного магнитного поля. Это может быть объяснено лишь тем, что магнетик “разбит” на довольно протяженные области (10^{-5} — 10^{-2} см) — **домены**, имеющие каждый свою ориентацию вектора намагниченности \mathbf{I}_S . Этот вектор резко изменяет направление при переходе от домена к домену²⁶. Такая структура со взаимнокомпенсирующимися моментами является энергетически выгодной, так как она не генерирует внешнее поле, которое, в противном случае, являлось бы значительным резервуаром энергии. Этот вопрос более подробно рассмотрен в пункте 5.1.1 при рассмотрении процесса спонтанной поляризации сегнетоэлектриков. Вообще говоря, *ферромагнетики во многом аналогичны сегнетоэлектрикам*, и не только наличием доменной структуры. Все свойства, параметры, характеристики являются качественно схожими, при условии, формальной замены величин $\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{H}$; $\mathbf{D} \rightarrow \mathbf{B}$; $\mathbf{P} \rightarrow \mathbf{I}$; $\chi \rightarrow \chi_m$; $\varepsilon \rightarrow \mu$ (см. пункты 5.1.1, 5.1.2). Например, среди характеристик $B(H)$ можно выделить кривую намагничивания и петлю магнитного гистерезиса, аналогичные кривой поляризации и петле диэлектрического гистерезиса $D(E)$ или $P(E)$ (см. рисунок 5.5).

Направления спонтанной намагниченности доменов определяются кристаллографическими направлениями, вдоль которых энергия обменного взаимодействия максимальна. Например, для железа, имеющего кубическую объемноцентрированную структуру, такими направлениями являются шесть направлений, соответствующих трем взаимно перпендикулярным осям типа [100], для гранецентрированной решетки никеля — восемь направлений, соответствующих осям типа [111], для гексагональной решетки кобальта — лишь два направления, соответствующих оси призмы [0001]. Эти направления (оси) называются **направлениями (осями) легкого намагничивания** (ОЛН). В то же время, в кристалле можно выделить и **направления (оси) трудного намагничивания** (ОТН). Энергию, затрачиваемую внешним магнитным полем на поворот вектора намагниченности из направления легкого намагничивания в направление трудного намагничивания, называют *энергией естественной магнитной кристаллографической анизотропии*.

²⁶ Исследования показали, что ширина доменной границы составляет лишь несколько межатомных расстояний, что пренебрежимо мало по сравнению с характерными размерами доменов.

Спонтанная намагниченность ферро- и ферримагнетика (см. ниже) имеет место лишь в ограниченном сверху диапазоне температур. Критическая температура, соответствующая фазовому переходу 2-го рода из ферромагнитного в парамагнитное состояние, называется *температурой Кюри* или *точкой Кюри* T_K . Эта температура определяется значением обменной энергии $T_K \approx A/k$ (k - постоянная Больцмана). В области температур ниже и вблизи точки Кюри намагниченность насыщения зависит от температуры по следующему закону:

$$I_s = I_{s0} \cdot a \cdot \sqrt{1 - T/T_K}, \quad (6.22)$$

где a - константа для данного материала;

I_{s0} - намагниченность насыщения при температуре абсолютного нуля.

Точка Кюри, определенная выражением (6.22), называется *ферромагнитной точкой Кюри* (T_K^f) [1].

Температурная зависимость намагниченности насыщения при температуре выше точки Кюри подчиняется закону Кюри - Вейса:

$$I_s = C/(T - T_K), \quad (6.23)$$

где C - константа для данного материала, называемая постоянной Кюри-Вейса.

Точка Кюри, определенная выражением (6.23), называется *парамагнитной точкой Кюри* (T_K^p). Для типичных ферромагнетиков значения T_K^f и T_K^p близки по значению.

Не все перечисленные выше элементы имеют ферромагнитное состояние при нормальных условиях — соотношение $A > kT_{\text{комн}}$ выполняется лишь для элементов группы железа (Fe , Ni , Co) и гадолиния Gd (см. рисунок 6.6).

2) **Антиферромагнитное состояние.** При условии $a/r < 3,2$ интеграл обменной энергии отрицателен. Этому соотношению отвечают кристаллы элементов Mn , Cr (см. рисунок 6.5), а также редкоземельные элементы Ce , Pr , Nd , Sm , Eu . Для таких магнетиков, называемых *антиферромагнетиками*, энергетически выгодно антипараллельная ориентация соседних спинов. В силу этого, у антиферромагнетиков имеет место взаимная компенсация магнитных моментов атомов в любом участке кристалла²⁷. Магнитный порядок сохраняется до температуры $T = T_H$, называемой *температурой Нееля*, выше которой вещество переходит в парамагнитное состояние.

²⁷ Следует отметить, что в отличие от парамагнетиков, в которых компенсация моментов обусловлена их хаотичным расположением, в антиферромагнетиках компенсация связана со строгим порядком в ориентации моментов.

Кроме перечисленных простых кристаллов, существует большое количество сложных по составу антиферромагнетиков — оксиды, хлориды, фториды, сульфиды, карбонаты переходных элементов. В кристаллах сложных антиферромагнетиков в отличие от элементарных кристаллов, обменное взаимодействие непосредственно между магнитоактивными атомами невозможно из-за относительно больших расстояний между ними. В таких веществах решающую роль играет *косвенное обменное взаимодействие*, осуществляемое при участии непереходных элементов. В оксиде марганца, например, который имеет структуру $NaCl$, ионы кислорода играют роль "переносчика" спиновых взаимодействий. Внешняя $2p$ -оболочка кислородного аниона O^{2-} полностью заполнена электронами, причем спиновые моменты попарно скомпенсированы. Вследствие того, что внутренняя $3d$ -оболочка катиона марганца заполнена не полностью, возможна передача электрона с оболочки кислорода на эту оболочку. Но при этом должно выполняться правило Хунда, в соответствии с которым спин переходящего электрона антипараллелен спиновому моменту $3d$ -оболочки. Отдавая электрон, ион кислорода приобретает магнитный момент и участвует в обменном взаимодействии с другим соседним катионом марганца. Благодаря сильному перекрытию электронных оболочек ($a/r < 3,2$) это взаимодействие носит антиферромагнитный характер. Конечным результатом такого взаимодействия является антипараллельная ориентация магнитных моментов соседних катионов.

Из-за низкой магнитной восприимчивости антиферромагнетики не находят применения на практике в качестве магнитных материалов. Однако, большое практическое значение имеют некоторые так называемые *нескомпенсированные антиферромагнетики*, или *ферримагнетики*. Свое второе название они приобрели от ферритов — солей железной кислоты, которые составляют основную часть используемых на практике высокочастотных магнитных материалов. Кристаллические решетки ферримагнетиков относительно сложные, их, как правило, можно представить в виде каркаса, образованного из ионов кислорода, в пустоты (междоузлия) которого внедрены атомы металла, часть которых является магнитоактивными. Пустоты имеют разную конфигурацию и объем. Это приводит к пространственному упорядоченному распределению различных атомов так, что в пределах каждой элементарной ячейки обменное взаимодействие с отрицательной энергией возникает между атомами различного сорта. В результате магнитные моменты атомов одного сорта направлены в одну сторону, а магнитные моменты атомов другого сорта — в другую. Если магнитные моменты атомов различных сортов отличаются друг от друга, то в таких веществах происходит лишь частичная компенсация магнитных моментов, так же как в ферромагнетиках возникает спонтанная намагниченность и, как следствие, доменная структура.

В дальнейшем понятие *магнитные материалы* будет использоваться в узком смысле для обозначения ферро- и ферримагнетиков, обладающих практически значимыми магнитными свойствами.

6.3 Характеристики и параметры магнитных материалов

Кривая намагничивания. Петля гистерезиса. Характеристики нелинейных магнетиков неоднозначны и зависят не только от напряженности поля, температуры, и других внешних факторов, но и от предшествующего магнитного состояния. Для получения *кривых намагничивания* в координатах $B(H)$ или $I(H)$ в качестве исходного принимают размагниченное состояние образца при отсутствии внешнего поля ($H=0$), то есть состояние, при котором векторы магнитных моментов доменов распределены равномерно по всем кристаллографическим направлениям легкого намагничивания (в среднем, $I=0$, $B=0$). Намагничивание во внешнем поле начинается с переориентации элементарных магнитных моментов вблизи доменных границ, где их ориентация неустойчива (так как они соседствуют с моментами противоположного направления). Внешне это выглядит как смещение доменных границ. Смещению доменных границ препятствуют дефекты кристаллической решетки, механические напряжения (магнитострикция) и другие причины. В слабых полях смещение границ происходит незначительно, без преодоления стопорящих дефектов, то есть в пределах упругих сил. Поэтому начальный участок кривой намагничивания (*участок обратимого смещения доменных границ*) практически линеен и обратим (см. рисунок 6.7). В средних полях (*участок необратимого смещения доменных границ*) доменные границы преодолевают стопорящие центры, и эффект намагничивания максимален. При этом движение границ является скачкообразным, что соответствует (при детальном рассмотрении) ступенчатому характеру самой кривой намагничивания²⁸. Характеристика, кроме этого, становится необратимой, — при снятии поля рабочая точка смещается по кривой, лежащей выше кривой намагничивания, и в материале остается некоторая намагниченность (индукция). Установлению равновесной доменной структуры при снятии внешнего поля препятствуют те же дефекты структуры, которые были преодолены при намагничивании. *Участку насыщения $B(H)$* предшествует полная переориентация моментов доменов, фактически однодоменное состояние в пределах каждого кристаллита. Дальнейшее повышение поля приводит к повороту моментов каждого кристаллита от направления оси легкого намагничивания к направлению вектора H (*участок вращения магнитных моментов*), и лишь при некотором достаточно сильном поле наступает насыщение. Если материал является

²⁸ Ступенчатый характер процесса намагничивания называют эффектом Баркгаузена, а ступени намагничивания — скачками Баркгаузена.

анизотропным по магнитным свойствам (монокристалл, или текстурированный поликристалл), то кривая $B(H)$ при намагничивании вдоль ОЛН (кривая 1) относительно резко выходит на насыщение, а при намагничивании вдоль ОТН на кривой намагничивания (кривая 2) возникает явно выраженный пологий *участок вращения магнитных моментов*, и лишь при некотором достаточно сильном поле наступает насыщение. Очевидно, что кривая намагничивания для изотропного (поликристаллического, со случайным расположением кристаллографических осей) материала того же состава имеет промежуточную форму (кривая 3).

В соответствие с физическими законами, энергия, затрачиваемая на намагничивание единицы объема при изменении индукции от B_1 до B_2 , равна

$$w_{1 \rightarrow 2} = \int_{B_1}^{B_2} H dB. \quad (6.24)$$

В данной формуле напряженность поля рассматривается как функция индукции, поэтому этот интеграл соответствует "площади" криволинейной трапеции, ограниченной графиком $B(H)$ и вертикальной осью "В" (рисунок 6.7). Отсюда следует, что для полного намагничивания единицы объема материала вдоль ОТН, кроме энергии затрачиваемой на изменение доменной структуры, требуется затратить энергию на поворот вектора намагниченности и ее значение соответствует "площади" фигуры, заключенной между кривыми 1 и 2. Эту энергию принято называть *энергией магнитной кристаллографической анизотропии*.

Нет необходимости анализировать состояние доменной структуры, соответствующей каждому из участков кривой намагничивания. Оно эквивалентно состоянию доменной структуры сегнетоэлектриков для тех же участков кривой поляризации, подробно рассмотренной в пункте 5.1.2.

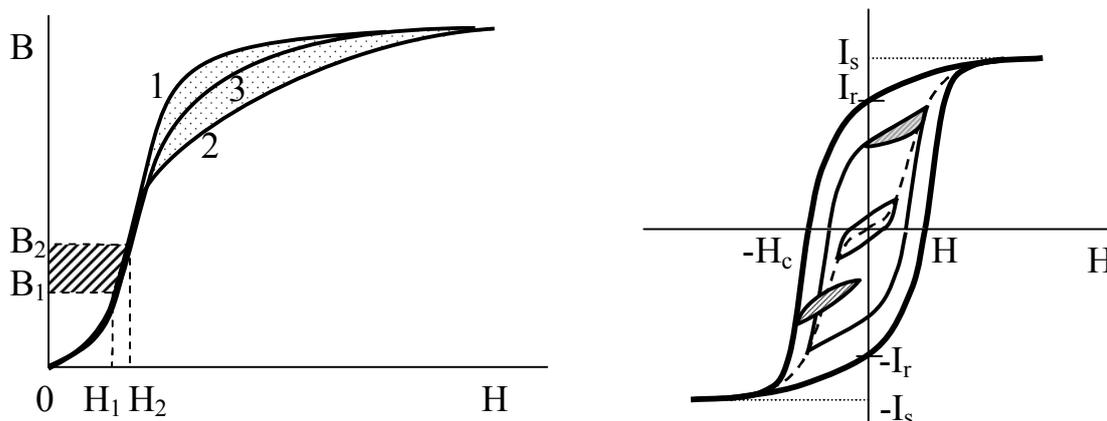
Необратимость характеристик свойственна многим нелинейным системам, в которых возникают силы сопротивления, приводящие к большим потерям энергии (в данном случае силы сопротивления движению доменных границ). При циклическом намагничивании зависимости $B(H)$ (или $I(H)$) образуют петлю гистерезиса (рисунок 6.8).

Петлю $B(H)$ (или $I(H)$), полученную при условии достижения насыщения, называют *предельной*. На рисунке 6.8 эта петля выделена более жирной линией. В справочниках обычно приводят параметры именно предельных петель гистерезиса. Основными параметрами предельной петли гистерезиса являются *индукция насыщения B_s (или намагниченность насыщения I_s)*, *остаточная индукция B_r (или остаточная намагниченность I_r)*, *коэрцитивная сила H_c* и "площадь" петли, характеризующая *удельную энергию потерь на гистерезис* за один цикл перемагничивания (см. подраздел 6.4).

При изображении петли гистерезиса в координатах $I(H)$ коэрцитивная сила (по намагниченности) ${}^I H_c$ отличается от коэрцитивной силы H_c характеристики $B(H)$ (по магнитной индукции). Для большинства применяемых в технике магнитных материалов разница между этими величинами незначительна, однако для некоторых материалов (магнитотвердых с большими значениями коэрцитивной силы) H_c и ${}^I H_c$ могут отличаться очень сильно.

Кроме множества симметричных петель, вершины которых совпадают по положению основной кривой намагничивания, во многих случаях рассматривают так называемые частичные петли гистерезиса, вершины которых не лежат на основной кривой. Их можно получить при одновременном воздействии переменного и постоянного (подмагничивающего) полей. Примеры частичных петель показаны на рисунке 6.8 (заштрихованы).

Большое значение для материалов, применяемых в постоянных магнитах, имеет *размагничивающий участок предельной петли гистерезиса* — ее часть, расположенная во втором квадранте (между направлениями координатных осей $+B$ и $-H$).



1- анизотропный ферромагнетик при ориентации поля по ОЛН; 2- анизотропный ферромагнетик при ориентации поля по ОТН; 3- изотропный ферромагнетик

Рисунок 6.7 - Кривые намагничивания ферромагнетика.

Рисунок 6.8 - Гистерезис при перемагничивании ферромагнетика в переменном магнитном поле различной амплитуды. Режим с подмагничиванием в постоянном поле обозначен штриховкой.

Магнитная проницаемость. Для нелинейных магнетиков понятие "магнитная проницаемость" теряет смысл коэффициента пропорциональности между B и H . При формальном определении относительной магнитной проницаемости через выражение $\mu = B/\mu_0 H$, следует считать ее функцией напряженности. Отклик системы (B) на внешнее воздействие (H) с учетом

нелинейности и необратимости характеристики $B(H)$ можно описать несколькими параметрами, также называемыми магнитными проницаемостями. Наиболее часто используют понятия начальной μ_H , максимальной μ_M , дифференциальной μ_D , реверсивной μ_R и импульсной μ_{II} магнитной проницаемости.

Располагая кривыми намагничивания, магнитную проницаемость можно интерпретировать геометрически. Так, для текущей рабочей точки a (рисунок 6.9) *нормальная (эффективная) магнитная проницаемость* пропорциональна тангенсу угла наклона прямой, опущенной из начала координат в точку a (прямая 1) и определяется как

$$\mu = (1/\mu_0) \cdot B / H \text{ (в точке } a\text{)}. \quad (6.25)$$

Начальная и максимальная проницаемости представляют собой частные случаи нормальной проницаемости:

$$\mu_H = (1/\mu_0) \cdot (B / H) \text{ (при } H \rightarrow 0) \quad \mu_M = (1/\mu_0) \cdot (B/H)_{\text{МАКС}} \quad (6.26)$$

то есть наклон касательной на начальном участке кривой $B(H)$ характеризует начальную проницаемость (прямая 2), а наклон прямой, проведенной из начала координат в точку верхнего перегиба кривой, соответствует максимальной проницаемости (прямая 3).

Зависимость $\mu(H)$ может быть построена на основе кривой $B(H)$. Эта зависимость качественно показана на рисунке 6.10.

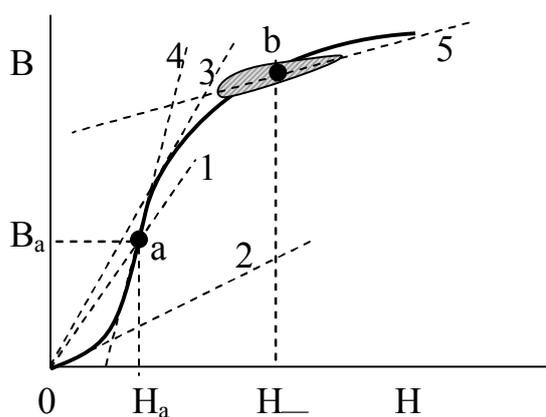


Рисунок 6.9 - К объяснению различных понятий магнитной проницаемости

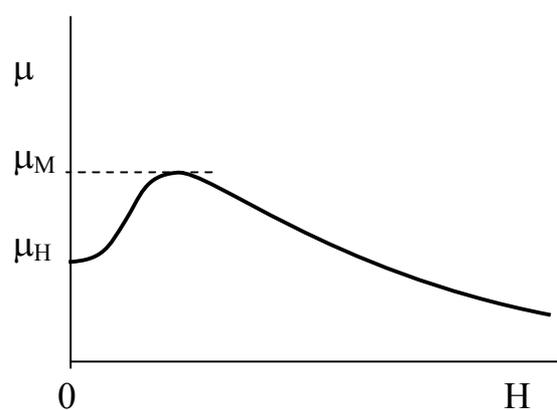


Рисунок 6.10 - Зависимость магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля

Дифференциальную проницаемость μ_d определяют для текущей точки a кривой намагничивания как производную от магнитной индукции по напряженности магнитного поля, деленную на μ_0 , то есть она характеризует наклон касательной к кривой намагничивания в данной точке (прямая 4):

$$\mu_d = (1/\mu_0) \cdot dB/dH. \quad (6.27)$$

Понятие *реверсивной проницаемости* μ_r чаще всего используют при анализе вопросов, связанных с одновременным воздействием на магнитный материал постоянного H_0 и переменного H_1 магнитных полей (режим подмагничивания), и обычно при условии $H_1 \ll H_0$. Она характеризует наклон частичной петли гистерезиса в окрестности данной рабочей точки (на рисунке точка B и прямая 5) и определяется приблизительно по соотношению:

$$\mu_r = (1/\mu_0) \cdot \Delta B / \Delta H, \quad (6.28)$$

где ΔB и ΔH – "вертикальный" и "горизонтальный" "размеры" петли (амплитуды переменного магнитного поля). Частным и важным случаем реверсивной проницаемости является *проницаемость возврата*, μ_d соответствующая точке ($H=0, B=B_r$) на предельной петле гистерезиса (см. подраздел 6.5)

Импульсная проницаемость определяется выражением (6.28) при импульсном воздействии поля.

6.4 Магнитные потери энергии

Любой процесс в веществе, в том числе процесс намагничивания, сопровождается потерей части энергии, которая переходит в тепло. Перемагничивание ферро- и ферритмагнетиков сопровождается перестройкой доменной структуры и поворотом вектора намагниченности относительно осей легкого намагничивания в области насыщения), что требует значительных затрат энергии и определяет петлеобразность характеристики $B(H)$.

Общая работа, совершаемая над единицей объема за один цикл перемагничивания, как следует из выражения (6.24), является интегралом по контуру гистерезисной петли

$$\mathcal{E}_1 = \oint_{\text{п.г.}} H dB = S_{\text{п.г.}} > 0, \quad (6.29)$$

где $S_{\text{ПГ}}$ - "площадь" петли гистерезиса, выраженная в единицах произведения $B \cdot H$ (Дж/м³).

Положительное значение \mathcal{E}_1 свидетельствует о том, что при перемагничивании обмен энергией между материалом и внешним полем неравнозначен: материал получает больше энергии, чем отдает, а разность рассеивается в материале в виде тепла.

Потери в среде характеризуются количеством тепла, выделяемым в единице объема за единицу времени (плотностью тепловой мощности). При относительно медленном перемагничивании материала с частотой f мощность потерь определяется мощностью **потерь на гистерезис**. Удельная по объему мощность потерь на гистерезис определяется как $\mathcal{E}_1 \cdot f$, однако чаще потери характеризуют мощностью, выделяемой в единице массы

$$w_{\Gamma} = f \cdot \mathcal{E}_1 / D, \quad (6.30)$$

где D - плотность материала, кг/м³.

Иногда требуется знать явную связь между потерями на гистерезис и индукцией в материале. В этом случае полагают величину площади петли зависимой от амплитуды индукции B_m по степенному закону

$$S_{n,z} = a \cdot B_m^n \quad (6.31)$$

где коэффициент a и показатель степени n определяются экспериментально причем, очевидно, $1 < n < 2$, а фактически $1,6 < n < 2$.

При намагничивании магнитного материала переменным полем относительно высокой частоты петля гистерезиса увеличивает свою "площадь", что является свидетельством того, что кроме потерь на *гистерезис* w_{Γ} , возникают другие виды потерь: *потери на вихревые токи* $w_{\text{В}}$ и *дополнительные потери* $w_{\text{Д}}$. Таковую петлю называют динамической (в отличие от статической), а сумму составляющих потерь — полными или суммарными потерями.

Потери на вихревые токи зависят не только от магнитных, но и от электрических свойств (удельного электрического сопротивления) материала и от формы сердечника. Помимо тока, наводимого во вторичной обмотке трансформатора или другого устройства, содержащего ферромагнитный сердечник, наводятся токи и в самом ферромагнитном сердечнике. Вихревые токи являются основной причиной потерь на высоких частотах. Сила вихревого тока пропорциональна

$$i \sim \epsilon / \rho \sim - (1/\rho) d\Phi/dt \quad (6.32)$$

где Φ - магнитный поток, охватываемый контуром тока, $\mathcal{E} = d\Phi/dt$ — ЭДС индукции в контуре, ρ - удельное электрическое сопротивление.

Если предположить, что индукция в сердечнике изменяется по гармоническому закону $B = B_m \cdot \cos(\omega t)$, то после дифференцирования получим пропорцию для действующего значения ЭДС

$$\mathcal{E} \sim \omega B \quad (6.33)$$

Учитывая выражения (6.32) и (6.33), а также то, что выделяемая тепловая мощность, связанная с вихревыми токами, $w_B \sim \mathcal{E} \cdot i$, получим пропорцию

$$w_B \sim \omega^2 B^2 / \rho \quad (6.34)$$

из которой следует, что потери на вихревые токи пропорциональны квадратам частоты, индукции и обратно пропорциональны удельному сопротивлению. Таким образом, для снижения потерь следует использовать материал с повышенными значениями удельного сопротивления. Еще один способ снижения потерь — разбиение сердечника на отдельные электрически изолированные фрагменты вдоль направления потока, например, на пластины. Распределение вихревых токов в сплошном и набранном из пластин сердечнике различны — во втором сердечнике токи замыкаются в пределах каждой пластины (рисунок 6.11).

Полное выражение для удельной мощности потерь на вихревые токи в листовом сердечнике имеет вид:

$$w_B = \frac{\pi^2 h^2 f^2 B_m^2}{6D\rho} \text{ [Вт/кг]}, \quad (6.35)$$

где h — толщина листа, м.

Потери на магнитное последствие проявляют себя на граничных частотах в условиях слабых полей и обусловлены динамическим магнитным гистерезисом (отставанием магнитной индукции и намагниченности от напряженности магнитного поля) даже в области линейного участка кривой намагничивания. Физическая природа потерь на магнитное последствие во

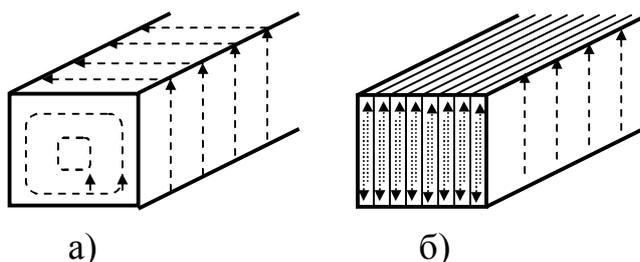


Рисунок 6.11 - Вихревые токи в сплошном магнитопроводе (а) и магнитопроводе, разбитом на пластины (б).

многим аналогична релаксационным потерям в диэлектриках, приводящим к динамическому диэлектрическому гистерезису (см. пункт 3.11.3). В качестве релаксаторов в магнитном материале выступают доменные границы, преодолевающие относительно небольшие энергетические барьеры. Для этих потерь справедливы соотношения и иллюстрации пункта 3.11.3 при условии формальной замены величин $\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{H}$; $\mathbf{D} \rightarrow \mathbf{B}$; $\mathbf{P} \rightarrow \mathbf{I}$; $\chi \rightarrow \chi_m$; $\varepsilon \rightarrow \mu$.

6.5 Особенности намагничивания разомкнутых тел

Все изложенное о магнитных характеристиках относилось к замкнутой магнитной цепи, например к кольцевым (тороидальным) образцам, витым сердечникам трансформаторов и дросселей и т.п. Однако сердечник может содержать воздушный зазор, или вообще обладать формой разомкнутого тела (например, прямолинейного стержня). Наличие даже небольшого зазора может существенно изменить ход кривых намагничивания, если в расчет берется только поле, созданное внешними источниками. Случаем разомкнутого намагничиваемого тела является цилиндрический сердечник соленоида конечных размеров (см. рисунок 6.12). Если по обмотке соленоида пропустить электрический ток, сердечник окажется намагниченным. Основания цилиндра окажутся его полюсами (подобными двум заряженным плоскостям) создающими собственное поле, как в окружающем пространстве, так и в самом цилиндре²⁹. Часть поля, созданного полюсами внутри тела, называется **размагничивающим полем** (общепринятое обозначение \mathbf{H}_{\square}). Оно всегда направлено против вектора намагничивания \mathbf{I} , индукции \mathbf{B} и намагничивающего поля \mathbf{H}_e . Если через обмотку соленоида с плотностью витков n протекает ток i , то результирующая напряженность поля H будет меньше созданной обмоткой напряженности $H_e = n \cdot i$ на величину размагничивающего поля. Этот факт выражается векторным или скалярным равенством

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_e + \mathbf{H}_{\square}; \quad |H| = |H_e| - |H_{\square}|. \quad (6.36)$$

Напряженность размагничивающего поля пропорциональна намагниченности тела и тем больше, чем короче сердечник (то есть, чем ближе полюса друг к другу). Это положение для намагниченного тела произвольной формы описывается следующей формулой

$$\mathbf{H}_{\square} = -N \cdot \mathbf{I}, \quad (6.37)$$

²⁹ "Положительно" заряженное основание, то есть основание, из которого выходят линии напряженности поля, называется *северным полюсом*, а то основание, в которое линии входят, называется *южным полюсом*.

где N - коэффициент пропорциональности, называемый **размагничивающим фактором (коэффициентом размагничивания)** и определяемый формой тела и ориентацией его намагниченности относительно этой формы.

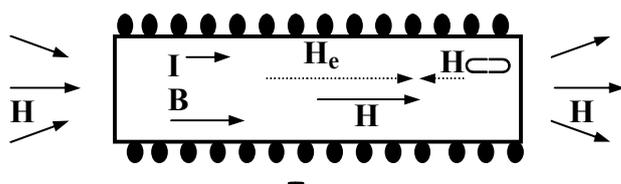


Рисунок 6.12 – Магнитные величины в разомкнутом намагничиваемом теле.

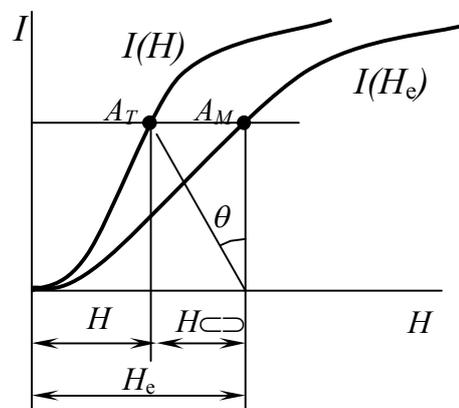


Рисунок 6.13 – Кривые намагничивания разомкнутого тела (рабочая точка A_T) и замкнутого тела или материала (рабочая точка A_M).

Знак минус в выражении (6.37) означает, что размагничивающее поле всегда направлено против намагниченности.

Коэффициент размагничивания можно определить экспериментально. Пусть имеются две кривых намагничивания. Одна из них, $I(H_e)$, получена экспериментально на разомкнутом сердечнике непосредственным измерением индукции и силы тока в обмотке. Другая зависимость $I(H)$ является истинной характеристикой материала, взятой из справочника, либо измеренной в том же опыте, но на замкнутом теле³⁰ (рисунок 6.13). Рассмотрим рабочие точки обеих характеристик A_M и A_T на одном и том же уровне намагниченности I . Из рисунка видно, что "длина" отрезка $[A_M A_T]$ равна вкладу размагничивающего поля $H_{сз}$ и, в соответствии с определением (6.37), $N = H_{сз}/I = \operatorname{tg} \theta$.

Размагничивающий фактор ферро- и ферромагнитных тел в некоторых случаях можно рассчитать аналитически. Для случая тороидального *почти замкнутого тела*, у которого длина зазора $l_з$ значительно меньше длины самого тела l_T (вдоль намагничивания) и размеров его поперечного сечения d (см. рисунок 6.14,а):

³⁰ Например, на тороиде с равномерно распределенной обмоткой. При этом $H_{сз}=0$, и зависимость $I(H_e)$ совпадает с зависимостью $I(H)$.

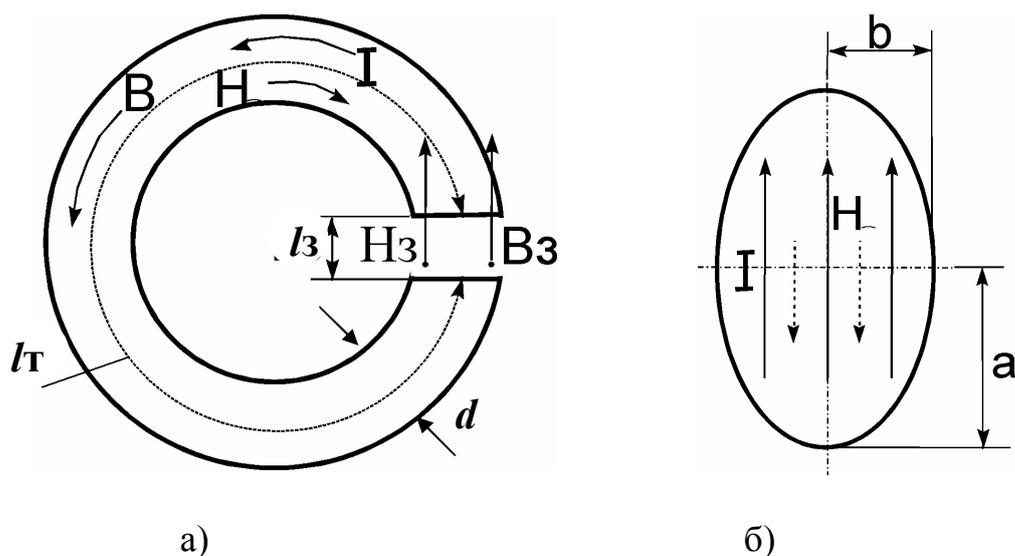


Рисунок 6.14 - Примеры разомкнутых намагниченных тел, у которых размагничивающий фактор может быть определен аналитически: а – почти замкнутый тороид, намагниченный вдоль образующей; б – эллипсоид вращения, намагниченный вдоль оси симметрии.

$$N = l_3 / (l_3 + l_{\Gamma}). \quad (6.42)$$

Аналитическое выражение для N может быть получено также и в случае разомкнутых однородно намагниченных тел, к которым относятся, например, эллипсоиды (рисунок 6.14, б). При однородном намагничивании эллипсоидов вращения вдоль полярной оси возникает однородное размагничивающее поле, а размагничивающий фактор определяется отношением длин полярной “ a ” и экваториальной полуосей “ b ”:

$$N = \frac{1}{q^2 - 1} \left\{ \frac{q}{\sqrt{q^2 - 1}} \ln(q + \sqrt{q^2 - 1}) - 1 \right\}, \text{ при } q = a/b > 1 \text{ (вытянутый эллипсоид),}$$

$$N = \frac{1}{1 - q^2} \left\{ 1 - \frac{q}{\sqrt{1 - q^2}} \arccos(q) \right\}, \text{ при } q = a/b < 1 \text{ (сплюснутый эллипсоид)}$$

(6.43)

На практике чаще имеют дело с телами, которые намагничиваются неоднородно, и для которых \mathbf{I} и N в разных точках различны. В этом случае N определяют по приближенным формулам или справочным таблицам для тел заданной формы. В таблице 6.2 приведены значения размагничивающего фактора эллипсоидов вращения, намагниченных вдоль полярной оси и

круговых цилиндров, намагниченных вдоль образующей в зависимости от отношения длины l к диаметру D . Соответствующие графики приведены на рисунке 6.15.

Для *магнитомягких* материалов, используемых в разомкнутых сердечниках с действующим полем обмотки, $\mu = \mu_{\text{эфф}} = 100 \div \infty$. Для *магнитотвердых* сплавов, используемых в качестве постоянных магнитов, следует положить $\mu = \mu_{\Delta} = 1 \div 100$, где μ_{Δ} - магнитная проницаемость возврата (см. подраздел 6.3).

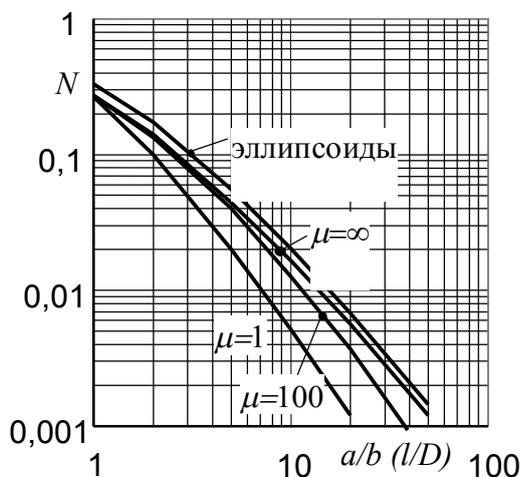


Таблица 6.2

$q = a/b$ или $q = l/D$	N, эллипсоид вращения	N, цилин др $\mu \rightarrow \infty$	N, цилин др $\mu = 1$	N, цилин др $\mu = 100$
0	1	1	1	1
1	0,333	0,269	0,269	0,268
2	0,173	0,140	0,140	0,110
5	0,0558	0,040	0,040	0,020
10	0,02029	0,0172	0,0159	0,005
20	0,00675	0,0060	0,0040	0,0012
50	0,00144	0,0013	0,0005	0,0002

Рисунок 6.15 — Размагничивающие факторы цилиндров и эллипсоидов вращения.

Следует сделать важные замечания. Понятия разомкнутость или замкнутость, вытянутость или сплюснутость тела определяются здесь по отношению к направлению намагничивания. Это иллюстрирует рисунок 6.16. Одно и то же изделие (тороид) в одном случае оказывается по отношению к намагничиванию замкнутым телом (при намагничивании его вдоль образующей), в другом случае — разомкнутым телом (при намагничивании вдоль одного направления). Для обоих случаев показано расположение намагничивающих обмоток. Рисунок 6.17 иллюстрирует относительность понятия вытянутости. Круговой цилиндр, намагниченный вдоль оси, является вытянутым телом и для него справедливы табличные и графические данные, приведенные выше. Тот же цилиндр, но намагниченный поперек оси, является коротким телом, и его форма не подходит для применения приведенные выше данных. Тот же цилиндр, намагниченный вокруг оси является абсолютно замкнутым телом, его коэффициент размагничивания равен нулю, и он подобен бесконечно вытянутому телу.

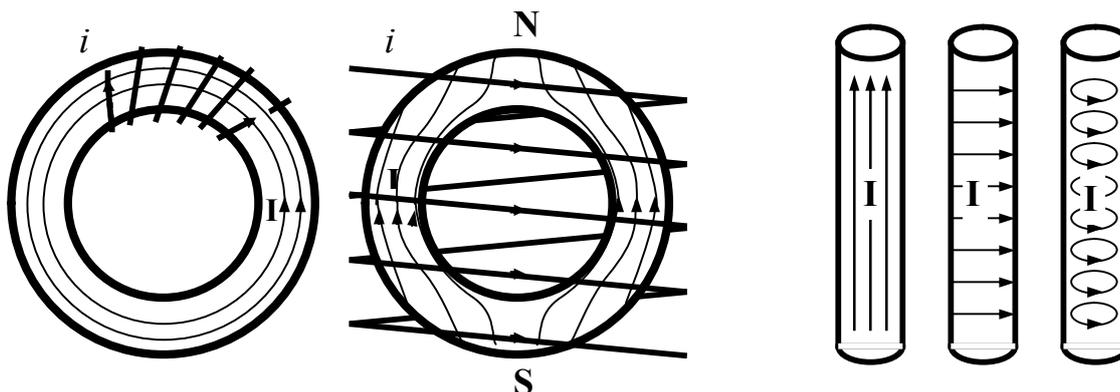


Рисунок 6.16 – Относительность понятия замкнутости намагниченного тела.

Рисунок 6.17 – Относительность понятия вытянутости намагниченного тела.

В некоторых приложениях, например в теории катушек индуктивности с разомкнутыми ферро- или ферромагнитными сердечниками пользуются таким параметром, как *магнитная проницаемость тела* μ_{\square} . Формально она определяется по выражению (6.25), но определяется не по кривой намагничивания материала $B(H)$, а по измеряемой кривой $B(H_e)$. Установить связь между магнитными проницаемостями тела и материала, из которого это тело состоит, несложно. Воспользовавшись формулами (6.19), (6.20) и (6.37), получим:

$$\mu_{\square} = \frac{\mu}{1 + N(\mu - 1)}. \quad (6.44)$$

Для случая сильно удлиненных и замкнутых тел ($N=0$) магнитные проницаемости тела и материала совпадают. Интересно, что для случая укороченных тел, для которых $N \gg 1/\mu$, магнитная проницаемость тела слабо зависит от проницаемости материала и в большей степени определяется формой тела $\mu_{\square} \approx 1/N$. Например, для шара ($1/N=3$), изготовленного из ферромагнитного материала с $\mu = 1000$, точное значение μ_{\square} равно 2,994.

6.6 Характеристики и параметры постоянных магнитов

Магнитотвердые материалы (см. раздел 8) используются для изготовления постоянных магнитов — ферромагнитных тел, которые после намагничивания *до насыщения* помещаются в разомкнутую магнитную цепь, как правило, *без приложения к последней внешнего магнитного поля*. Полюсные поверхности постоянного магнита образуют в окружающем пространстве собственное магнитное поле, ради которого постоянные магниты и используются. В то же время, внутри тела создается обратная напряженность, то есть постоянный магнит находится в собственном

размагничивающем поле H . Вследствие этого рабочая точка предельной петли гистерезиса $B(H)$ предварительно намагниченного материала оказывается во втором квадранте, и ее конкретное расположение определяется геометрией магнитной системы (размагничивающим фактором N).

Таким образом, все основные свойства *магнитотвердых* материалов, используемых для изготовления постоянных магнитов, наглядно иллюстрируются той частью предельной петли гистерезиса, которая расположена во втором квадранте и называется *кривой размагничивания*. Эта часть петли с рабочей точкой A изображена на рисунке 6.18, а (смысл кривой, построенной на этом рисунке справа выяснится ниже). Важнейшими параметрами, характеризующими магнитотвердые материалы, являются: остаточная магнитная индукция, коэрцитивная сила³¹, *максимальная удельная магнитная энергия, магнитная проницаемость возврата, коэффициент выпуклости*.

Предельным случаям, определяющим положение рабочей точки будут соответствовать намагниченные вдоль образующих поверхностей бесконечно длинный стержень или тороид ($N=0$) с координатами рабочей точки $(0, B_r)$ и намагниченная по нормали бесконечная плоскость ($N=1$) с координатами рабочей точки $(H_c, 0)$ (то есть предельно вытянутое и предельно сплюснутое вдоль намагничивания тела). На практике оба предельных случая не представляют практического интереса, так как в обоих этих случаях тела не создают в окружающем пространстве магнитного поля. При отсутствии токов проводимости энергия магнитного поля в межполюсном пространстве (вне тела) равна энергии, сосредоточенной внутри объема тела V_T , взятой с противоположным знаком:

$$W = -W_T = - \int_{V_T} \frac{B_T H_T}{2} dv. \quad (6.45)$$

Таким образом один из качественных показателей магнита, его энергия, может быть описана плотностью энергии в намагниченном теле. Из рисунка 6.18 (а, б) видно, что величине удельной энергии $w=BH/2$ можно дать геометрическую интерпретацию, как половине "площади прямоугольника" (в единицах произведения $B \cdot H$), уложенного вдоль осей координат и опирающегося своей вершиной на рабочую точку. Очевидно, что для постоянных магнитов разной формы или магнитных систем с магнитами различной геометрии эта величина будет различна. При этом зависимость W от индукции в материале магнита (на рисунке 6.18,а она совмещена с кривой размагничивания и показана справа) будет иметь максимум в некоторой точке

³¹В дальнейшем, анализируя в основном характеристики $B(H)$, будем рассматривать коэрцитивную силу по индукции, если не сделаны специальные оговорки.

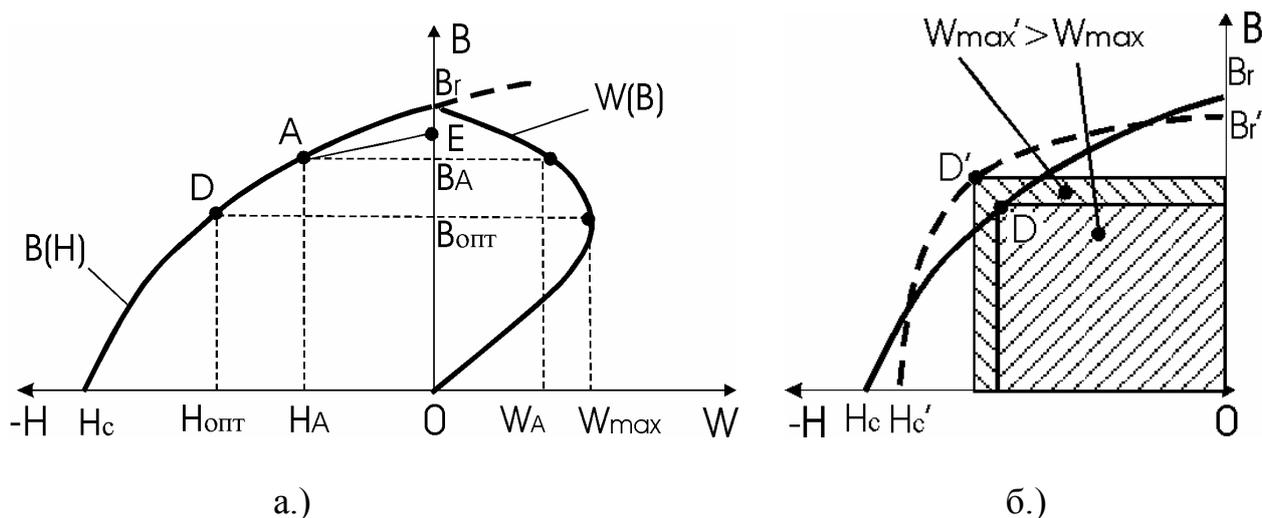
D , соответствующей индукции $B_{\text{опт}}$ и размагничивающему полю $H_{\text{опт}}$ (опирающийся на рабочую точку D "прямоугольник" будет иметь максимальную "площадь"). **Максимальное значение удельной магнитной энергии W_{max}** , является важнейшим параметром магнитотвердых материалов, он связан с *оптимальной* формой магнита (оптимальным размагничивающим фактором N).

Диапазон изменения максимальной удельной магнитной энергии применяемых в настоящее время магнитотвердых материалов достаточно широк: от 1 кДж/м³ для хромистых сталей до 100 – 150 кДж/м³ для интерметаллических соединений кобальта с редкоземельными элементами.

Утверждение о том, что наибольшими значениями максимальной плотности энергии обладают материалы с наибольшими значениями H_c и B_r является не всегда верным. Для примера на рисунке 6.18 б, наряду с той же характеристикой, что изображена на рисунке 6.18 а, пунктиром показана характеристика другого материала, имеющего меньшие значения H_c и B_r , но большее значение W_{max} за счет своей выпуклости. Мерой выпуклости характеристики является **коэффициент выпуклости**:

$$\eta = W_{\text{max}} / (H_c B_r / 2), \quad (6.46)$$

который, очевидно, теоретически может лежать в пределах от 0,5 до 1. Коэффициент выпуклости несет информацию о полноте использования потенциальных возможностей материала.



а — кривая размагничивания (рабочая часть петли гистерезиса) и зависимость удельной магнитной энергии от индукции магнитотвердого материала;
б — кривые размагничивания двух материалов, иллюстрирующие важность понятия выпуклости характеристики.

Рисунок 6.18. Характеристики материалов постоянных магнитов.

К параметрам магнитотвердых материалов, часто упоминающихся в технической литературе и использующихся при расчетах магнитных систем, относится *магнитная проницаемость возврата* μ_{Δ} (см. подраздел 6.3). Проницаемость возврата характеризует изменение магнитного состояния материала при наложении на постоянный магнит в рабочей точке положительного внешнего магнитного поля с напряженностью, равной размагничивающей. При этом рабочая точка смещается из исходного положения в некоторую точку E , лежащую на оси индукций. Крутизна наклона отрезка $[A-E]$ пропорциональна величине μ_{Δ} :

$$\mu_{\Delta} = \Delta B / (\mu_0 \Delta H) |_{[A-E]}. \quad (6.47)$$

Строго говоря, проницаемость возврата зависит от магнитной индукции в рабочей точке магнита. Однако с достаточной для большинства случаев точностью ее можно считать постоянной материала. В тех случаях, когда проницаемость возврата не приводится в технической документации, ее можно приблизительно считать равной дифференциальной или реверсивной проницаемости в точке $(0, B_r)$, то есть, можно определить ее по наклону кривой размагничивания в точке, соответствующей остаточной индукции.

Из других, часто используемых на практике параметров, которые необходимо учитывать при выборе магнитотвердых материалов, следует упомянуть температуру Кюри (для ферромагнетиков – температуру Нееля), температурные коэффициенты изменения остаточной индукции и коэрцитивной силы, величину поля анизотропии, коэффициенты временной стабильности.

7 МАГНИТОМЯГКИЕ ФЕРРОМАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

7.1 Классификация магнитных материалов

На рисунке 7.1 представлена классификация магнитных материалов. Наиболее полная информация дана по магнитомягким ферро- и ферритмагнитным материалам, которые будут рассмотрены в настоящем разделе. В последующих разделах будет дана информация по тем частям классификатора, которые здесь не указаны и обозначены символом ♦.

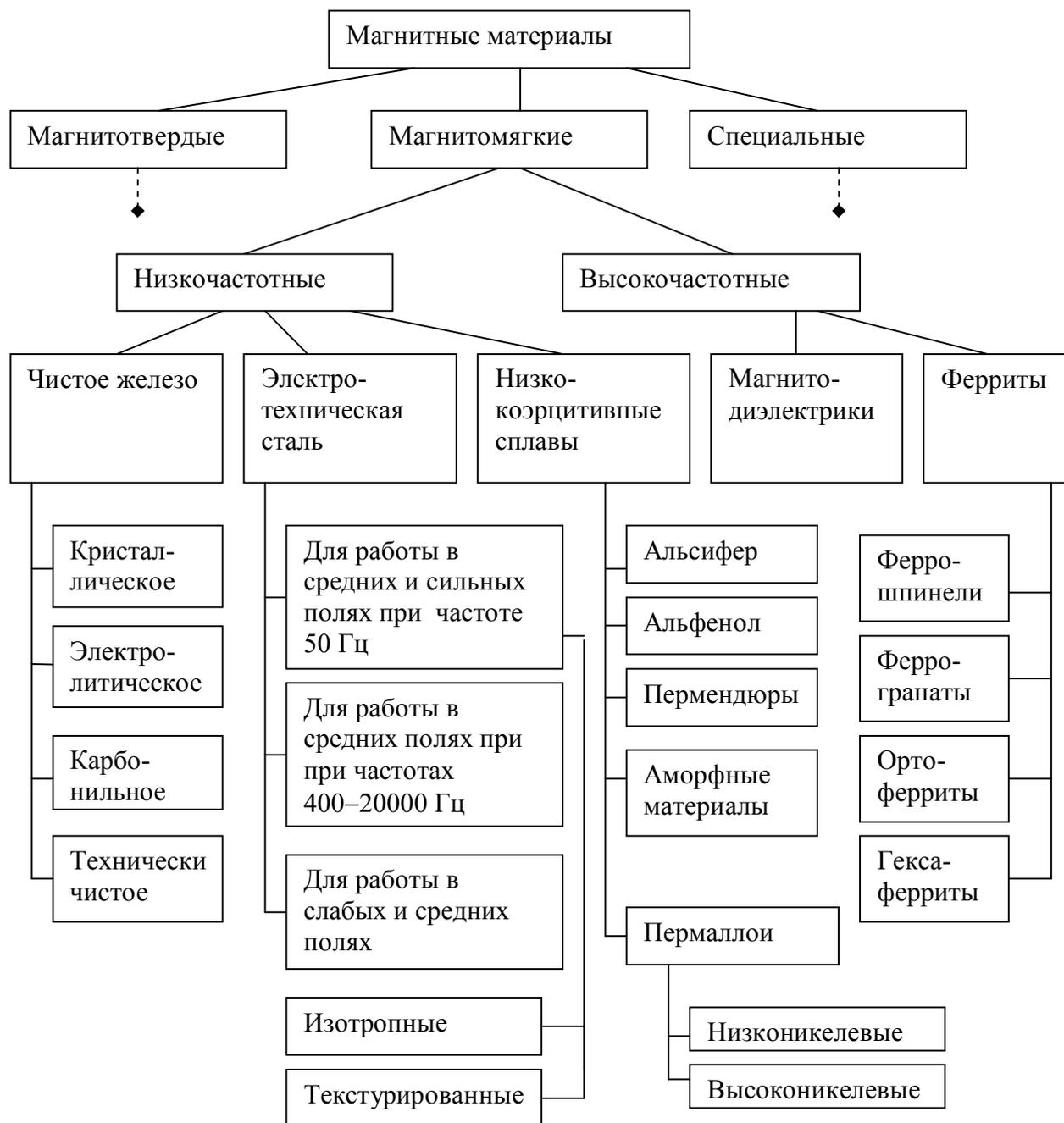


Рисунок 7.1 - Классификация магнитных материалов

Классификация на первом уровне дается по функциональному назначению. Наибольшую группу образуют материалы, называемые *магнитомягкими*, предназначенные в основном для пропускания через себя переменных магнитных потоков. *Главное требование для них* — *низкая коэрцитивная сила*, то есть способность намагничиваться до насыщения даже в слабых полях, для обеспечения высокой проницаемости и низких потерь на гистерезис. Помимо этого чаще всего требуются высокие индукции насыщения для обеспечения больших магнитных потоков и повышенное удельное сопротивление для снижения потерь на вихревые токи.

Группа материалов, называемая *магнитотвердыми*, напротив, характеризуются *высокими значениями коэрцитивной силы*. Эти материалы предназначены для длительного сохранения своего намагниченного состояния. Из них изготавливают постоянные магниты и рабочие слои носителей информации — магнитных лент, дисков и др. Вопрос о магнитных потерях энергии для этих материалов не имеет значения, поскольку они не работают в условиях постоянного перемагничивания и чаще всего намагничиваются единожды. Высокая коэрцитивная сила необходима для обеспечения больших значений энергии поля в рабочих зазорах или окружающем пространстве (см. подраздел 6.5) и для обеспечения стабильности сохранения намагниченного состояния.

В качестве условного критерия, определяющего принадлежность материала к одной из двух групп, рассмотренных выше, выбрано разграничивающее значение коэрцитивной силы $H_c=4$ кА/м. Поскольку, как отмечалось в подразделе 6.3, пологость кривой намагничивания и ширина петли гистерезиса, характеризуемая H_c , определяется наличием дефектов структуры, можно обобщенно сказать, что магнитомягкие материалы - это в основном однородные отожженные материалы с наиболее совершенной кристаллической структурой, не создающей больших препятствий для смещения доменных границ. Напротив, магнитотвердые материалы являются, как правило, неоднородными (более одной фазы), с большим количеством примесных и собственных дефектов. Во многих из них процессы смещения границ затруднены настолько, что намагничивание происходит в основном за счет вращения вектора намагниченности.

Полезно дать сравнение порядков значений коэрцитивных сил. Для промышленных магнитомягких материалов наименьшая $H_c \sim 0,4$ А/м, а для магнитотвердых наибольшая $H_c \sim 800$ кА/м, то есть ширина петли гистерезиса (при сравнимой индукции насыщения) отличается более чем в 10^6 раз!

Для *материалов специального назначения* важнейшими являются свойства и характеристики, связывающие магнитные величины с другими величинами, например деформацией, температурой, временем перемагничивания и др. К ним относятся магнитострикционные, термомагнитные материалы, материалы со специальными формами петли

гистерезиса, ферриты СВЧ. В самостоятельную группу могут быть выделены материалы для микроэлектроники.

Магнитомягкие материалы принято классифицировать по их основному химическому составу, который в значительной степени определяет технологию производства, свойства и области применения материала. Обобщенная, усредненная информация о параметрах этих материалов дана в таблице 7.1

Таблица 7.1- Усредненные параметры магнитомягких материалов.

Материал	$\mu_{нач}$	μ_{max}	H_c , А/м	B_s , Тл	ρ , Ом·м
Технически чистое железо	250	3500— 4500	40— 100	2,18	10^{-7}
Электротехническая сталь	200— 600	3000— 8000	10—65	1,89	(6—2,5) $\times 10^{-7}$
Пермаллои:					
низконикелевые (~40—50% Ni)	2000— 4000	15000— 60000	5—32	1,3— 1,6	(4,5—9) $\times 10^{-7}$
высоконикелсвые (~79%Ni)	15000— 100000	70000— 300000	0,6—4	0,75	(1,6—8,5) $\times 10^{-7}$
Ферриты:					
никель-цинковые	10— 2000	40—7000	< 1700	0,2— 0,35	10^{-7} —10
марганец-цинковые	700— 20000	1800— 35000	< 280	0,15— 0,46	20 — 10^{-3}
Магнитодиэлектрики на основе:					
альсифера	20—65	—	—	—	—
карбонильного железа	5—15	—	—	—	—
молибденового пермаллоя	60—250	—	—	—	—

7.2 Магнитомягкие материалы на основе железа

Чистое железо — это железо, содержащее минимальное количество примесей, прежде всего углерода (менее 0,05%), получаемое методами прямого восстановления чистых руд, а также с применением лабораторных процессов. Самыми вредными примесями, влияющими на магнитные свойства, являются углерод, кислород, сера, азот и водород. При наличии высоких магнитных свойств, основной недостаток чистого железа состоит в

малом значении удельного электрического сопротивления ($\rho=0,1$ Ом·м), что ограничивает область его применения в переменных полях ввиду больших потерь на вихревые токи; чаще его используют при изготовлении изделий, предназначенных для работы в постоянных магнитных полях (например, магнитных экранов). Однако чистое железо имеет большое значение как шихтовый материал для получения почти всех ферромагнитных сплавов и некоторых магнитодиэлектриков.

Из этой группы *монокристаллическое железо* обладает предельными магнитными свойствами ($\mu_H/\mu_M=20000/1430000$; $H_c=0,8$ А/м; $B_s=2,18$ Тл), однако оно не находит практического применения из-за своей дороговизны и сложности технологии.

Электролитическое железо изготавливают путем электролиза. Электролиз проводят в растворе сернокислого или хлористого железа; электродами служат стальные пластины. Осажденное железо толщиной 4—6 мм снимается с катода и после тщательной промывки измельчается в порошок в шаровых мельницах. Ввиду большого насыщения водородом магнитные свойства такого железа весьма низки ($H_c=160—640$ А/м). Однако, после переплавки в вакууме и многократных отжигов электролитическое железо характеризуется хорошими магнитными свойствами: $\mu_H/\mu_M=500/15000$; $H_c=30$ А/м.

Карбонильное железо получают посредством термического разложения пентакарбонила железа: $Fe(CO)_5 \rightarrow Fe + 5CO \uparrow$. При этом в зависимости от условий разложения железо имеет различный вид: порошкообразное, губчатое и т. п. Карбонильное железо после термической обработки приобретает следующие свойства: $\mu_H/\mu_M=2000/20000$; $H_c=6,4$ А/м. Карбонильное железо выгодно использовать в качестве ферромагнитной фазы магнитодиэлектриков (см. подраздел 7.5), поскольку оно может быть получено изначально в виде тончайшего порошка и не требует дальнейшей операции размола. После переплавки карбонильного железа получают также листы малой толщины.

Технически чистое железо (низкоуглеродистую электротехническую сталь) изготавливают тонколистовым и в виде ленты. На последнем этапе обработки низкоуглеродистую сталь подвергают горячей или холодной прокатке. В ней может содержаться небольшое количество кремния (до 0,3%). По магнитным параметрам низкоуглеродистая сталь уступает вышеперечисленным материалам: $\mu_M=3000—5000$; $H_c=30—100$ А/м.

Электротехнические (кремнистые) стали по сравнению с другими магнитными материалами наиболее широко применяются для изготовления магнитопроводов электрических машин, трансформаторов, дросселей и других устройств. Они представляют собой твердый раствор кремния (0,5—5%) в железе.

На магнитные свойства чистейшего железа кремний влияет отрицательно. Однако магнитные свойства технически чистого железа при легировании его кремнием улучшаются: возрастают начальная и максимальная проницаемости, уменьшаются коэрцитивная сила и потери на гистерезис и вихревые токи, существенно улучшается стабильность свойств. Положительное действие кремния на магнитные свойства технически чистого железа объясняется рядом причин. Кремний, как примесь, существенно повышает удельное сопротивление стали, снижая потери на вихревые токи и повышая граничную частоту. Кремний действует и как антагонист вредным примесям, к которым относятся углерод, кислород, азот, марганец и др. Он переводит углерод из наиболее вредной для магнитных свойств формы цементита Fe_3C в графит. Действуя как раскислитель, он связывает часть растворенных в металле газов (прежде всего кислород). Кремний способствует росту зерен и уменьшению констант магнитной анизотропии и магнитострикции.

Наибольшее значение максимальной проницаемости наблюдается при содержании 6,5—6,8% Si. Но в технике применяют сплавы с содержанием кремния не свыше 5,0%. Это связано с тем, что кремний ухудшает механические свойства, повышая твердость и хрупкость. Уже при 4,0—5,0% Si материал выдерживает не более 1—2 перегибов на 90° . Кроме того, кремний несколько снижает индукцию насыщения, что является нежелательным.

Свойства стали значительно улучшаются в результате образования *магнитной текстуры* при ее холодной прокатке и последующем отжиге. Элементарная ячейка железо-кремнистого сплава представляет собой объемноцентрированный куб, для которого *направлениями легкого намагничивания* являются его ребра, а направлению самого *трудного намагничивания* соответствуют пространственные диагонали.

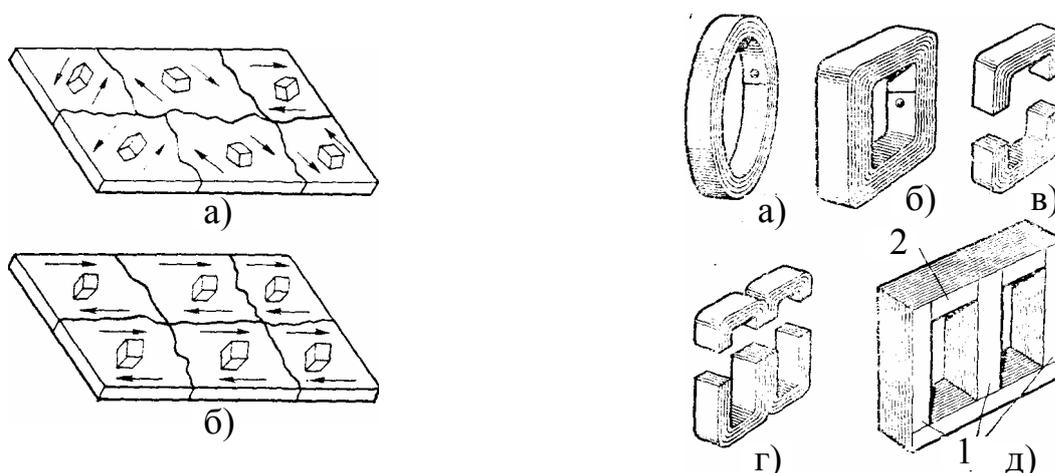
При отсутствии текстуры имеет место хаотическое расположение кристаллов (рисунок 7.2, а). Вследствие этого материал приобретает магнитно-изотропные свойства. При холодной прокатке зерна в кристаллографическом отношении получают преимущественную ориентацию, которую и называют текстурой прокатки. Ребра кубов кристаллитов оказываются расположенными почти параллельно направлению прокатки (рисунок 7.2, б). Таким образом, в отношении магнитной анизотропии текстурированная сталь близка к дорогостоящему монокристаллическому железу. При ориентации магнитного потока по ОЛН, у стали наблюдается наиболее крутая кривая намагничивания и, как следствие, наиболее узкая петля гистерезиса (см. подраздел 6.3).

Технологический процесс производства стали с текстурой весьма сложен и включает горячую и холодную прокатки, промежуточный отжиг, холодную прокатку и окончательный отжиг при высокой температуре ($1100—1500^\circ C$). В результате усложнения технологического процесса текстурированная сталь

дороже горячекатаной стали того же состава при одинаковой толщине листа. Однако увеличение стоимости окупается уменьшением потерь (приблизительно в 2 раза) и увеличением рабочей индукции.

Использование сталей, обладающих магнитной анизотропией, требует такой конструкции магнитопровода, при которой магнитный поток проходит только в направлении наилучших свойств, т.е. в направлении прокатки (самые плохие магнитные свойства наблюдаются под углом 55° к направлению прокатки). Выполнение поставленного условия возможно, если применять ленточные сердечники и сердечники, у которых стержни изготовлены из текстурованных, а ярмо — из изотропных сталей. Схематическое изображение различных магнитопроводов представлено на рисунке 7.3.

Марки стали обозначают четырьмя цифрами. *Первая цифра* означает класс по структурному состоянию и виду прокатки: 1 — горячекатаная изотропная, 2 — холоднокатаная изотропная, 3 — холоднокатаная анизотропная с ребровой текстурой; *вторая цифра* — классы по содержанию кремния: от 0,4% для класса "0" до 3,8—4,8% для класса "5". *Третья цифра* — группа по основной нормируемой характеристике: "0" — удельные потери при магнитной индукции 1,7 Тл и частоте 50 Гц ($P_{1,7/50}$), "1" — удельные потери при магнитной индукции 1,5 Тл и частоте 50 Гц ($P_{1,5/50}$), 2 — удельные потери при магнитной индукции 1,0 Тл и частоте 400 Гц ($P_{1,0/400}$), 6 — магнитная индукция в слабых магнитных полях при напряженности поля 0,4 А/м ($B_{0,4}$), 7 — магнитная индукция в средних магнитных полях при напряженности поля 10 А/м (B_{10}). *Четвертая цифра* указывает на класс по нормируемой характеристике. Чем выше номер класса, тем лучше свойства.



а — не текстурированный материал, б — текстурированный материал.

Рисунок 7.2 - Схема расположения кристаллов

а, б — сплошные ленточные сердечники; в, г — разрезные ленточные сердечники; д — сборный комбинированный магнитопровод. 1 — из текстурованного материала; 2 — стержни из изотропной стали.

Рисунок 7.3- Магнитопроводы трансформа-

относительно направления токов из текстурованных материалов: прокатки:

По функциональному применению стали делятся на три класса.

1) *Стали, предназначенные для работы в средних и сильных магнитных полях при промышленной частоте.* Их часто называют трансформаторными сталями. Эта группа сталей является самой большой по количеству марок и объему применения. Ее используют главным образом для производства силового оборудования — генераторов, двигателей, силовых трансформаторов. Основными электромагнитными характеристиками этой группы сталей являются кривая намагничивания в области средних и сильных полей, удельные потери при частоте 50 Гц и различных амплитудах магнитной индукции. Чем выше магнитные свойства стали, тем меньше доля потерь на гистерезис от общих потерь. Для горячекатаных слаболегированных сталей потери на гистерезис составляют 70—75% от общих потерь (при $f=50$ Гц), для анизотропных — 25—35%. Зависимость удельных потерь от частоты определяется соотношением составляющих полных потерь.

2) *Стали, предназначенные для работы в средних полях при повышенной частоте (400 Гц—20 кГц).*

С ростом частоты увеличивается влияние вихревых токов на процессы перемагничивания. Чтобы вихревые токи были меньше, применяют специальные высоколегированные электротехнические стали ($S_i=3—3,5\%$) в виде тонких листов и лент, обладающие большим удельным сопротивлением. Толщину проката выбирают в зависимости от значения рабочей частоты. Для частоты 400 Гц рекомендуется применять ленты толщиной около 0,15 мм. При частотах 400—1000 Гц выбирают более тонкие ленты (0,08 мм), при 1000—3000 Гц применяют ленты толщиной 0,05 мм. Очень тонкие ленты 0,03; 0,02 и 0,01 мм целесообразно использовать при частотах свыше 3000 Гц.

По мере улучшения частотных свойств сталей содержание в них кремния увеличивается, а толщина листа уменьшается.

3) *Стали, предназначенные для работы в слабых (0,2—0,6 А/м) или в средних (3—1000 А/м) полях.* Главными требованиями к этим материалам являются высокие значения магнитной проницаемости в слабых и средних полях. Удельные потери не имеют существенного значения, поэтому они не нормируются (при малых амплитудах напряженности поля ширина гистерезисных петель относительно невелика).

Высокие магнитные свойства в средних и особенно в слабых полях обеспечиваются очисткой металла от вредных примесей и снятием внутренних напряжений, а у текстурованных сталей — дополнительно высокой степенью текстурирования. Для сталей этой группы свойственна большая степень анизотропии магнитной индукции. В горячекатаных сталях она достигает 30—40% в слабых полях и 5—7% — в средних. Для текстуро-

ванных сталей свойства вдоль и поперек направления прокатки могут отличаться в десятки раз.

7.3 Пермаллои

Пермаллои представляют собой сплавы железа с никелем или железа с никелем и кобальтом, обычно легированные молибденом, хромом, медью, кремнием и другими элементами. Они обладают более высокими магнитными свойствами в *слабых полях*, чем электротехнические стали.

На рисунке 7.4 представлены зависимости физических свойств железоникелевых сплавов от содержания никеля. "Резонансный" характер зависимости всех величин от состава свидетельствует об образовании интерметаллических фаз. Кривые показывают, что наибольшими значениями μ_H и μ_M обладает сплав с содержанием 78,5% Ni, получивший название *классического пермаллоя*. Для этого сплава константы кристаллографической анизотропии K_1 (см. подраздел 6.2) и магнитострикции насыщения λ_s (см. подраздел 9.2) близки к нулю, что и является причиной особенно легкой намагничиваемости — уменьшение магнитной кристаллографической анизотропии приводит к тому, что разница в работе, необходимой для намагничивания кристаллов в направлениях легкого или трудного намагничивания, становится меньше, а уменьшение магнитострикции обуславливает снижение напряжений в кристаллической решетке, возникающих при изменении линейных размеров под действием намагничивающего поля, и, следовательно, облегчает процессы намагничивания. При этом, однако, магнитные свойства материалов становятся очень чувствительными к внешним напряжениям, что в большинстве случаев нежелательно.

Из рисунка 7.4 видно, что имеется другой максимум для начальной и максимальной проницаемостей, который наблюдается у сплавов с содержанием 40—50% Ni. Эти сплавы обычно называют *низконикелевыми* в отличие от *высоконикелевых* с содержанием 70—80% Ni. В области 30%-ного содержания никеля получается ферромагнитная фаза — индукция насыщения и все остальные магнитные параметры обращаются в нуль. 23%-ный состав, несмотря на высокое значение $B_s = \mu_0 \cdot I_s$, обладает большой коэрцитивной силой, что автоматически приводит к низким проницаемостям. Эта фаза, по-видимому, является не интересной с точки зрения практического применения.

На основании данных таблицы 7.2, в которой приведены некоторые свойства высоконикелевого (78,5% Ni) и низконикелевого (50% Ni) нелегированных пермаллоев и рисунка 7.4, можно сделать следующие выводы. Магнитная проницаемость у высоконикелевых пермаллоев в несколько раз больше, чем у низконикелевых, и в несколько десятков раз

больше, чем у электротехнических сталей. Индукция насыщения высоконикелевых пермаллоев приблизительно в 2 раза меньше, чем у электротехнических сталей, и в 1,5 раза меньше, чем у низконикелевых. Отсюда следует, что высоконикелевые пермаллои нецелесообразно применять в качестве материала для сердечников силовых трансформаторов и других устройств, для которых важно создание большого магнитного потока. Удельное электрическое сопротивление у высоконикелевых пермаллоев в 2 раза меньше, чем у низконикелевых. Следовательно, в переменных магнитных полях, особенно при повышенных частотах, предпочтительнее использование низконикелевых пермаллоев. Большой диапазон изменения магнитных свойств, указанных в табл. 7.2, объясняется плохой воспроизводимостью характеристик пермаллоев.

Недостатком высоконикелевых пермаллоев перед низконикелевыми является их дороговизна из-за большого содержания никеля, а также и то что механические напряжения, чистота и состав сплава значительно сильнее влияют на их магнитные свойства.

Для улучшения электромагнитных свойств обе группы пермаллоев обычно легируют различными элементами. Легирование молибденом обуславливает значительное увеличение удельного сопротивления, оказывает положительное влияние на значение начальной проницаемости и позволяет двойную термообработку заменить сравнительно простым отжигом. Кроме того, наличие молибдена уменьшает чувствительность к деформации. Действие хрома в значительной степени аналогично действию молибдена. Медь способствует увеличению постоянства магнитной проницаемости при изменении напряженности поля, улучшает температурную стабильность, а также повышает электрическое сопротивление. Сплавы с медью хорошо поддаются механической обработке. Для легирования пермаллоев применяют и некоторые другие элементы.

Таблица 7.2 - Свойства нелегированных высоконикелевого и низконикелевого пермаллоев.

Ni, %	μ_H	μ_M	H_c , А/м	B_s , Тл	ρ , мкОм×м
50	2000 – 3200	50 000 – 60 000	6	1,55	0,5
78,5	7000 – 14000	100000 – 200000	2	1,05	0,25

Более детально, по основным магнитным и электрическим свойствам пермаллои подразделяют на четыре группы.

Первая группа включает сплавы с наивысшей магнитной проницаемостью в слабых полях ($\mu_H=20000—200000$, $\mu_M=100\ 000—1\ 000\ 000$). Сюда относятся высоконикелевые пермаллоиды с содержанием Ni от 70 до 85%, легированных молибденом (3,8— 4,1%), хромом (2,6—3,0%), кремнием (1,1—1,5%), ванадием (3,8— 4,2%), медью (4,8—5,2%). Все сплавы содержат

в небольших количествах марганец (0,3—0,6 %). Эта группа рекомендуется для изготовления сердечников малогабаритных трансформаторов (в том числе импульсных), реле, магнитных экранов, магнитных усилителей, тепловых реле. *Супермаллой* обладает рекордными значениями максимальной магнитной проницаемости ($\mu_M > 1\,000\,000$). Он имеет следующий состав: около 79% Ni, 5% Mo, 15% Fe и 0,5% Mn. В процессе производства супермаллой тщательно очищают от примесей, плавку ведут в индукционной печи в вакууме, разливку производят в атмосфере азота или гелия. Термообработка состоит из отжига при 1300°C в атмосфере чистого водорода и охлаждения с определенной скоростью, которая обеспечивает получение наивысших магнитных свойств. При индукции $B=0,7—0,8$ Тл проницаемость супермаллой резко понижается и становится меньше, чем проницаемость молибденового пермаллой или железа. Магнитные свойства супермаллой (средние данные): $\mu_H=100\,000$; $\mu_M=600\,000—1\,500\,000$; $H_c = 0,3$ А/м, $B_s = 0,79$ Тл.

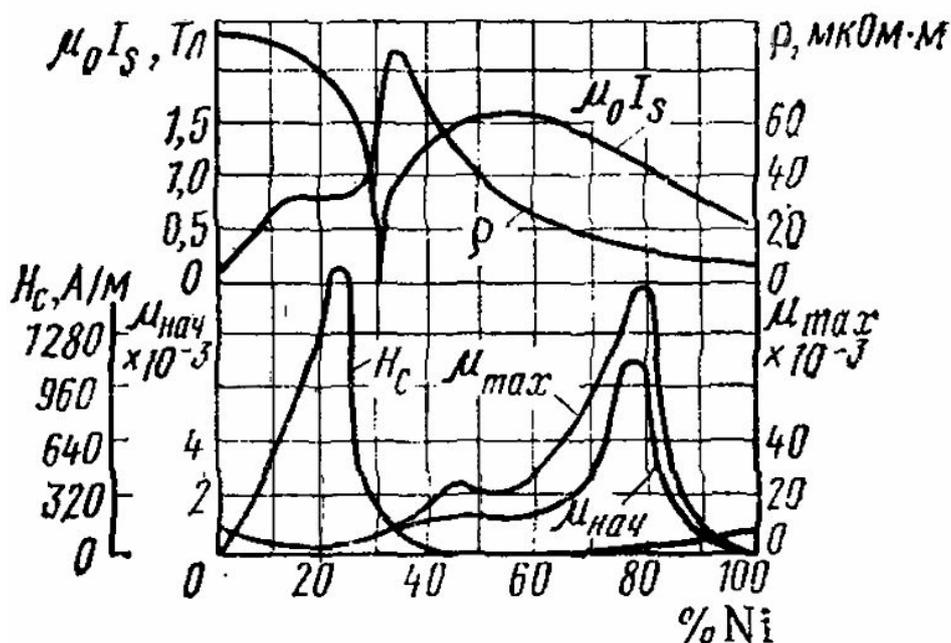


Рисунок 7.4 - Зависимость свойств железоникелевых сплавов от содержания никеля

Вторая группа пермаллоев включает сплавы с высокой магнитной проницаемостью и повышенным удельным электрическим сопротивлением ($\mu_H = 1500—6000$, $\mu_M = 15\,000—100\,000$, $B_s=1,0—1,4$ Тл, $\rho=0,9—1,0$ мкОм·м). Сюда относятся низконикелевые пермаллои (Ni 38—51%), легированные хромом (3,8—4,2%) и кремнием (1,1—3,2%). Эта группа рекомендуется для изготовления сердечников импульсных трансформаторов, трансформаторов звуковых и высоких частот, устройств, работающих без

подмагничивания или с небольшим подмагничиванием, так как они обладают низкими удельными потерями.

Третья группа пермаллоев включает сплавы с высокой магнитной проницаемостью и повышенной индукцией насыщения $\mu_H=2000—5000$, $\mu_M=20\ 000—300\ 000$, $B_s=1,3—1,5$ Тл. Это низконикелевые пермаллоиды с содержанием Ni 35—50%, предназначенные для работы в постоянных и переменных полях с широким диапазоном частот без подмагничивания или с подмагничиванием слабыми постоянными полями.

Четвертая группа пермаллоев включает сплавы с прямоугольной петлей гистерезиса, обладающие кристаллографической или магнитной текстурой.

Пермаллоиды изготавливают в виде холоднокатаных лент толщиной 0,005—2,5 мм, горячекатаных листов, горячекатаных и кованых прутков. В поковках, прутках и лентах толщиной свыше 0,05 мм сплавы практически изотропны. В очень тонких лентах (тоньше 0,05 мм) наблюдается анизотропия свойств. Чем больше рабочая частота, тем целесообразнее применять низконикелевые пермаллоиды тонкого проката.

Недостатками пермаллоев являются их относительно высокая стоимость, дефицитность отдельных компонентов (прежде всего никеля), необходимость проведения сложного отжига после механической обработки и большая зависимость магнитных свойств от механических воздействий, что требует специальных мер защиты. Листы, ленты и прутки из пермаллоидов *поставляют в термически необработанном виде*. Для получения нормируемых магнитных свойств необходимо применять (после изготовления изделий!) окончательную термическую обработку. Она заключается, как правило³², в выдержке при температуре 1100—1200 °С в вакууме при давлении остаточной атмосферы $10^{-2}—10^{-4}$ мм.рт.ст. и последующим снижением температуры со скоростью 100—200 °С/час (для электротехнических сталей отжиг также желателен, особенно если требуется получить высокие значения проницаемости в слабых и средних полях). Далее производят укладку сердечников в защитные каркасы из пластмассы или алюминия. Для защиты от механических нагрузок, которые могут возникнуть, например, при наложении обмоток, а также от ударов, вибрации и др., пространство между сердечником и стенками каркаса заполняют эластичным компаундом.

Маркировка пермаллоев — буквенно-цифровая. Вначале указывается число, обозначающее содержание никеля в процентах, далее идет буква "Н"(никель), после чего могут следовать буквы, определяющие наличие легирующих добавок ("М"- марганец; "К"- кобальт; "Х"- хром; "Д"- медь; "С"- кремний; "Ф"- ванадий и др.) и качество материала ("У" -сплав с

³² Существуют другие, более простые способы отжига, например, в контейнерах с песком

улучшенными свойствами; "П"- с прямоугольной петлей гистерезиса; "А" анизотропный, то есть, текстурированный материал).

При попытке найти заменители пермаллоям, свободные от указанных недостатков, были получены сплавы, содержащие железо и алюминий (см. ниже)

7.4 Другие магнитомягкие сплавы

Сплавом, близким по магнитным свойствам к пермаллоям, является, например, *альсифер* (оптимальный состав: 9,6% Si; 5,4% Al; остальное— Fe). Он характеризуется следующими предельными свойствами: $\mu_H=35400$; $\mu_M=117\ 000$; $H_c=1,76$ А/м. Однако, столь высокие магнитные свойства соответствует очень точному соблюдению состава, что можно обеспечить только для лабораторных образцов. Промышленный альсифер имеет средние значения начальной проницаемости $\mu_H=6000—7000$ (после отжига), то есть значительно более низкие, чем оптимальные. Вследствие хрупкости альсифера толщина листа должна быть не менее 1—2 мм, а это, ввиду малого электрического сопротивления полностью исключает возможность использования альсифера в цепях переменного тока даже при частоте 50 Гц. Однако благодаря высокой хрупкости (размольности) альсифер применяют главным образом в качестве ферромагнитной фазы магнитодиэлектриков.

К сплавам алюминий-железо относятся, также *альфенол* (16% Al; остальное — Fe) или (16% Al, 3% Mo; остальное — Fe). По магнитным свойствам они не уступают низконикелевым пермаллоям, но высокое содержание алюминия обуславливает значительные технологические трудности из-за хрупкости сплавов. Альфенол удается изготавливать лишь в виде лент толщиной не менее 0,1 мм, что позволяет использовать его, например, в магнитных головках для звукозаписи, где важна высокая устойчивость материала к истиранию.

Пермендюры — это сплавы железа с кобальтом (обычно, 30—51% Co и 1,5—2,0% V).

Отличительная особенность железо-кобальтовых сплавов — рекордные значения индукции насыщения, которая достигает 2,43 Тл, что позволяет получить экономию в массе и объеме магнитопроводов по сравнению с железом на 15—20%. Индукция насыщения сплавов с большим и малым содержанием кобальта приблизительно одинакова. Высококобальтовые сплавы в слабых и средних полях имеют большие значения проницаемости, чем низкокобальтовые, однако последние дешевле.

Преимущество железокобальтовых сплавов перед техническим железом наиболее ощутимо в области индукций выше 1,0 Тл. Разница в магнитных проницаемостях достигает максимального значения при индукции около 1,8

Тл. Вблизи этой точки проницаемость кобальтовых сплавов больше проницаемости мягких сортов железа в несколько десятков раз.

Кроме большой индукции насыщения пермендюр обладает значительной реверсивной проницаемостью (см. подраздел 6.3), что делает его особенно ценным в качестве материала, эксплуатируемого в условиях слабого переменного поля с сильным подмагничиванием. Пермендюр имеет высокую магнитострикцию, что позволяет использовать его в качестве магнитострикционного материала.

К недостаткам пермендюра относятся малое электрическое сопротивление, высокая стоимость и дефицитность кобальта и ванадия.

Маркировка аналогична маркировке пермаллоев, например, 49КФ (49% Со, 17%V).

Аморфные магнитомягкие материалы— сравнительно новая группа магнитомягких материалов с сочетанием высоких магнитных и механических свойств, что обусловлено особенностями их структуры. Для аморфных магнитных материалов (АММ) характерно *метастабильное* неравновесное термодинамическое состояние при температурах меньше некоторой критической T_a . При нагревании аморфных сплавов выше T_a они переходят в равновесное двухфазное кристаллическое состояние.

Аморфное состояние формируется при высокой скорости охлаждения жидкости, так как при этом частицы не успевают выстроиться в правильную кристаллическую структуру (см. подраздел 1.6). Скорость охлаждения, необходимая для получения аморфного состояния, составляет 10^4 — 10^6 град/с. Существует несколько способов производства АММ, когда аморфная структура получается за счет быстрого охлаждения из жидкого, газообразного или ионизированного состояния. Наиболее широко применяют метод быстрой закалки расплава в нескольких модификациях, различающихся способом отвода теплоты. Например, ленты шириной несколько миллиметров и толщиной меньше 100 мкм получают выдавливанием расплава через кварцевое сопло на охлаждающий барабан, вращающийся с большой угловой скоростью.

Крупные монолитные изделия из АММ получают с помощью ударной волны, формируемой газовой пушкой, выстреливающей поток пластиковых частиц в направлении аморфного порошка материала. Эта технология обеспечивает оптимальные условия охлаждения расплавленных зон, так как основная тепловая энергия выделяется на поверхности прессуемого порошка, практически не передаваясь внутрь частиц, которые остаются холодными.

Металлические магнитомягкие аморфные сплавы содержат 75—85% одного или нескольких переходных металлов (Fe , Co , Ni), сплавленных с 15—25% стеклообразователя, в качестве которого используют бор, углерод, кремний, фосфор. Введение стеклообразователей уменьшает намагниченность насыщения, понижает точку Кюри, ухудшает температурные коэффициенты магнитных свойств, но при этом увеличивает

удельное сопротивление ($\rho = 1,25—1,8$ мкОм·м), повышает твердость и прочность сплавов, их коррозионную стойкость. Для придания дополнительных свойств вводят легирующие элементы, чаще всего хром, тантал, ванадий, марганец и др. Легирование марганцем повышает электрическое сопротивление АММ. Тантал и ванадий повышают температурную стабильность магнитных свойств. Хром придает АММ высокие антикоррозионные свойства. Молибден улучшает частотные свойства АММ. В итоге, по магнитным свойствам аморфные магнитные сплавы не уступают электротехническим сталям. Большинство из них обладает петлей гистерезиса с высокой прямоугольностью. Магнитные потери в переменных полях на высоких частотах (вплоть до 100 кГц для лучших сплавов) и малых уровнях индукции ниже потерь сталей и составляют в среднем 0,1 Вт/кг при $f = 10^3$ Гц и $B = 0,1$ Тл. Магнитострикция АММ может иметь любой знак и по величине ($15 \cdot 10^{-6}—30 \cdot 10^{-6}$) соизмерима с кристаллическими сплавами. Изменяя химический состав, получают АММ с практически нулевой магнитострикцией.

Процесс производства АММ дешевле, чем производство пермаллоев и пермендюров. По механическим свойствам аморфные магнитные сплавы превосходят кристаллические стали. Для них характерно совмещение высокой прочности, твердости, пластичности. Очень важным обстоятельством, стимулирующим внедрение АММ в качестве материала для сложных магнитопроводов, сердечников импульсных трансформаторов, магнитных экранов, является необязательность отжига при изготовлении из них изделий.

Наиболее перспективными являются железоникелевые (40% Fe, 40% Ni, 14% P, 6% B), высококобальтовые (70% Co, 5% Fe, 15% Si, 10% B) и высокожелезистые (80% Fe, 16% P, 3% C, 1% B) аморфные сплавы.

7.5 Магнитодиэлектрики

Магнитодиэлектрики представляют собой конгломерат из измельченного ферромагнетика (наполнителя), частицы которого электрически изолированы друг от друга пленками из немагнитного материала, являющегося одновременно механической связкой (связующим материалом). Являясь высокочастотными магнитными материалами, они имеют некоторые преимущества перед *ферритами*: более высокую температурную и временную стабильности, более высокую технологическую контролируемость свойств. Но по ряду электромагнитных параметров магнитодиэлектрики уступают ферритам.

Магнитные свойства магнитодиэлектриков в значительной степени определяются особенностями намагничивания совокупности отдельных ферромагнитных частиц, их размерами и формой, взаимным расположением, соотношением между количествами ферромагнетика и диэлектрика.

Магнитные свойства исходного вещества влияют на параметры магнитодиэлектрика сравнительно мало.

Несмотря на то, что общий объем содержащегося связующего изолятора V_c в общем объеме V магнитодиэлектрика составляет относительно малую долю $\theta = V_c/V = 0,05—0,1$, магнитная проницаемость магнитодиэлектрика значительно меньше магнитной проницаемости наполнителя. Причиной этого является наличие больших размагничивающих полей в каждой частице ферромагнетика, в результате чего реальное поле в частицах оказывается значительно меньшим, чем внешнее. Если предположить, что частицы имеют сферическую форму (размагничивающий фактор $N=1/3$), то на основе соотношения (6.44), можно получить выражение для эффективной магнитной проницаемости магнитодиэлектрика

$$\mu_{м.д} = \frac{1}{1/\mu + \theta/3} \quad (7.1)$$

Из формулы (7.1) следует, что чем больше μ и θ , тем в меньшей степени сказываются магнитные свойства исходного вещества на проницаемость магнитодиэлектрика. Для случая $\mu \gg 1000$ первым слагаемым в знаменателе можно пренебречь по сравнению со вторым и магнитная проницаемость становится зависимой только от содержания связующего вещества $\mu \approx 3/\theta < 100$. Указанный предел справедлив для большинства типов магнитодиэлектриков. Формула (7.1) также свидетельствует о стабильности магнитных свойств при воздействии факторов, которые могут сильно влиять на магнитные свойства самого ферромагнитного наполнителя.

Потери в магнитодиэлектриках, как и потери в ферритах, оценивают по значению тангенса угла магнитных потерь $\operatorname{tg} \delta$ (или относительного тангенса угла потерь $\operatorname{tg} \delta / \mu_H$), который непосредственно измеряется некоторыми приборами. В магнитной цепи реактивный ток отстает по фазе от активного тока на угол, близкий к $\pi/2$. Угол, дополняющий сдвиг фаз до значения $\pi/2$, называется углом потерь δ . Из векторной диаграммы можно получить соотношения между активными и реактивными составляющими мощности и тока, выраженные через $\operatorname{tg} \delta$, аналогичные соотношениям для конденсаторной цепи, полученным в подразделе 4.10. В частности, для определения плотности мощности магнитных потерь в материале, используется формула, аналогичная формуле (4.45, а):

$$w_a = \omega \mu_0 \mu H^2 \operatorname{tg} \delta. \quad (7.2)$$

Основными требованиями, предъявляемыми к исходному ферромагнетику, используемому для производства магнитодиэлектриков, являются:

1) возможность получения малых частиц, желательно определенной (сферической или чешуйчатой) формы;

2) большое удельное сопротивление;

3) малые потери, прежде всего на гистерезис, для отдельных частиц в слабых полях.

Наиболее широко применяются *магнитодиэлектрики на основе альсифера и карбонильного железа*. Применяют альсиферы с содержанием 9—11% кремния и 6—8% алюминия.

Важной особенностью альсифера является то, что его $TK\mu$ в зависимости от содержания кремния и алюминия может быть меньше, больше или равен нулю. Сплавы с близким к нулю $TK\mu$ получают в результате смешивания в определенной пропорции альсиферов двух составов: с положительным (сплав А-11) и отрицательным (сплав А-10,2) $TK\mu$.

Альсифер является дешевым и недефицитным материалом. Все это обеспечило ему широкое применение в качестве ферромагнитной фазы магнитодиэлектриков. В качестве изолирующего состава применяют как органические материалы (бакелит, полистирол, шеллак), так и неорганические (жидкое стекло, стеклоэмали и др.). Используют также изолирующие свойства оксидных пленок, образующихся на поверхности ферромагнитных частиц. Изоляция между частицами должна обладать высокими диэлектрическими свойствами и плотно связываться с частицами ферромагнетика, образуя сплошную, без разрывов пленку. Для выполнения последнего условия необходимо, чтобы изоляционная пленка обеспечивала максимальную подвижность частиц при прессовании. С этой целью в порошок альсифера вводят тальк, парафин и другие вещества. Часто применяют связку в виде механической смеси жидкого стекла, талька и хромового ангидрида. Связки вводят в порошок альсифера, смесь перемешивают и подогревают для удаления воды, содержащейся в связке.

После прессовки сердечников в пресс-формах на гидравлических прессах при давлениях, равных $(14—20)10^2$ МПа, их подвергают отжигу при температуре 780°C с выдержкой около 40 мин. Далее сердечники кипятят в воде для удаления жидкого стекла и остатков хромового ангидрида, после чего их высушивают в термостате и производят искусственное старение для стабилизации свойств во времени в течение 48 ч при $140—160^\circ\text{C}$. Полученные таким образом сердечники гигроскопичны, поэтому их пропитывают бакелитовым лаком, который полимеризуют при 120°C в течение 2—3 ч. Описанный процесс является только одним из множества возможных.

Маркировка магнитодиэлектриков состоит из букв и числа, ориентировочно указывающего на магнитную проницаемость. Буквы в названии означают: ТЧ—тональная частота; ТЧК,—тональная частота с компенсированным температурным коэффициентом магнитной проницаемости; ВЧ—высокая частота; ВЧК—высокая частота с компенсированным температурным коэффициентом магнитной проницаемости; П и Р—назначение материала—для аппаратуры проводной связи или радиоаппаратуры.

Магнитодиэлектрики на основе карбонильного железа. Карбонильное железо может быть получено в виде порошка с частицами сферической формы диаметром несколько микрометров. Размер частиц зависит от условий термического разложения *пентакарбонила железа* (см. подраздел 7.2) и увеличивается с ростом температуры.

Магнитодиэлектрики на основе молибденового пермаллоя имеют наибольшую начальную магнитную проницаемость (до 200—250), более высокую стабильность и меньшие потери на гистерезис и вихревые токи (при равных значениях проницаемости), чем рассмотренные выше. Пермаллои обычных химических составов весьма пластичны, поэтому для придания сплаву хрупкости (что необходимо при измельчении в порошок) в процессе выплавки вводят небольшие количества серы. Сплав марки 80Н2М, предназначенный для изготовления магнитодиэлектрика, имеет следующий химический состав: 81% Ni, 2,6% Mo, 16,4% Fe, 0,02% S. Путем подбора режимов горячей и холодной деформаций отливок обеспечивают рекристаллизацию с образованием определенной структуры зерен. В процессе помола стремятся сохранить форму и размеры зерен, покрытых тончайшей пленкой сульфидов и окисульфидов металлов. Высокодисперсный порошок (десятки микрометров) подвергают термообработке в вакууме, смешивают с изоляцией (на первой стадии—с водным раствором хромового ангидрида; на второй—с водным раствором смеси гидрата оксида магния, жидкого стекла и талька) и прессуют изделия при удельном давлении до $2 \cdot 10^3$ МПа. В заключение производят термообработку в вакууме для снятия внутренних напряжений.

7.6 Ферромагнетики (магнитоактивные ферриты)

7.6.1 Строение ферромагнетиков

В подразделе 6.2 были кратко рассмотрены физические принципы возникновения некомпенсированного антиферромагнетизма. Ферромагнетики получили свое название от ферритов, под которыми понимают химические соединения окисла железа Fe_2O_3 с окислами других металлов. По электрическим свойствам ферриты относятся к собственным полупроводникам или диэлектрикам, поэтому относительно незначительные потери энергии в области повышенных и высоких частот наряду с достаточно высокими магнитными свойствами обеспечивают ферритам широкое применение в радиоэлектронике.

Существуют сотни различных марок магнитоактивных ферритов, отличающихся по химическому составу, кристаллической структуре, магнитным, электрическим и другим свойствам. Наиболее широкое применение нашли ферриты со структурой *шпинели*, химический состав

которых отвечает формуле $MeFe_2O_4$, где под Me понимают какой-либо двухвалентный катион. На примере этих соединений рассмотрим наиболее характерные особенности магнитных свойств ферритмагнетиков. Исследования показывают, что наличие или отсутствие магнитных свойств определяется кристаллической структурой материалов, в частности расположением ионов двухвалентных металлов и железа между ионами кислорода, который, как уже указывалось в подразделе 6.2, образует основной каркас кристалла.

Элементарная ячейка шпинели представляет собой куб, в состав которого входит восемь структурных единиц типа $MeFe_2O_4$, то есть 32 иона кислорода, 16 ионов трехвалентного железа и 8 ионов двухвалентного металла (рисунок 7.5). Кислородные ионы расположены по принципу плотной кубической упаковки шаров, при этом размеры упаковки определяются относительно крупными ионами кислорода. Элементами кислородного каркаса являются междуузлия двух типов: *тетраэдрические* (образованные окружением четырех ионов кислорода) и *октаэдрические* (образованные окружением шести ионов кислорода). В этих кислородных междуузлиях находятся катионы металлов. Всего в элементарной ячейке шпинели может быть заполнено 8 тетраэдрических (назовем их позициями типа *A*) и 16 октаэдрических междуузлий (позиции типа *B*).

Структуру, в которой все катионы двухвалентного металла занимают позиции типа *A*, а катионы трехвалентного железа распределяются в междуузлиях типа *B*, называют *нормальной шпинелью*. Учитывая такой характер распределения катионов по кислородным междуузлиям, формулу феррита со структурой нормальной шпинели можно представить в следующем виде:



где в круглых скобках указаны ионы в тетраэдрических пустотах, а в квадратных — ионы в октаэдрических пустотах. Стрелками условно показано направление магнитных моментов катионов. В структуре нормальной шпинели кристаллизуются, например, ферриты цинка ($ZnFe_2O_4$) и кадмия ($CdFe_2O_4$). **Ферриты со структурой нормальной шпинели немагнитны.**

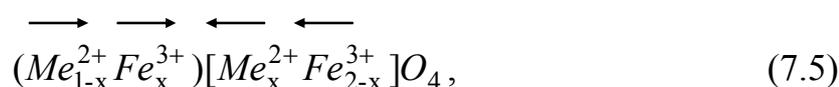
Структуру, в которой катионы Me^{2+} находятся в октаэдрических междуузлиях, а катионы трехвалентного железа поровну распределяются между обоими видами междуузлий, называют *обращенной шпинелью*. Формулу обращенной шпинели с учетом распределения катионов по различным междуузлиям можно записать в виде



Из нее видно, что каждая структурная единица такого феррита обладает магнитным моментом, равным моменту иона Me^{2+} .

Структуру обращенной шпинели имеют ферриты никеля, кобальта, меди и некоторых других элементов.

Многие ферриты характеризуется некоторым промежуточным распределением катионов, когда и ионы Me^{2+} , и ионы трехвалентного железа Fe^{3+} занимают позиции того и другого типов. Такие структуры называют **амфотерной шпинелью**. Их и, в частности, рассмотренные выше структуры можно охарактеризовать общей формулой



где параметр x характеризует степень обращенности шпинели. Структуре нормальной и обращенной шпинели отвечают значения x , равные, соответственно, нулю и единице.

В ферритах магнитоактивные катионы находятся достаточно далеко друг от друга, поскольку разделены анионами кислорода, не обладающими магнитным моментом. Поэтому между ними возможно лишь *косвенное обменное взаимодействие* осуществляемое при участии кислородных ионов. Механизм косвенного обменного взаимодействия в ферритах поясняется на рисунке 7.6 и в подразделе 6.2.

Энергия косвенного обменного взаимодействия зависит от расстояния между ионами и их пространственной координации. Взаимодействие максимально, если три взаимодействующих иона находятся на одной прямой (рисунок 7.6). Наоборот, обменное взаимодействие будет наиболее слабым, если ионы находятся в прямоугольной координации друг к другу. Такой эффект объясняется направленностью в распределении пространственной плотности электронного заряда ионов кислорода, которое имеет гантелевидную форму.

В феррошпинелях можно различать обменные взаимодействия между катионами, находящимися в одинаковых и в различных кислородных междоузлиях, то есть взаимодействия по типу $A-O-A$, $B-O-B$ и $A-O-B$. Главным является взаимодействие по типу $A-O-B$, поскольку в этом случае обеспечивается наибольшее перекрытие электронных оболочек взаимодействующих ионов. Главное обменное взаимодействие определяет характер магнитного упорядочения в структуре оксидного магнетика. Можно считать, что катионы, находящиеся в эквивалентных положениях в структуре шпинели, образуют свою собственную подрешетку, в которой все ионы имеют одинаковое направление магнитного момента. Поэтому спонтанная

намагниченность феррита-шпинели равна разности намагниченностей двух подрешеток (см. также формулу 7.4):

$$I_s = I_{sB} - I_{sA}. \quad (7.6)$$

Выражение (7.6) подчеркивает, что *магнетизм ферритов проявляется как нескомпенсированный антиферромагнетизм.*

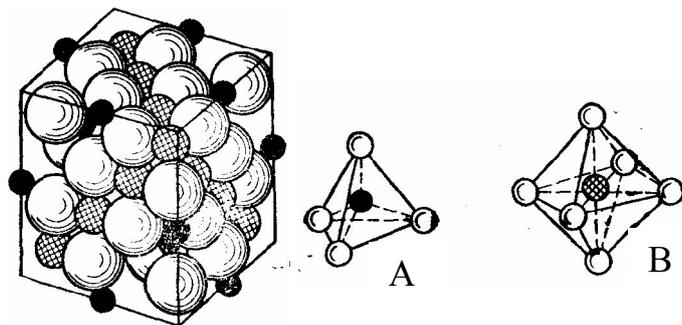


Рисунок 7.5 - Элементарная ячейка шпинели. Белые шарики — ионы кислорода; черные — катионы в тетраэдрических положениях (А); заштрихованные — катионы в октаэдрических положениях (В).

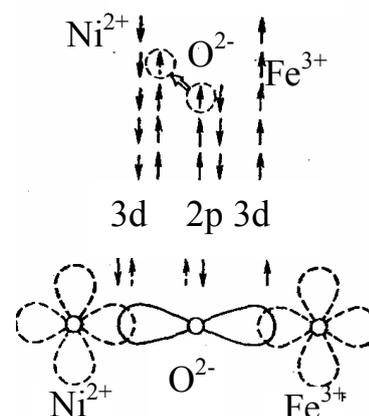


Рисунок 7.6- Схема косвенного обменного взаимодействия в феррите никеля.

В ферритах цинка и кадмия, имеющих структуру нормальной шпинели, магнитный момент двухвалентных ионов Zn^{2+} и Cd^{2+} равен нулю. По этой причине обменное взаимодействие типа А—О—В отсутствует и магнитное упорядочение обусловлено лишь взаимодействием В—О—В, т. е. взаимодействием между катионами железа, находящимися в одной подрешетке. В соответствии с этим, моменты катионов Fe^{3+} ориентируются антипараллельно друг другу, происходит полная компенсация магнитных моментов отдельных ионов и вещество обладает свойствами скомпенсированного антиферромагнетика.

Специфика магнитного упорядочения в ферритах накладывает отпечаток на характер *температурной зависимости намагниченности насыщения*. При нагревании ферритмагнетика за счет усиливающегося теплового движения ослабляется ориентирующее влияние сил обменного взаимодействия на магнитные моменты катионов, что приводит к уменьшению намагниченности каждой из подрешеток (А и В). В зависимости от характера температурного спада намагниченностей отдельных подрешеток результирующая кривая $I_s(T)$ для разных материалов может принципиально различаться. Два варианта этих зависимостей показаны на рисунке 7.7. У большинства ферритов, как и у ферромагнетиков, намагниченность

насыщения монотонно уменьшается при нагревании и обращается в нуль при температуре перехода в парамагнитное состояние, когда полностью исчезает магнитная упорядоченность (рисунок 7.7, а). Температуру такого перехода называют точкой Нееля, или антиферромагнитной точкой Кюри T_K .

Наряду с этим у некоторых ферритов разностная намагниченность двух подрешеток может обращаться в нуль при температуре ниже точки Кюри (рисунок 7.7, б). Этим объясняется появление *точки компенсации* $T_{\text{комп}}$. При температуре $T_{\text{комп}}$ феррит превращается в скомпенсированный антиферромагнетик, а при дальнейшем нагревании у него вновь на диапазоне $T_{\text{комп}}—T_K$ появляется отличная от нуля спонтанная намагниченность.

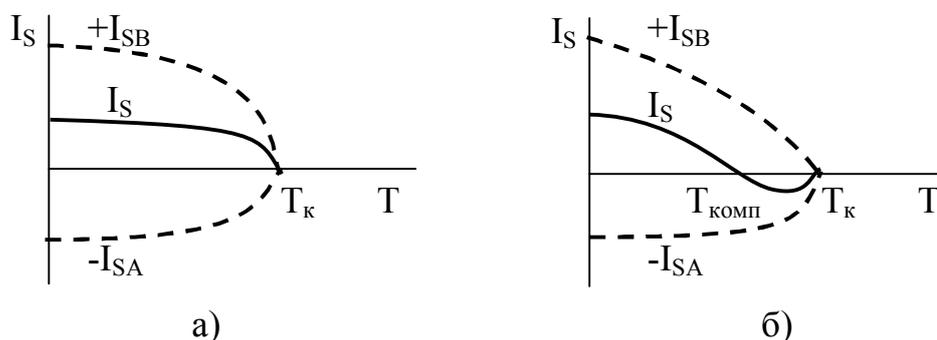


Рисунок 7.7 - Возможные зависимости намагниченности насыщения I_s ферритов-шпинелей от температуры: а — феррит не имеет точки компенсации; б — феррит обладает точкой компенсации намагниченности

Простейшая модель антиферромагнетиков и ферримагнетиков с двумя подрешетками с противоположными направлениями магнитных моментов пригодна лишь для простейших структур. В более сложных случаях удовлетворительное объяснение свойств материалов удастся получить лишь при использовании представлений о большем числе магнитных подрешеток. Примером могут служить **ферриты со структурой граната**. Их состав соответствует химической формуле $R_3Fe_5O_{12}$, где под R понимают редкоземельный элемент, или ион иттрия. В структуре граната наряду с тетраэдрическими и октаэдрическими кислородными междуузлиями имеется еще третий тип междуузлий — *додекаэдрические*, которые образованы окружением восьми кислородных ионов. В этих наиболее вместительных междуузлиях находятся ионы редкоземельного элемента. Распределение ионов по междуузлиям можно охарактеризовать следующей структурной формулой:



где фигурными скобками обозначены додекаэдрические позиции (позиции С) ионов, квадратными — октаэдрические и круглыми — тетраэдрические. Между катионами имеет место косвенное отрицательное обменное

взаимодействие, причем наиболее сильным является взаимодействие по типу $A-O-B$. Не рассматривая причины установления указанного магнитного порядка, отметим, что суммарная намагниченность ферритов-гранатов определяется выражением:

$$I_s = I_{sA} - I_{sB} - I_{sC}. \quad (7.8)$$

Кроме указанных выше кристаллических структур, практическое значение специального характера имеют монокристаллические ферриты с ярко выраженной одноосной анизотропией — **ортоферриты** (общая формула $RFeO_3$) и **гексагональные ферриты** ($BaFe_{12}O_{19}$; $BaAl_4Fe_8O_{12}$; $PbAl_4Fe_8O_{12}$), которые вместе с феррогранатами используются в качестве рабочих тел магнитооптических устройств и устройств памяти на ЦМД (см. раздел 9.6).

7.6.2 Свойства, параметры и характеристики магнитомягких феррошпинелей

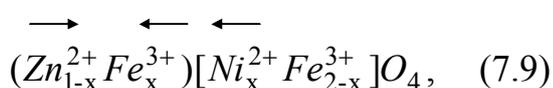
Ферриты получают в виде керамики и монокристаллов. Благодаря невысокой стоимости и относительной простоте технологического цикла керамические материалы занимают ведущее место среди высокочастотных магнетиков.

Основная реакция $MeO + Fe_2O_3 = MeFeO_4$ (для двухвалентного элемента Me^{2+} — $Ni, Mn, Co, Fe, Mg, Zn, Cd$ и др.), или $Me_2O + 5Fe_2O_3 = 2MeFe_5O_8$ (для одновалентного элемента Me^+ — Li, Na, Cu и др.) происходит при спекании порошков окислов соответствующих металлов. В отличие от электрорадиокерамики ферритовая керамика совершенно не содержит стекловидной фазы; все процессы массопереноса при синтезе соединения и спекания изделий происходят лишь за счет диффузии в твердой фазе. Ферриты являются твердыми и хрупкими материалами, и их механическая обработка затруднена.

Следует обратить внимание на то, что элемент Me может быть и непереходным, то есть не проявляющим магнитные свойства (см. список элементов, представленный выше). Как правило, наилучшими свойствами магнитомягкие ферриты обладают при смешивании двух ферритовых фаз — магнитной и немагнитной.

Наиболее широко применяют никель-цинковые и марганец-цинковые ферриты. Они кристаллизуются в структуре шпинели и представляют собой твердые растворы замещения, образованные двумя простыми ферритами, один из которых ($NiFe_2O_4$ или $MnFe_2O_4$) является ферримагнетиком, а другой ($ZnFe_2O_4$) — немагнитен. Основные закономерности изменения магнитных свойств в зависимости от состава в подобных системах твердых растворов представлены на рисунке 7.8 на примере никель-цинковых ферритовых смесей.

Чтобы объяснить наблюдаемые закономерности, необходимо принять во внимание, что катионы цинка в структуре шпинели всегда занимают тетраэдрические кислородные междоузлия, а катионы трехвалентного железа могут находиться как в тетра-, так и в октаэдрических промежутках. Состав твердого раствора с учетом распределения катионов по кислородным междоузлиям можно охарактеризовать следующей формулой:



которая указывает на амфотерность получаемой шпинели. Видно, что вхождение цинка в кристаллическую решетку сопровождается вытеснением железа в октаэдрические позиции. Соответственно уменьшается намагниченность тетраэдрической (A) подрешетки и снижается степень компенсации магнитных моментов катионов, находящихся в различных подрешетках (A и B). В результате возникает парадоксальный эффект: увеличение концентрации немагнитного компонента Zn до содержания $(1-x) \leq 0,3$ приводит к увеличению намагниченности насыщения твердого раствора (см. рисунок 7.8). Имеется и обратный эффект — разбавление твердого раствора немагнитным ферритом вызывает ослабление основного обменного взаимодействия типа $A-O-B$, что, в частности, выражается в монотонном снижении температуры Кюри при увеличении мольной доли $ZnFe_2O_4$ в составе феррошпинели. Быстрый спад индукции насыщения в области $(1-x) > 0,5$ объясняется тем, что обменное взаимодействие типа $A-O-B$ становится настолько слабым, что не может подавить конкурирующее

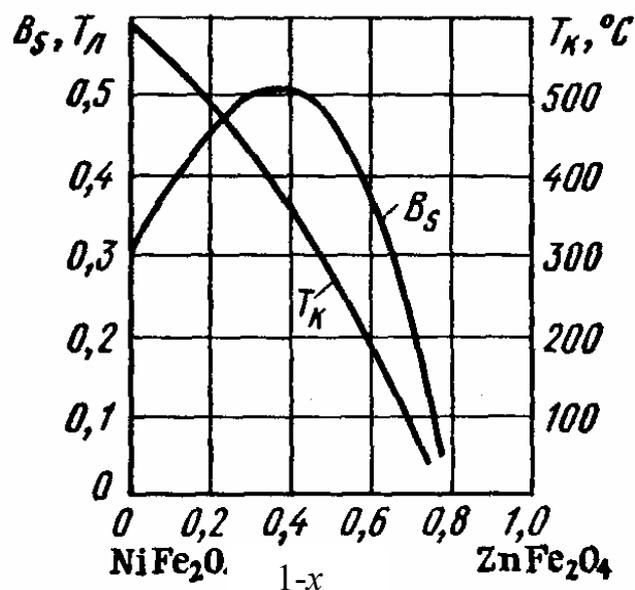


Рисунок 7.8 - Зависимость индукции насыщения $B_s(T = 20^\circ C)$ и температуры Кюри T_K от состава твердых растворов $NiFe_2O_4$ — $ZnFe_2O_4$

взаимодействие типа $B-O-B$, которое стремится вызвать антипараллельную ориентацию магнитных моментов катионов в B -подрешетке. Ослабление обменного взаимодействия между катионами при увеличении содержания немагнитного компонента приводит к уменьшению констант магнитной кристаллографической анизотропии и магнитострикции, благодаря чему облегчается перемагничивание ферромагнетика в слабых полях, то есть возрастает μ_H . Отсюда можно сделать вывод, что ферриты с высокой начальной магнитной проницаемостью должны обладать невысокой температурой Кюри. Аналогичные закономерности наблюдаются для марганец-цинковых ферритов.

Значения начальной магнитной проницаемости и коэрцитивной силы определяются не только составом материала, но и его структурой. Препятствиями, мешающими свободному перемещению доменных границ при воздействии на феррит слабого магнитного поля, являются микроскопические поры, включения побочных фаз, участки с дефектной кристаллической решеткой и др. Устранение этих структурных барьеров, затрудняющих процесс намагничивания, позволяет существенно повысить магнитную проницаемость материала. Большое влияние на значение μ_H ферритов оказывает размер кристаллических зерен. Марганец-цинковые ферриты с крупнозернистой структурой (со средним размером кристаллитов порядка 40 мкм) могут обладать начальной магнитной проницаемостью до 20000. Это значение μ_H близко к начальной магнитной проницаемости лучших марок пермаллоя.

Свойства ферритов могут быть лишь частично описаны всеми теми параметрами и характеристиками, которыми описываются низкочастотные ферромагнитные материалы (см. подраздел 6.3). В связи с тем, что ферриты предназначены для работы в условиях высоких частот и, как правило, при низких уровнях индукции, они характеризуются и другими параметрами, которые ниже будут выделены жирным курсивом.

Для ферритов, используемых в переменных полях, **кроме начальной магнитной проницаемости μ_H** важнейшей характеристикой является **тангенс угла магнитных потерь $tg\delta$** . Благодаря низкой проводимости составляющая потеря на вихревые токи в ферритах мала, и ею можно пренебречь. В слабых магнитных полях незначительными оказываются и потери на гистерезис (петлеобразность характеристики $B(H)$ слабо выражена). Поэтому значение $tg\delta$ в ферритах на высоких частотах в основном определяется магнитными потерями, обусловленными релаксационными и резонансными явлениями. При этом инерционность смещения доменных границ приводит не только к росту $tg\delta$, но и к снижению μ_H . Для оценки допустимого частотного диапазона, в котором может использоваться данный материал, вводят понятия **критической частоты $f_{кр}$** , или **граничной частоты $f_{гр}$** . Под $f_{гр}$ понимают такую частоту, при которой $tg\delta$, возрастая достигает

значения $0,1$, а под f_{ep} понимают такую частоту, при которой начальная магнитная проницаемость уменьшается до $0,7$ от ее значения в постоянном или низкочастотном магнитном поле (статического значения $\mu_{Hст}$). Как правило, $f_{кр} < f_{ep}$, но с практической точки зрения эти два параметра близки (одного порядка) и оба могут быть названы предельной частотой (рисунок 7.9). Для сравнительной оценки качества магнитомягких ферритов при заданных значениях H и f удобной характеристикой является **относительный тангенс угла потерь, $tg\delta/\mu_H$** .

У любого магнитного материала на зависимости $tg\delta(f)$ отсутствует низкочастотный гиперболический спад, характерный для диэлектриков (формально у диэлектриков $tg\delta(0)=\infty$) и связанный с потерями проводимости, что вполне очевидно, поскольку свободных магнитных зарядов в природе не существует.

Сравнение магнитных свойств ферритов, имеющих одинаковую начальную магнитную проницаемость показывает, что в области частот до 1 МГц марганец-цинковые ферриты имеют существенно меньший относительный тангенс угла потерь, чем никель-цинковые ферриты.

Это объясняется очень малыми потерями на гистерезис у марганец-цинковых ферритов в слабых полях. Дополнительным преимуществом высокопроницаемых марганец-цинковых ферритов является повышенная индукция насыщения и более высокая температура Кюри. В то же время никель-цинковые ферриты обладают более высоким удельным сопротивлением и лучшими частотными свойствами (большими предельными частотами).

Для ферритов, используемых в контурных катушках индуктивности, важнейшей характеристикой является зависимость μ_H от температуры. Соответственно, важнейшим параметром является **температурный коэффициент**

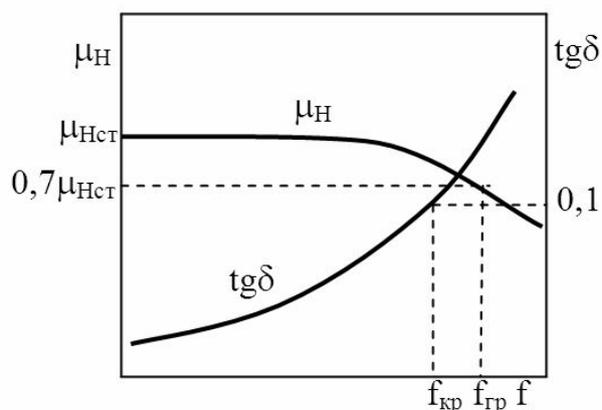


Рисунок 7.9- Пояснение к определению предельных частот для μ_H и $tg\delta$.

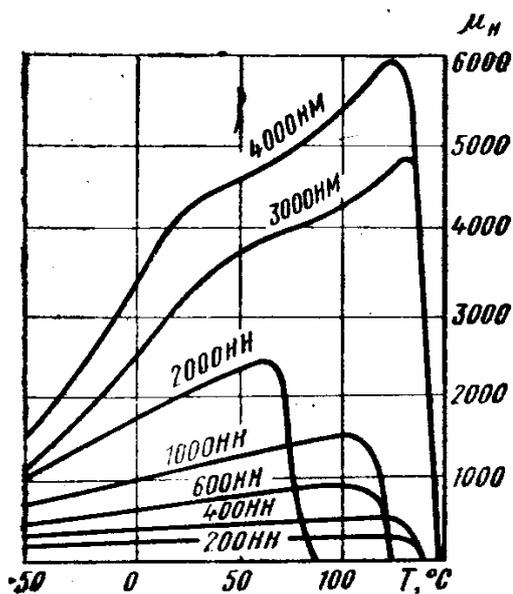


Рисунок 7.10 - Зависимость начальной магнитной проницаемости от температуры для марганец-цинковых и никель-цинковых

начальной магнитной проницаемости $TK\mu_H$. Аналогично вводятся температурные коэффициенты других магнитных величин (индукции насыщения, коэрцитивной силы и др.). Зависимость начальной магнитной проницаемости некоторых ферритов от температуры приведена на рисунке 7.10. Как видно из представленных здесь кривых, температурная стабильность магнитных свойств марганец-цинковых и никель-цинковых ферритов плохая. Значение μ_H повышается с ростом температуры до точки Кюри и затем резко падает. Зависимости $\mu_H(T)$ и их объяснение аналогичны зависимостям $\varepsilon(T)$ сегнетоэлектриков (см. пункт 5.1.3).

Для уменьшения $TK\mu_H$ используют технологические и конструктивные методы. Технологический метод состоит во введении небольших добавок некоторых веществ (например, CoO), что, как показали исследования, благоприятно действует на температурные свойства ферритов. Конструктивный метод заключается в создании в магнитной цепи воздушного зазора. При этом суммарный температурный коэффициент всей цепи уменьшается, но это сопровождается также падением магнитной проницаемости.

Наряду с $TK\mu_H$ для характеристики термостабильности ферритов пользуются **относительным температурным коэффициентом начальной магнитной проницаемости $\alpha_\mu = (TK\mu_H) / \mu_H$** . В первом приближении можно считать, что α_μ и μ уменьшаются пропорционально друг другу.

К недостаткам ферритов (по отношению к ферромагнетикам) следует отнести не только температурную, но и временную нестабильность магнитных свойств (старение). **Коэффициент начальной временной нестабильности K_t** магнитной проницаемости (или другой величины) аналогичен температурному коэффициенту, только относительное изменение величины делится не на разность температур, а на разность логарифмов времени измерения этой величины:

$$K_t = \frac{\mu_{t_2} - \mu_{t_1}}{\mu_{t_1}} \frac{1}{\lg(t_2/t_1)}. \quad (7.10)$$

Коэффициент K_t обычно дается для заданного промежутка времени.

Временную нестабильность магнитных свойств характеризуют также **относительной дезаккомодацией начальной магнитной проницаемости D_F** , определяемую по формуле (7.10) с тем отличием, что относительное изменение μ_H определяют после так называемой магнитной встряски (циклическое перемагничивание, магнитное импульсное воздействие и др.).

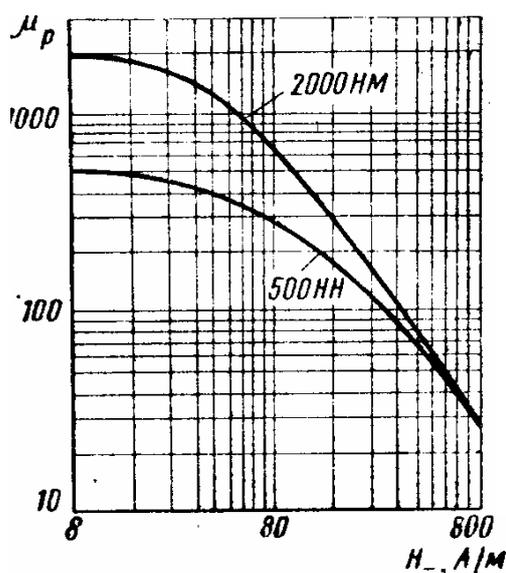
Ферриты характеризуются большой зависимостью **реверсивной магнитной проницаемости μ_r** (см. подраздел 6.3) от напряженности подмагничивающего поля H (рисунок 7.11,а). Благодаря незначительному действию вихревых токов зависимость $\mu_r(H)$ остается неизменной при изменении частоты сигнала в широком диапазоне частот. Это позволяет

применять ферриты, например, в схемах дистанционной настройки, перестраиваемых подмагничиванием, что для других магнитных материалов (металлических или магнитодиэлектриков) практически невозможно. В этом режиме работы кроме рабочих обмоток ферритовое кольцо содержит обмотку подмагничивания по которой пропускается постоянный ток значение которого определяет уровень поля подмагничивания (рисунок 7.11,б). Для магнитодиэлектриков зависимость $\mu_r(H)$ мало выражена.

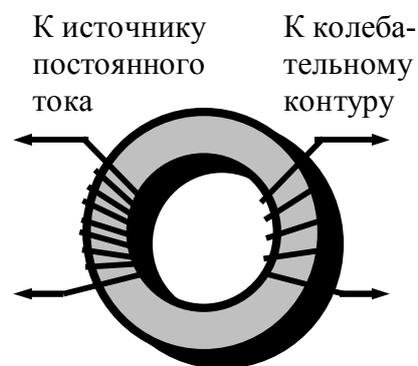
Как правило, зависимость $\mu_r(H)$ монотонно убывающая. Таким образом, реверсивную магнитную проницаемость можно изменять от максимального значения (равного начальной проницаемости $\mu_r(0) \equiv \mu_H$) до некоторого минимального значения $\mu_{r\text{мин}} \equiv \mu_r(H_{\text{макс}})$, измеренном при некоторой максимально допустимой напряженности поля. Поскольку резонансная частота контура, в которую включен индуктивный элемент с перестраиваемой частотой, обратно пропорциональна $\sqrt{\mu_H}$, свойства ферритов, используемых для перестройки частоты контуров, удобно характеризовать **коэффициентом перестройки частоты**:

$$K_f = \frac{f_{\text{рез макс}}}{f_{\text{рез мин}}} \equiv \frac{\sqrt{\mu_H}}{\sqrt{\mu_{r\text{мин}}}}. \quad (7.11)$$

Для некоторых марок ферритов наблюдается эффект **порогового высокочастотного поля** — необратимые изменения коэрцитивной силы при превышении высокочастотной составляющей напряженности поля некоторого значения $H_{\text{пор}}$. Пороговое высокочастотное поле является предельно допустимым параметром этих ферритов.



а)



б)

а – зависимость реверсивной магнитной проницаемости марганец-цинкового и никель-цинкового ферритов от напряженности подмагничивающего (постоянного) поля H при частоте 100 кГц и амплитуде 0,4 А/м.

б – реализация немеханического управления индуктивностью контура.

Рисунок 7.11

Электрические свойства. По электрическим свойствам ферриты относятся к классу полупроводников или даже диэлектриков. При рабочих частотах большее значение в части *потерь, связанных с электрическими явлениями* (при возникновении вихревой ЭДС), имеет не проводимость, а электрическая поляризация электронно-релаксационного типа. Она обусловлена процессами электронного обмена между ионами переменной валентности (в частности между ионами железа, которые могут быть двух- и трехвалентными). При повышении температуры увеличивается вероятность перескока электронов между ионами переменной валентности. Среди многих факторов, влияющих на эффективное электрическое сопротивление ферритов (с учетом токов смещения), основным является концентрация в них ионов двухвалентного железа Fe^{2+} . Под влиянием теплового движения слабосвязанные электроны перескакивают от ионов железа Fe^{2+} к ионам Fe^{3+} и понижают валентность последних. У ферритов-шпинелей энергия активации электропроводности обычно лежит в пределах от 0,1 до 0,5 эВ. Наибольшей концентрацией ионов двухвалентного железа и, соответственно, наименьшим удельным сопротивлением обладает магнетит Fe_3O_4 (феррит железа), у которого $\rho = 5 \cdot 10^5$ Ом·м. В то же время в феррогранатах концентрация ионов Fe^{2+} мала, потому их удельное сопротивление может достигать высоких значений (до 10^9 Ом·м).

Для ферритов характерна относительно большая диэлектрическая проницаемость ($\epsilon_{ст} > 100—1000$), которая зависит от частоты и состава материала. С повышением частоты диэлектрическая проницаемость ϵ ферритов падает. Наиболее высокое значение ϵ присуще марганец-цинковым ферритам, у которых она достигает тысяч единиц.

7.6.3 Применение ферритов

Магнитомягкие ферриты используют при изготовлении сердечников различных трансформаторов, катушек индуктивности, фильтров, резонансно-колебательных контуров, магнитных антенн, статоров и роторов высокочастотных моторчиков, деталей отклоняющих систем телевизионной аппаратуры, индуктивных линий задержки и других радиокомпонентов. Все это относится к высокочастотной и импульсной технике. В постоянных полях

и полях промышленной частоты магнитомягкие ферриты, как правило, не применяют.

Для передачи переменных магнитных потоков применяют никель-цинковые и марганец-цинковые, а также, особенно в области высоких частот, литий-цинковые, свинцово-никелевые и другие ферриты.

Ферриты по сравнению с металлическими магнитными материалами обладают низкой индукцией насыщения (в силу частичной компенсации магнитных моментов и их "разреженности" в матрице оксида), поэтому в сильных полях применять их не выгодно. Однако в переменных полях высокой частоты ферриты благодаря отсутствию размагничивающего действия вихревых токов могут иметь более высокую индукцию, чем металлические материалы. Магнитомягкие ферриты с начальной магнитной проницаемостью 400—20000 в слабых полях во многих случаях эффективно заменяют листовые ферромагнитные материалы — пермаллой и электротехническую сталь. В средних и сильных магнитных полях замена листовых ферромагнетиков ферритами нецелесообразна, поскольку у ферритов меньше индукция насыщения.

Некоторые наиболее распространенные изделия из ферритов показаны на рисунке 7.12. Ферритовые магнитопроводы бывают либо монолитными (в виде единого тела, например, кольцевой сердечник), либо составными — из двух хорошо приточенных друг к другу частей, например, Ш-образных, П-образных, чашеобразных. Составные магнитопроводы распространены шире монолитных, так как намотка провода на замкнутые сердечники вызывает определенные трудности. Некоторые магнитопроводы выполнены в виде стержней, на их основе создаются, например, магнитные антенны. Часто применяют ферритовые сердечники с разомкнутой магнитной цепью. В качестве примера незамкнутого магнитопровода (с зазором) на рисунке 7.12, б показана конструкция составного сердечника закрытого (броневое) типа с регулируемым зазором. Он состоит из двух одинаковых чашек и стержня-подстроечника, входящего в центральное отверстие. Перемещением подстроечника можно регулировать добротность, магнитную проницаемость магнитопровода и, соответственно, индуктивность катушки.

Монокристаллы магнитомягких ферритов находят довольно широкое применение при изготовлении магнитных головок записи и воспроизведения сигналов звукового и видеодиапазонов в магнитофонах. По сравнению с металлическими ферритовые головки обладают высоким удельным сопротивлением (что важно для уменьшения потерь) и большей твердостью. Из-за высокой скорости движения магнитной ленты при видеозаписи к материалу головки предъявляются повышенные требования в отношении износоустойчивости. Конструкция головки для магнитной записи показана на рисунке 7.12, в. Сердечник головки состоит из двух половин, склеенных стеклом, между которыми создается рабочий зазор. Такие сердечники

изготавливают из монокристаллов марганец-цинковых ферритов, выращиваемых газопламенным методом.

О других типах ферритов более специализированного назначения будет дана некоторая информация в последующих разделах.

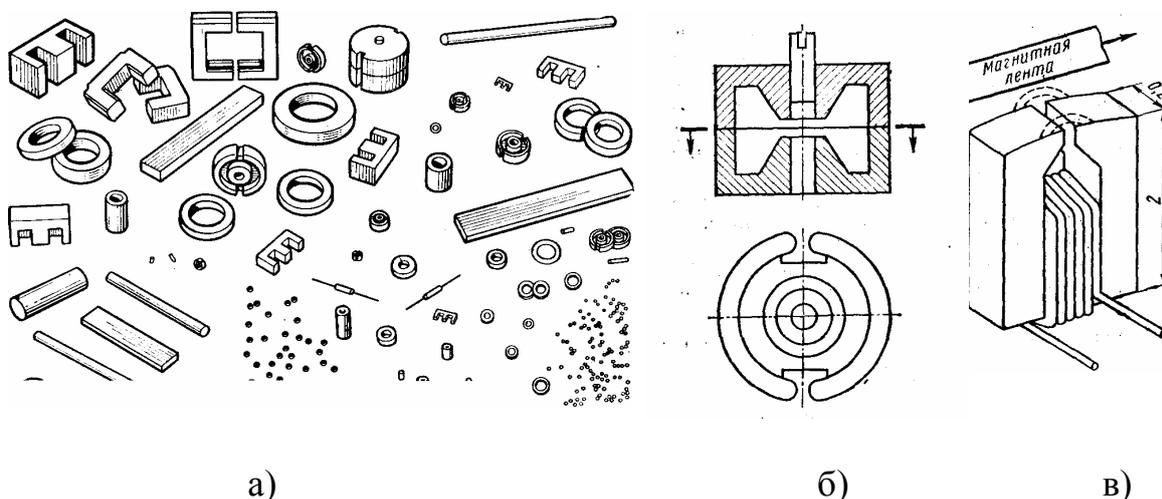


Рисунок 7.12 - Изделия из ферритов (а), в том числе броневой сердечник (б) и магнитная головка (в)

7.6.4 Маркировка магнитомягких НЧ- и ВЧ-ферритов

Наиболее распространенная маркировка магнитомягких ферритов состоит из минимум трех позиций.

1) Численное значение магнитной проницаемости, как правило, начальной (или другой, если в маркировке имеется четвертая позиция, указывающая на специальные свойства, см. ниже)

2) Буква, определяющая рабочий частотный диапазон. Буква "Н" (низкочастотный) соответствует значениям $f_{кр} < 50$ МГц, а буква "В" (высокочастотный) – значениям $f_{кр} > 50$ МГц.

3) Буква, означающие состав материала: "М" – марганец-цинковый феррит, "Н" – никель-цинковый и др.

4) Буква, характеризующая специальные свойства: "И" – импульсный; "П" – с подмагничиванием; "С" – термостабильный; "Т" – механически твердый (для магнитных головок) и др.

5) Другие буквенные обозначения. например, "А"- анизотропный (текстурированный).

Для ферритов специального назначения приняты другие типы маркировок. Числа, стоящие в первой позиции могут означать величины, связанные с рабочей характеристикой этих ферритов.

8 МАГНИТОТВЕРДЫЕ МАТЕРИАЛЫ

8.1 Классификация магнитотвердых материалов

Уже говорилось о том, что для получения магнитомягких материалов, то есть материалов с низкой коэрцитивной силой, требуется создание условий, при которых материал получается наиболее однородным по своей структуре с наименьшим количеством дефектов. При получении магнитотвердых материалов (МТМ) ставится обратная задача — создание неоднородных структур, включающих в себя несколько фаз. Эта задача является сложной, так как при этом требуется удовлетворить многим требованиям. В частности, МТМ должны иметь высокую коэрцитивную силу при достаточно высокой индукции. При этом немаловажным является сама форма основной их характеристики — *кривой размагничивания* (см. подраздел 6.6) с показателем ее качества — *коэффициентом выпуклости*. Очень важным является стабильность намагниченного состояния. Наконец, как показано в подразделе 6.6, свойства МТМ определяют оптимальную форму тел, которые из них изготавливаются.

Существуют несколько классификаций МТМ. По способу получения МТМ подразделяются на *литые* и *порошковые*. По химическому составу их делят на материалы на основе: 1) железа; 2) сплавов Fe—Ni—Al; 3) благородных металлов; 4) редкоземельных элементов; 5) медно-никелевых сплавов; 6) кобальт-ванадиевых сплавов; 7) ферритов. По физическому состоянию МТМ бывают твердые, пластически деформируемые, эластичные и в виде порошка (наполнителя). По магнитным параметрам, важнейшими из которых являются коэрцитивная сила (H_c) и максимальная удельная магнитная энергия (w_{\max}), МТМ делятся на следующие классы:

- 1) МТМ с умеренными значениями H_c и w_{\max} ;
- 2) МТМ с повышенными значениями H_c и w_{\max} ;
- 3) МТМ с большими значениями H_c и повышенными значениями w_{\max} ;
- 4) МТМ с большими значениями H_c и w_{\max} ;
- 5) МТМ с наибольшими значениями H_c и w_{\max} ;

Рассмотрим более подробно каждый из представленных классов

8.2 МТМ с умеренными значениями H_c (4 – 40 кА/м) и w_{\max} (1 – 4 кДж/м³)

К данной категории относятся, так называемые, *мартенситные стали*. Мартенситом называют особый вид микроструктуры стали, получаемый при ее закалке. Образование мартенсита сопровождается значительными объемными изменениями, созданием больших внутренних напряжений

решетки и возникновением относительно больших значений коэрцитивной силы (4 — 40 кА/м). Исследования показали, что оптимальные магнитные свойства можно получить в том случае, если в структуру, кроме мартенсита, входят высокодисперсные карбиды. Такое состояние, условно названное дисперсионным твердением мартенсита, обеспечивается специальной термообработкой, при которой не все карбиды переходят в твердый раствор и часть их выделяется в высокодисперсном виде. В мартенсите отдельные фазы феррита (Fe_3O_4), цементита (Fe_3C) и углерода (которые вредны для магнитомягких электротехнических сталей!) образуют пластинчатую структуру. Это также способствует увеличению коэрцитивной силы. Качество термообработки, ее режимы в значительной степени определяют магнитные свойства материала. Это объясняется процессами, возникающими в карбидной фазе стали. Стали для постоянных магнитов обычно легируют элементами *Cr*, *Co*, *W* для оптимизации их свойств.

Мартенситные стали начали применять раньше всех других материалов для постоянных магнитов. В настоящее время их используют сравнительно мало ввиду низких магнитных свойств. Однако полностью от них не отказываются, потому что они дешевы и допускают механическую обработку на металлорежущих станках.

8.3 МТМ с повышенными значениями H_c (10 – 200 кА/м) и w_{\max} (10 – 40 кДж/м³)

К этой группе относятся широко используемые литые сплавы систем *Fe—Ni—Al* и *Fe—Ni—Co—Al*, модифицированные различными добавками. Они являются активными элементами многих приборов и характеризуются оптимальным соотношением между магнитными свойствами и стоимостью производства. Высококоэрцитивное состояние этих сплавов обусловлено их *дисперсионным распадом* на две фазы при охлаждении до определенной температуры. В системе *Fe—Ni—Al* одна из фаз, образующихся в результате распада твердого раствора, по составу близка к чистому железу (β —фаза) и является сильномагнитной; ее выделения имеют форму пластинок или стержней однодоменной толщины. Другая фаза состоит почти полностью из никеля и алюминия и оказывается слабомагнитной (β_2 —фаза). Таким образом, получается композиция из немагнитной матрицы и однодоменных магнитных включений. Материалы, имеющие такую структуру, намагничиваются в основном за счет процессов вращения магнитных моментов доменов, — образование доменных границ и их перемещение при таких размерах магнитных областей оказывается энергетически невыгодным. В итоге, процессы намагничивания и размагничивания сопровождаются большим обменом энергии между внешним и внутренним магнитным полем. В тройной системе *Fe—Ni—Al* наибольшей удельной магнитной энергией

обладают сплавы, содержащие около 28% Ni и 14% Al (по массе), что приблизительно соответствует интерметаллическому соединению Fe_2NiAl . Однако без легирующих элементов эти сплавы практически не применяют. Распространенными легирующими добавками являются кобальт, медь, титан и ниобий. Они улучшают магнитные свойства и обеспечивают технологическую воспроизводимость.

Магнитные свойства МТМ во многом зависят от кристаллографической и магнитной текстур. *Магнитная текстура* высококоэрцитивных сплавов создается путем их охлаждения в сильном магнитном поле. При этом достигается упорядоченное расположение пластинчатых выделений сильномагнитной фазы, которые своими осями легкого намагничивания ориентируются в направлении поля. Такое магнитное текстурирование оказывается эффективным лишь для сплавов с высоким содержанием кобальта. *Кристаллическую текстуру* создают, используя особые условия отвода тепла от расплава. Сочетание кристаллической и магнитной текстур позволяет улучшить все параметры магнитотвердого материала (B_r , H_c , η). Бескобальтовые сплавы (ЮНД) наиболее дешевые. Текстурированные сплавы, содержащие кобальт (ЮНДК), применяют в тех случаях, когда требуются повышенные свойства (H_c , W_{max}).

Недостатком сплавов типа $Fe-Ni-Al$ и $Fe-Ni-Al-Co$ является их хрупкость и плохая обрабатываемость.

8.4 МТМ с большими значениями H_c (100 – 300 кА/м) и повышенными значениями w_{max} (4 – 20 кДж/м³)

К этому классу МТМ относятся материалы, обладающие большими значениями коэрцитивной силы, но относительно малыми значениями остаточной индукции. Это — магнитотвердые ферриты. При таких соотношениях H_c и w_{max} *размагничивающий фактор*, обеспечивающий максимальную энергию, относительно велик, поэтому эти материалы используют для изготовления магнитов с малым отношением длины l к характерным размерам поперечного сечения d вдоль намагниченности (шайбы, диски); оптимальное отношение, как правило, $l/d = 0,2—0,5$. Из магнитотвердых ферритов наиболее известны бариевый феррит $BaO \cdot 6Fe_2O_3$, кобальтовый феррит $CoO \cdot Fe_2O_3$ и стронциевый феррит $SrO \cdot 6Fe_2O_3$. В отличие от магнитомягких ферритов бариевый и стронциевый ферриты имеют не кубическую, а гексагональную кристаллическую решетку с одноосной анизотропией. Наличие одноосной анизотропии в сочетании с текстурированием в процессе производства (выдержка в поле с напряженностью 600—800 кА/м) и мелкозернистой структурой обеспечивает высокую коэрцитивную силу. Удельное сопротивление ферритов $10^3—10^7$ Ом·м, поэтому, в отличие от металлических магнитотвер-

дых сплавов их можно использовать в цепях высокой частоты. По стоимости они дешевле магнитов из сплавов типа ЮНДК. Бариевые магниты обладают наибольшими из данной группы магнитными параметрами. К недостаткам бариевых магнитов следует отнести низкую механическую прочность, большую хрупкость, сильную зависимость магнитных свойств от температуры. Кроме того, они обнаруживают необратимое изменение магнитных свойств после охлаждения от комнатной до низких температур (-60°C) (температурный гистерезис). Стронциевые магниты во многом подобны бариевым, но обладают лучшей стабильностью свойств и технологической воспроизводимостью. Кобальтовый феррит имеет обычную для ферритов структуру шпинели, однако в процессе термомагнитной обработки он обретает одноосную анизотропию. Кобальтовые магниты характеризуются большей температурной стабильностью по сравнению с бариевыми, однако уступают им по значению максимальной энергии и стоимость их выше.

8.5 МТМ с большими значениями H_c (200–700 кА/м) и w_{\max} (50 – 120 кДж/м³)

К этой группе МТМ относятся *платино-кобальтовые сплавы и сплавы на основе редкоземельных элементов (РЗЭ)* — интерметаллические соединения кобальта, железа, циркония с редкоземельными металлами: церием, самарием, празеодимом, лантаном, а также иттрием.

Магнитотвердые материалы на основе РЗЭ являются весьма распространенными. Наибольший интерес представляют интерметаллические соединения типа RCo_5 и R_2Co_{17} , где R — редкоземельный элемент (чаще — самарий), или группа редкоземельных элементов (например, $\text{Sm}_{0,5}\text{Pr}_{0,5}\text{Co}_5$). Указанные соединения имеют гексагональную структуру, им присуща сильная магнитная кристаллографическая анизотропия и высокая температура Кюри, которая лишь на $200\text{—}400^{\circ}\text{C}$ ниже T_K чистого кобальта и мало зависит от вида РЗЭ. Наиболее высокая намагниченность насыщения наблюдается у соединений кобальта с элементами первой половины ряда лантаноидов, то есть с "наименее магнитными" РЗЭ или даже совсем "немагнитными", такими, как лантан или иттрий. Этот факт является следствием ферримагнитного упорядочения спинов атомов РЗЭ и атомов Co в соединениях рассматриваемого ряда. При остывании сплава до температуры ниже некоторого критического значения соединения RCo_5 распадаются на две фазы. Нарушения фазовой однородности являются одной из причин появления высокой коэрцитивной силы в материале (как и в случае материалов, рассмотренных выше).

Существует три направления в технологии получения этих материалов:

1) холодное прессование порошка сплава RCo_5 ;

- 2) спекание брикетов из порошков в присутствии жидкой фазы;
- 3) литые сплавы, в которых кобальт частично замещен медью и железом.

Наиболее распространенным способом получения магнитов является второй способ. Например, магниты на основе SmCo_5 спекают при температуре порядка 1100°C ; жидкая фаза образуется за счет плавления сплава ($\text{Sm} + \text{Co}$), добавляемого в определенных пропорциях в состав порошковой композиции. В виду значительной химической активности редкоземельных металлов, выплавку проводят в инертных газах (гелий, аргон) с применением четырех-пятикратного переплава. Состав и, соответственно, параметры магнитов весьма критичны к режимам отжига.

8.6 МТМ с наибольшими значениями H_c (до 1600 кА/м) и w_{\max} (до 200 кДж/м³)

Магнитотвердые материалы с наибольшей коэрцитивной силой разработаны на основе сплавов типа $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$. Магнитные свойства в значительной степени определяются строением фазы. Теоретический предел w_{\max} для $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ равен 255 кДж/м³.

Разработаны два метода получения постоянных магнитов из соединений неодим—железо—бор: 1) скоростная закалка и 2) спекание порошков.

При скоростной закалке расплав выливают на поверхность быстро вращающегося диска. Скорость охлаждения при этом достигает 10^6 град/с. Следующая операция — прокатка при оптимальной скорости 19 м/с. Микроструктура при этом получается в виде сферических зерен $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ диаметром 20—100 микрометров. Значение w_{\max} при этом 100 кДж/м³. Массивные магниты получают спрессовыванием полученного материала, при этом достигают w_{\max} до 160 кДж/м³.

Однако основным методом получения магнитов из сплавов типа неодим—железо—бор является порошковый. При этом достигнуто значение $w_{\max} = 200$ кДж/м³. Технологические операции в этом случае аналогичны операциям, применяемым для получения RCo-магнитов. Порошок получают механическим измельчением с размером частиц около 3 мкм. Текстурирование производят в магнитном поле 800 кА/м при прессовании под давлением 200 МПа перпендикулярно направлению магнитной текстуры. Брикет спекают при температуре ~ 1380 К около 1 часа с последующим быстрым охлаждением. Применяют также другие методы изготовления порошков, в частности *восстановление из оксидов*.

Коэрцитивная сила рассматриваемых материалов определяется закреплением доменных границ на границах зерен. Зарождение доменов с обратной намагниченностью также происходит на границах зерен.

Недостатком NdFeB-магнитов является их низкая температурная стабильность, которая в четыре раза хуже, чем у Sm—Co-магнитов. В значительной степени это связано с низкой температурой Кюри $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ (585

К вместо 1020 К у SmCo_5 и 1200 К у $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$). Некоторое повышение температуры достигается присадкой в NdFeB кобальта, но при этом уменьшается коэрцитивная сила. Температурная стабильность и коэрцитивная сила одновременно могут быть увеличены присадкой тяжелых РЗЭ — диспрозия или тербия. Коэрцитивная сила может быть повышена также частичным замещением железа алюминием или молибденом. Другой способ повышения температурной стабильности магнитных свойств магнитов, изготавливаемых на основе сплавов NdFeB , состоит в замещении части железа на кобальт, повышающий температуру Кюри.

8.7 Прочие материалы для постоянных магнитов

Кроме рассмотренных, наиболее широко используемых материалов для постоянных магнитов, применяют *пластически деформируемые сплавы, сплавы на основе благородных металлов, эластичные магниты, материалы для магнитных лент, сплавы на основе микропорошков* и др.

Пластически деформируемые сплавы обладают хорошими свойствами в отношении механической обработки, что не является типичным для большинства МТМ. Они хорошо штампуются, режутся ножницами, обрабатываются на всех металлорежущих станках. Из пластически деформируемых сплавов можно изготовить ленты, пластины, листы, проволоку. В отдельных случаях (при изготовлении мелких магнитов сложной конфигурации) целесообразно применение металллокерамической технологии. Марок пластически деформируемых сплавов много. Наиболее распространенными являются сплавы кунифе (Cu-Ni-Fe), кунико (Cu-Ni-Co) и викаллоу (Fe-Co-V).

Сплав кунифе в зависимости от химического состава имеет разные названия и свойства. Чаще других используют сплав кунифе-1 (магнетофлекс), состоящий из 60% Cu, 20% Ni, 20% Fe. Сплавы кунифе анизотропны, намагничиваются в направлении прокатки, часто применяются в виде проволоки малой толщины, а также штамповок.

Сплавы кунико изотропны. Ввиду большого значения H_c и относительно малого B_r их применяют для изготовления магнитов сложной конфигурации в разомкнутых цепях.

Викаллоем называют сплавы, содержащие около 50% Co, 4—15% V, остальное Fe. В зависимости от химического состава, термической и механической обработки свойства этих сплавов меняются в очень широких пределах, приближаясь в ряде случаев по значению w_{max} к сплаву ЮНДК24. Основной недостаток этих сплавов — высокая стоимость. Викаллоу применяют для изготовления очень мелких магнитов, в виде высокопрочной магнитной ленты или проволоки.

Эластичными свойствами обладают также некоторые сплавы Fe-Cr-Co, которые подвергаются горячей и холодной пластической деформации.

К *сплавам на основе благородных металлов* относятся сплавы (Ag-Mn-Al) (сильманал), сплавы платины с железом (77,8% Pt, 22,2% Fe), платины с кобальтом (76,7% Pt, 23,3% Co). Материалы этой группы, особенно платиновые, отличаются очень высокой стоимостью, поэтому их применяют только для изготовления сверхминиатюрных магнитов массой в несколько миллиграммов. При изготовлении магнитов из всех сплавов этой группы широко используют металлокерамическую технологию.

Сплавы на основе благородных металлов характеризуются очень высокими значениями коэрцитивной силы (для сплава сильманал $iH_c=480$ кА/м) при очень низких значениях B_r и w_{max} (у сплава сильманал $B_r \approx 0,052$ Тл, $w_{max} \approx 0,3$ кДж/м³, что приблизительно в 10 раз меньше, чем у самого дешевого сплава Fe-Ni-Al. Это обуславливает стабильность магнитов из этих материалов. Их используют в точных электроизмерительных приборах с подвижными магнитами в качестве "магнитных пружинок" и т. п.

Эластичные магниты — это магниты на резиновой основе. Их можно изготовить любой формы, которую допускает технология резины — в виде шнуров, длинных полос, листов, трубок и т. п. Такой материал легко режется ножницами, штампуются, сгибается, скручивается. Известно применение "магнитной резины" в качестве листов магнитной памяти, магнитов для отклоняющих систем в телевидении, корректирующих магнитов, электромагнитных реле и др. Эластичные магниты изготавливают из мелкого порошка магнитотвердого материала (наполнитель) и резиновой основы. В качестве наполнителя наиболее часто используют феррит бария либо сплавы R-Co. Эластичные магниты на основе феррита бария характеризуются следующими средними параметрами: $B_r=0,145$ Тл; $H_c=33$ кА/м; $iH_c=195$ кА/м; $w_{max}=2$ кДж/м³.

Магниты из микропорошков Mn-Bi, Fe и Fe-Co. Технология производства магнитов из микропорошков *Mn-Bi* заключается в следующем. Механическим дроблением марганец-висмутового сплава (23% Mn и 77% Bi) получают частицы однодоменных размеров (5—8 мкм). Затем порошок пропускают через магнитный сепаратор, который отделяет ферромагнитную фазу *Mn-Bi* от немагнитных частиц марганца и висмута. Прессовку порошка *Mn-Bi* производят при температуре около 300°C в магнитном поле напряженностью приблизительно 1600 кА/м, которое создает одинаковую ориентацию осей легкого намагничивания отдельных частиц. Магнитные свойства порошка *Mn-Bi* соответствуют свойствам лучших металлических материалов для постоянных магнитов. Особенно большое значение имеет коэрцитивная сила (iH_c до 480 кА/м). Однако эти свойства сохраняются только при температурах не ниже 20°C. При понижении температуры свойства быстро ухудшаются (для восстановления необходимо повторное намагничивание), что существенно ограничивает применение этих материалов.

9 МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ СПЕЦИАЛЬНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

9.1 Термомагнитные материалы

Термомагнитными называют материалы с сильной зависимостью магнитной индукции насыщения от температуры в определенном интервале температур (в большинстве случаев приблизительно $-60 \text{ — } +60^\circ \text{C}$).

Термомагнитные материалы используют:

- в качестве магнитных шунтов или магнитных добавочных сопротивлений (терморегулирование магнитных потоков);
- в качестве датчиков в индукционных печах для поддержания заданной температуры;
- в виде сердечников термореле, момент срабатывания которых зависит от температуры.

К термомагнитным материалам предъявляют следующие специальные требования:

- 1) Крутой ход термомагнитной характеристики $B=f(T)$ при $H=const$, то есть высокий коэффициент чувствительности $\alpha = \partial B/\partial T$.
- 2) Большое значение индукции насыщения, что уменьшает необходимую площадь поперечного сечения термоэлементов;
- 3) Малые значения напряженности поля, необходимые для насыщения;
- 4) Определенная форма термомагнитной характеристики, соответствующая задаче (линейная, гиперболическая, параболическая и т. д.);
- 5) Высокая воспроизводимость характеристик.

Термомагнитные материалы могут быть либо однородными сплавами, либо многослойными материалами. Поскольку наибольшая зависимость индукции от температуры для ферромагнетиков наблюдается в области, близкой к точке Кюри, то последняя для термомагнитных сплавов должна находиться вблизи от рабочих (комнатных) температур. Из ферромагнитных материалов-элементов лучше всего этому соответствует никель ($T_K=350^\circ\text{C}$). Материалы с еще более низкой точкой Кюри могут быть получены введением в никель немагнитных присадок. К термомагнитным сплавам относятся Ni-Fe-Cr (компенсаторы), Ni-Cu (кальмаллои), Ni-Fe (термаллои).

Наибольшее применение имеют компенсаторы. Преимуществами компенсаторов являются обратимость свойств в диапазоне изменения температур $\pm 70^\circ\text{C}$, удовлетворительная воспроизводимость характеристик, хорошая механическая обрабатываемость. Чувствительность компенсаторов $\sim 10^{-2}$ Тл/К. Кальмаллои обладают сравнительно малой индукцией, поэтому магнитные шунты из этих сплавов должны иметь большое сечение. Термаллои имеют плохую технологическую воспроизводимость характеристик. Термомагнитные сплавы изготавливают в виде горячекатаных

или кованных прутков диаметром 10—80 мм без окончательной термической обработки.

Многослойные термомагнитные материалы получают при совместной прокатке листов или полос из термомагнитных сплавов различного химического состава, то есть с различными термомагнитными свойствами. Подбирая соответствующим образом исходные сплавы и толщину полос, можно получить материалы с наперед заданными свойствами. Преимуществами композиционных материалов являются возможность расчета их свойств и разнообразие их характеристик, однотипность технологии производства, достижение насыщения в слабых полях.

Роль термомагнитных материалов могут выполнять некоторые ферриты с низкой температурой Кюри ($<100^{\circ}\text{C}$). Основные недостатки этой группы материалов состоят в малой индукции насыщения и плохой воспроизводимости свойств.

9.2 Магнитострикционные материалы

Магнитострикция (МС) - явление деформации магнитного материала при воздействии на него магнитного поля.

Теоретически, магнитострикцией обладает любой магнитный материал. Однако это явление в разных материалах проявляется в разной степени. Для магнитомягких материалов, предназначенных для пропускания переменных магнитных потоков она играет отрицательную роль, так как механические напряжения, сопутствующие МС, тормозят движение доменных границ и увеличивают магнитные потери. Аномально высокие значения магнитной проницаемости некоторых марок пермаллоя (до 10^6 и более) объясняется тем, что в них МС сведена практически к нулю.

МС имеет непосредственное техническое применение в магнитострикционных генераторах звуковых и ультразвуковых колебаний. Такие вибраторы используют в технологических установках по обработке ультразвуком (механическая обработка хрупких и твердых материалов, обезжиривание и др.), в эхолотах, дефектоскопах, а также в некоторых радиотехнических схемах и устройствах (взамен пьезоэлектриков для стабилизации частоты, в электромеханических фильтрах и т. д.).

Поскольку относительная деформация материала в статическом поле определяется величиной индукции, которая ограничена значением насыщения, то имеется и предельное статическое значение относительной деформации (рисунок 9.1, а), называемое *коэффициентом магнитострикции* $\lambda_s = \Delta l_s / l$ (где l — длина стержня из магнитного материала при отсутствии поля, Δl_s —изменение длины под действием поля в условиях насыщения индукции). Это - главный параметр магнитострикционных материалов (МСМ).

Коэффициент магнитострикции для различных МСМ может быть как отрицательным, так и положительным. У сплавов Pt–Fe, Co–Fe, Al–Fe, Al–Ni–Co–V он положителен (растягивающая деформация), у никеля и никелевых ферритов он отрицателен (деформация сжатия).

К МСМ предъявляются следующие требования (в скобках даны требования, непосредственно связанные с указанными).

- 1) Высокие значения λ_s (высокие амплитуды колебаний).
- 2) Высокая крутизна зависимости $\Delta l/l = \lambda(H)$ (быстрый выход на режим насыщения, при малых значениях напряженности возбуждающего поля).
- 3) Малые магнитные потери (малые значения коэрцитивной силы, большие удельные сопротивления).
- 3) Высокая механическая прочность (устойчивость к деформациям).
- 4) Коррозионная стойкость (долговечность при работе в воде в составе эхолотаторов).
- 5) Относительно низкая стоимость.

Наибольшей магнитострикцией ($\lambda_s > +10^{-4}$) обладает сплав 54%Pt 46%Fe, однако его применение в технике ограничено из-за высокой стоимости. Редко применяют также железокобальтовые сплавы (*пермендюры*), что объясняется их малой коррозионной стойкостью и большой стоимостью.

Наиболее широко в качестве магнитострикционных материалов применяют никель, никель-кобальтовые ферриты и реже железоалюминиевый сплав *алфер*.

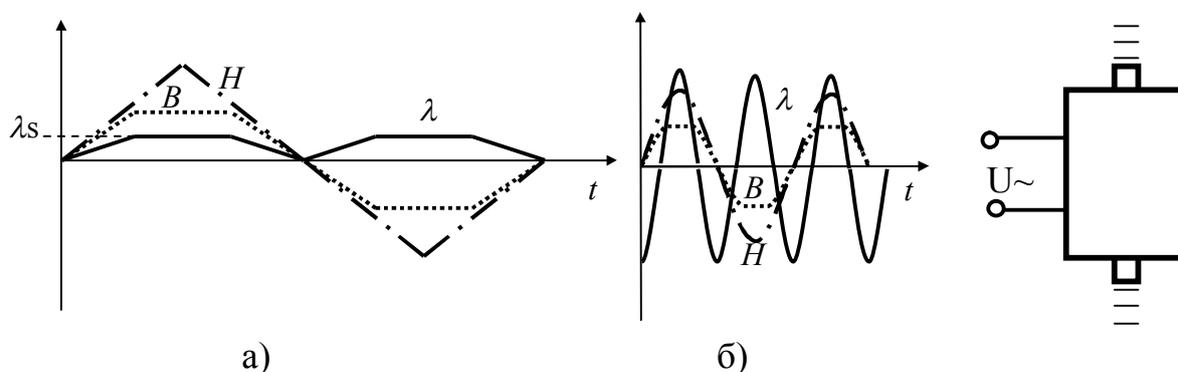


Рисунок 9.1 - Изменение относительной деформации МСМ при воздействии медленно изменяющегося (статического) магнитного поля (а) и поля с частотой резонанса (б).

Никель имеет относительно большой отрицательный коэффициент магнитострикции $\lambda_s = -3,5 \cdot 10^{-5}$. Обычно применяют никель толщиной 0,1 мм в виде жесткой неотожженной ленты. После вырубki, пластины оксидируют нагреванием на воздухе до 800°C в течение 15—25 мин. Образованная таким образом оксидная пленка служит для электрической изоляции пластин при сборке пакета.

В силу своей хрупкости *магнотриксционные ферриты* реже используются как излучатели звуковых волн. Более широкое применение они нашли в прецизионных фильтрах, поскольку низкие магнитные потери в ферритах обуславливают высокую добротность устройства. Чаще используют никелевые ферриты с различными присадками (кобальт, медь и др.).

Значения предельной статической деформации весьма невелики, поэтому МСМ эксплуатируются, как правило, в режиме резонанса. Поскольку МС— эффект четный (знак деформации не зависит от направления поля), размеры и форма МС соответствуют частоте механического резонанса, в два раза большей частоты возбуждения сердечника (рисунок 9.1, б). При этом, относительная амплитуда колебаний может превосходить значения λ_s на несколько порядков.

9.3 Магнитные материалы с прямоугольной петлей гистерезиса

Магнитные материалы с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ) находят применение в устройствах автоматики, вычислительной техники, в аппаратуре связи. Сердечники из материала с ППГ имеют, фактически, два устойчивых магнитных состояния, соответствующих различным направлениям остаточной магнитной индукции. Именно благодаря этой особенности их можно использовать в качестве элементов для хранения и переработки двоичной информации. Запись и считывание информации осуществляются переключением сердечника из одного магнитного состояния в другое с помощью импульсов тока, создающих требуемую напряженность магнитного поля.

Основным параметром рассматриваемых материалов является *коэффициент прямоугольности* петли гистерезиса, представляющий собой отношение остаточной индукции, к индукции насыщения

$$K_{\Pi} = B_r/B_s. \quad (9.1)$$

Для определенности B_s измеряют при напряженности $H = 5H_c$. Желательно, чтобы K_{Π} был возможно ближе к единице. Типичные значения для материалов с ППГ $K_{\Pi} \sim 0,85—0,95$. Кроме того, материалы с ППГ должны обеспечивать малое время перемагничивания.

В качестве материалов с ППГ используются как ферро- так и ферромагнетики. *Ферриты* с ППГ в практике распространены шире, — технология изготовления из них сердечников наиболее проста и экономична. Прямоугольность петли реализуется при выборе определенного химического состава и условий спекания феррита, а не является результатом какой-либо специальной обработки материала, приводящей к образованию текстуры. Из

ферритов с ППГ наиболее широкое применение находят феррошпинели *Li-Na*, *Mg-Mn-Ca*, *Li-Mg-Mn* и *Mg-Mn-Zn-Ca*. Установлено, что прямоугольная петля гистерезиса характерна для материалов с достаточно сильной магнитной кристаллографической анизотропией и слабо выраженной магнитострикцией. В этом случае процессы перемагничивания происходят главным образом за счет смещения доменных границ. Сохранение большой остаточной намагниченности после снятия внешнего поля объясняется локализацией доменных границ на микронеоднородностях структуры. Такими неоднородностями могут быть области с разной степенью обращенности шпинели, вакансии и связанные с ними комплексы, междоузельные атомы и др.

В зависимости от особенности устройств, в которых применяются ферриты с ППГ, требования, предъявляемые к ним, могут существенно различаться. Так, ферриты, предназначенные для коммутационных и логических элементов схем автоматического управления, должны иметь малую коэрцитивную силу (10—20 А/м). Наоборот, материалы, используемые в устройствах хранения дискретной информации, должны иметь повышенное значение H_c (100—300 А/м). Существенный недостаток ферритов с ППГ - температурная нестабильность в отношении коэрцитивной силы, остаточной индукции и коэффициента прямоугольности.

Ленточные микронные сердечники из *низконикелевых пермаллоев* имеют лучшие магнитные свойства по сравнению с ферритами и более высокую температурную стабильность. Однако, прокатка микронной ленты, ее термообработка, требующая вакуума или атмосферы инертного газа, а также изготовление из ленты сердечников значительно сложнее, чем изготовление изделий из ферритов. Для приобретения требуемых свойств ленты подвергаются дополнительной механической обработке (например, растяжению). При этом характер перемагничивания несколько иной по сравнению с обычными отожженными ферромагнетиками. Наряду со смещением доменных границ в имеющейся доменной структуре, внутри доменов зарождаются домены с противоположной ориентацией магнитных моментов, интенсифицирующие перемагничивание материала.

В последнее время все большее значение приобретают *тонкие ферромагнитные пленки*, наносимые на подложки методами распыления в вакууме. Они обладают термостабильными свойствами, обеспечивают меньшие времена перемагничивания (менее 10^{-8} с) и высокую степень интеграции. Методы получения этих материалов относительно дешевы. Очевидно, что магнитные свойства пленки должны сильно отличаться от свойств массивного материала, если ее толщина будет соизмерима, или меньше чем характерные размеры доменов в массивном материале. С уменьшением толщины пленки наблюдаются следующие тенденции:

1) Вектор спонтанной намагниченности стремится расположиться в плоскости пленки.

2) Тенденция от многодоменности к однодоменности магнитной структуры.

3) Усиление влияния структуры подложки на магнитные свойства пленки.

При ортогональной ориентации вектора намагниченности относительно тонкой пленки возникают большие поля размагничивания H_{\perp} , повышающие магнитостатическую энергию $w_m = \mu_0 \cdot I \cdot H_{\perp} / 2 \equiv \mu_0 \cdot N \cdot I^2 / 2$. Если аппроксимировать круглую ферромагнитную пленку толщиной h и диаметром d сильно сплюснутым эллипсоидом, то на основе аналитических соотношений (6.43) можно прийти к следующим предельным соотношениям для размагничивающего фактора при намагничивании пленки в ортогональном и параллельном направлениях:

$$\lim_{h/d \rightarrow 0} (N_{\perp}) \rightarrow 1; \quad \lim_{h/d \rightarrow 0} (N_{\parallel}) \rightarrow (\pi/2) \cdot (h/d). \quad (9.2)$$

Таким образом, размагничивающий фактор при намагничивании в ортогональном направлении N_{\perp} при малых толщинах становится равным единице и не зависимым от толщины пленки. Соответственно, внутреннее поле стремится к величине спонтанной намагниченности, а магнитостатическая энергия стремится к постоянной величине $\mu_0 \cdot I^2 / 2$. При намагничивании вдоль пленки поле размагничивания и магнитостатическая энергия при малых толщинах становятся пропорциональными отношению (h/d) , поэтому при некоторой достаточно малой толщине, вектор спонтанной намагниченности обязательно ориентируется вдоль пленки. Малое отношение (h/d) является и причиной монодоменности, если значение магнитостатической энергии окажется меньше, чем энергия, требуемая для образования доменных границ. Таким образом, первые две тенденции объясняются на основе простейших рассуждений. Сильное же воздействие подложки на многие свойства тонкопленочных структур, в том числе и магнитные, является известным фактом.

Если не принять специальные меры, намагниченность, параллельная плоскости пленки приобретает случайную ориентацию (направление легкого намагничивания отсутствует). Для образования же рабочих структур требуется достаточно сильная магнитная анизотропия. Ее можно достичь следующими способами:

1) предварительное текстурирование подложки, или выбор монокристаллической подложки;

2) формирование пленки в условиях сильного магнитного поля (ориентация поля совпадает с будущим направлением легкого намагничивания);

3) использование метода косоугольного напыления в вакууме.

Чаще используют второй и третий методы. Как показывает опыт, третий метод дает несколько большую величину магнитной анизотропии при оптимальном угле напыления материала около 60° . При этом на подложке формируется волнообразная структура с ОЛН вдоль волн.

Предположим (рисунок 9.2), что на стеклянной подложке сформированы кружки из пермаллоевой пленки, а поверх них, во взаимно перпендикулярных

направлениях, проходят токовые шины (изоляция осуществляется напылением диэлектрических слоев).

ОЛН пленки ориентирована под углом 45° по отношению к шинам. Для записи информации на данном элементе нужно подать импульсы тока одновременно на две

соответствующие шины. Параметры устройства подобраны так, что перемагничивание фрагмента в противоположное направление может произойти только при совместном действии двух токов. В режиме считывания на горизонтальную (для определенности) шину подается импульс тока определенного направления, приводящий к частичному повороту вектора намагничивания в ту, или иную сторону, в зависимости от направления исходного намагничивания. Соответственно, в вертикальной шине, являющейся сигнальной, появляется наведенный ток, его направление несет информацию о направлении намагничивания данного пятка, то есть о записи логической единицы, или нуля.

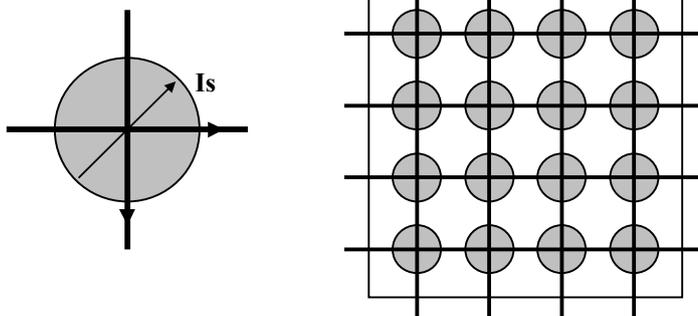


Рисунок 9.2 - Пермаллоевая аппликация для запоминающего

9.4 Материалы со сложной формой петли гистерезиса

Материалы со сложной формой петли гистерезиса предназначены для изготовления широкого круга изделий, используемых в самых различных отраслях техники (запоминающие устройства, элементы логических схем, первичные преобразователи неэлектрических величин, элементы автоматики, устройства бытового назначения). Конфигурация петли и ее магнитные параметры зависят в общем случае от состава материала, формы изделия и технологии изготовления. Разработаны материалы со ступенчатой петлей гистерезиса, петлей гистерезиса змеевидной формы, перетянутой формы, со смещенной относительно начала координат симметричной и несимметричной петлями, петлей с разрывом и т.п. (см. рисунок 9.3). Класс подобных материалов весьма широк и включает в себя металлические сплавы, ферриты, композиционные материалы, а также ряд аморфных сплавов.

Классические представители— *перминвары* (30%Fe, 25%Co, 45%Ni) — однородные сплавы с высокой одноосной анизотропией, у которых в полях свыше 320 А/м петля гистерезиса сужается в середине в отличие от представленной на рисунке 6.8.

Для получения петель гистерезиса с разрывом используются сплавы из пермаллоя или викаллоя, известные под названием *проволоки Виганда*, в которой с помощью специальной технологии, включающей холодную обработку, скручивание, растяжение, а затем термическую закалку, создается *композиционная магнитная структура*, состоящая из двух областей — наружной и внутренней, различающихся коэрцитивными силами. Поверхностный наклеп коротких кусков проволоки длиной 10 мм и диаметром 0,3 мм создает в поверхностном слое собственное магнитное поле со сравнительно высокой H_c . Внутренняя же область представляет собой почти идеальный одиночный домен с малой H_c , растянутый вдоль оси проволоки. Петля гистерезиса такой проволоки имеет разрывы (рисунок 9.3, в), поскольку процесс ее перемагничивания во внешнем поле осуществляется за счет большого скачка Баркгаузена (см. подраздел 6.3).

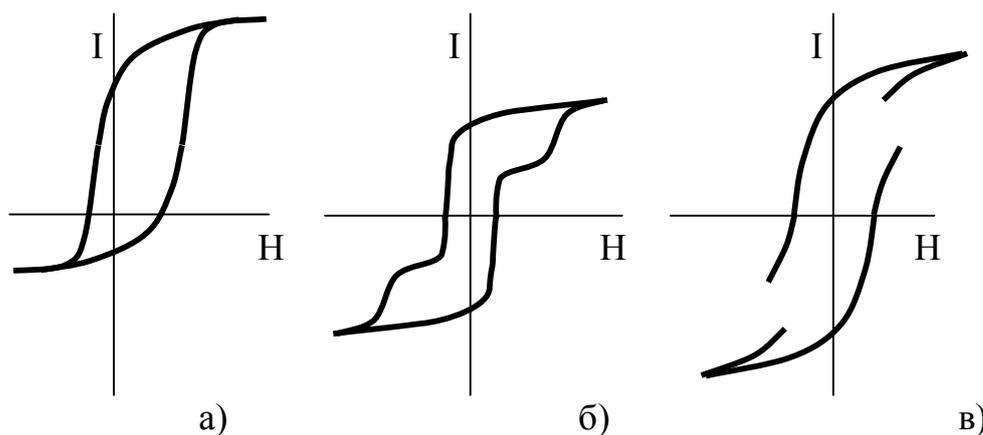


Рисунок 9.3 - Некоторые специальные формы петель гистерезиса

Сложная форма петли гистерезиса может быть получена в *композиционных материалах*, например в многослойных сердечниках, состоящих из элементов с прямоугольными петлями гистерезиса и с различающимися коэрцитивными силами.

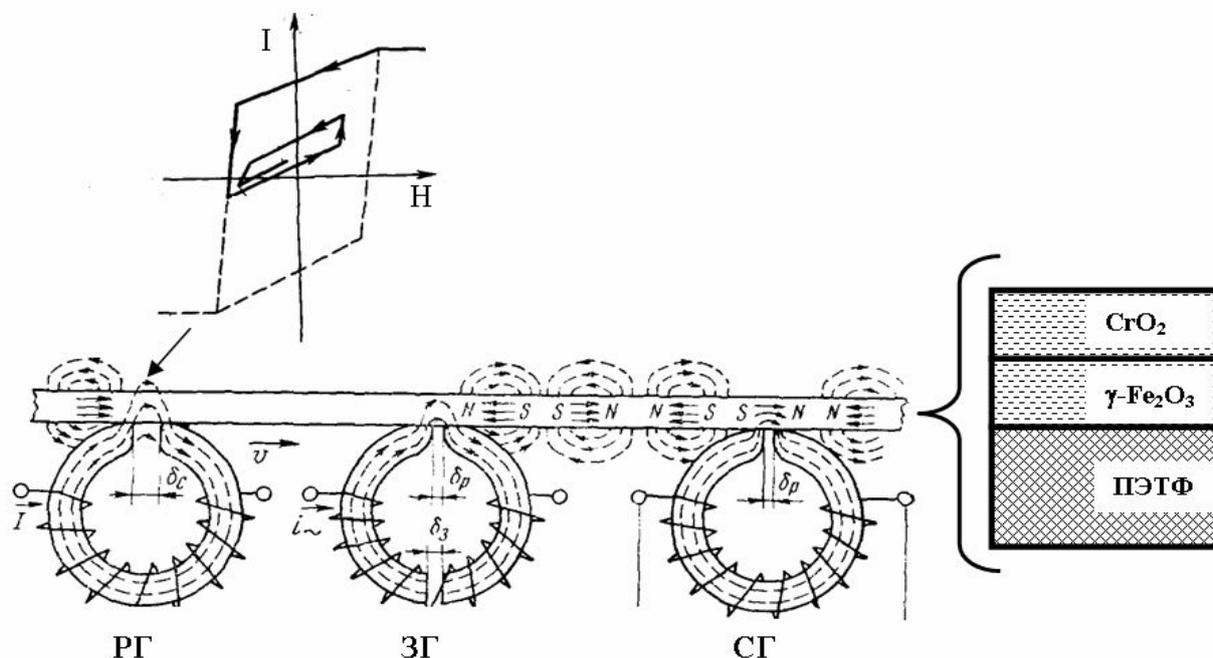
9.5 Магнитные материалы для устройств записи информации

В подразделе 9.3 были рассмотрены некоторые материалы с ППГ, на основе которых могут быть созданы различные устройства, в том числе и запоминающие устройства. В данном разделе будут рассмотрены другие материалы, используемые в устройствах записи, хранения и считывания информации.

Материалы для магнитных лент и дисков. Некоторые магнитотвердые материалы используют как запоминающие устройства в вычислительной технике, в аудио-, видео- и другой аппаратуре. Дисковые устройства обеспечивают более оперативный доступ к любой части информации, в то время как магнитные ленты требуют для этого некоторого времени, затрачиваемого на их перемотку. В остальном, общие принципы записи, считывания и используемые материалы, принципиально не отличаются, и поэтому могут быть рассмотрены на примере ленточных устройств.

Наиболее широко распространены сплошные металлические ленты из нержавеющей стали, никеля, биметаллические ленты и ленты на полимерной основе с порошковым рабочим слоем. Подавляющее большинство магнитных лент изготавливают на основе *полиэтилентерефталата (лавсана)*, обладающего высокой механической прочностью. Сплошные металлические ленты используют главным образом в специальных целях и при работе в широком температурном диапазоне. Основное назначение носителя магнитной записи заключается в создании на поверхности воспроизводящей головки магнитного поля, которое меняется (при протяжке ленты) во времени так же, как изменялся ранее записываемый сигнал.

Ленточные устройства записи и считывания информации (рисунок 9.4) состоят из ленты-носителя информации, движущейся с определенной стандартной скоростью и трех электромагнитных головок: стирания (СГ), записи (ЗГ) и считывания (СГ)³³.



³³ Часто используются устройства с двумя головками, одна из которых совмещает функции записи и считывания

Рисунок 9.4 – Ленточное устройство записи.

Принцип магнитной записи и воспроизведения информации состоит в следующем. Магнитная лента с помощью специального механизма непрерывно перемещается и скользит вдоль воздушного зазора сердечника *стирающей* магнитной головки, которая является источником высокочастотного магнитного поля с периодически изменяющейся амплитудой. Амплитуда этого поля сначала резко возрастает, затем убывает практически до нуля. Тем самым производится размагничивание каждого участка ленты независимо от интенсивности и направления исходного намагничивания (см. схематичный график на рисунке 9.4).

Запись информации производится магнитной головкой, которая состоит из сердечника с двумя зазорами и с одной или несколькими обмотками. Для повышения чувствительности схемы обмотка головки питается напряжением повышенной частоты, значительно превышающей звуковые, например 100 кГц, который модулируется звуковым сигналом. Это способствует получению линейной характеристики при записи. Колебания электрического тока в обмотке головки вызывают появление в рабочем воздушном зазоре головки магнитного поля, напряженность которого пропорциональна этому току. Скользящая по головке магнитная лента намагничивается в соответствии с уровнем сигнала.

Считывание записанной информации производится по магнитным полям рассеяния, возникшим после записи сигналов на магнитной ленте. Магнитная головка для считывания информации состоит из сердечника с узким рабочим воздушным зазором и обмоткой. Напротив рабочего зазора имеется, как правило, второй воздушный зазор, увеличивающий размагничивающий фактор, и тем самым предотвращающий остаточное намагничивание сердечника.

Воспроизведение основывается на явлении электромагнитной индукции. Магнитные поля ленты индуцируют в воспроизводящей головке напряжение, которое пропорционально числу витков обмотки и скорости изменения магнитного потока рассеяния, определяемого относительной скоростью перемещения ленты.

Остаточная намагниченность материала должна быть возможно более высокой. К коэрцитивной силе магнитного материала ленты предъявляются противоречивые требования: для уменьшения эффекта саморазмагничивания необходимо по возможности более высокое ее значение (не менее 24 кА/м), а для облегчения процесса стирания записи желательнее низкое значение коэрцитивной силы. Противоречивым требованиям наилучшим образом удовлетворяют значения H_c , лежащие в интервале 30—50 кА/м при достаточно больших значениях коэффициента выпуклости (для записи информации с плотностью 10^6 — 10^9 бит/см²).

В качестве материалов для магнитных порошков, наносимых на лавсановую основу, находят применение гамма-оксид железа (магнетит), феррит кобальта, диоксид хрома и др. Каждый из них обладает своими достоинствами и недостатками. Наибольшее использование получили гамма-оксид железа $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (коричневого цвета) с добавлением феррита железа Fe_3O_4 и диоксид хрома CrO_2 (черного цвета) с частицами игольчатой формы. Игольчатые частицы имеют однодоменные размеры и ориентированы вдоль направления намагничивания. Такая форма необходима для снижения размагничивающего фактора каждой частицы. Отношение (3—6):1 продольных размеров частиц к поперечным размерам считается оптимальным для $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и 9:1 — для CrO_2 .

Преимуществом лент из диоксида хрома является, кроме лучших магнитных свойств, малая электризуемость рабочего слоя. Лента с двойным магнитным слоем, состоящим из чередующихся окислов $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и CrO_2 , сочетает достоинства, присущие хром-оксидному носителю информации, с хорошим воспроизведением низкочастотного спектра, что свойственно лучшим пленкам с $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$.

Магнитный лак, наносимый ровным слоем на полимерную ленту, состоит из магнитного порошка, связующего вещества, растворителя, пластификатора и различных добавок, способствующих смачиванию, разделению частиц порошка и уменьшению абразивности рабочего слоя. В процессе производства ленты частицы ориентируются в определенном направлении в результате воздействия на них магнитного поля мощного электромагнита. Окончательная, механическая, обработка поверхности ленты необходима, в частности, для снижения ее абразивности. В последнее время из магнитных носителей наиболее распространены магнитные диски. Жесткий магнитный диск представляет собой отполированную до 14-го класса чистоты омедненную алюминиевую или керамическую пластину, с обеих сторон покрытую ферролаком на основе $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, CrO_2 , сплавами Ni-Co, Co-W или чистым кобальтом, наносимыми гальваническим путем (возможны и другие технологии, которые динамично внедряются). На каждую рабочую поверхность диска устанавливается по одной магнитной головке "плавающего" типа. Принцип "плавания" состоит в том, что головка находится под действием двух противоположно действующих сил, уравновешивающих друг друга: силы потока воздуха, специально созданного и направленного так, что головка стремится отойти от поверхности диска, и силы пружины, прижимающей головку к поверхности диска. В результате создается рабочий зазор порядка менее 1 мкм. Диск приводится во вращение двигателем, а головка с помощью специального двигателя может перемещаться по направлению радиуса диска, переходя с дорожки на дорожку. Преимущества магнитного накопителя на дисках по сравнению с накопителем на ленте — высокая скорость передачи и малое время выборки.

Высокая скорость обработки информации позволяет в последнее время во многих практических приложениях отказаться от аналоговой записи и перейти на цифровую. При осуществлении цифровой записи нивелируются многие паразитные эффекты, характерные для аналоговой записи, в том числе, перечисленные выше.

В последнее время для функции считывания применяют магниторезистивный эффект. В магниторезистивных головках изменение магнитного поля в процессе перемещения диска приводит к изменению электрического сопротивления магниторезистивного материала. Вероятность достоверности считывания информации магниторезистивными головками выше, чем магнитноиндукционными (особенно при больших плотностях записи информации). Активно разрабатывается также метод термоассистированной магнитной записи (более подробно, см. раздел 9.8). При использовании этого метода используется точечный подогрев диска, который позволяет головке намагничивать очень мелкие области его поверхности без риска влияния на намагниченность соседних областей. После того, как диск охлаждается, намагниченность «закрепляется». Предполагается, что с помощью этой технологии удастся довести плотность записи до 7,75 Тбит/см².

Наряду с жесткими дисками применяют гибкие диски (флоппи-диски), у которых магнитотвердый материал наносится на пластмассовую основу. В последнее время этот вид автономных магнитных носителей является устаревшим, его с успехом заменили немагнитные флэш-накопители и перезаписываемые CD-диски.

Кроме рассмотренных имеются другие виды магнитных носителей, особенно в устройствах прикладного и специального назначения: магнитные карты, карандаши, документы с магнитным слоем и др.

9.6 Материалы для устройств на цилиндрических магнитных доменах

До сих пор были рассмотрены устройства, использующие усредненные (макроскопические) магнитные свойства некоторых материалов. Даже на магнитных носителях дискретной информации единице или нулю соответствует состояние намагниченности определенного относительно протяженного участка ленты или диска. Интересным является направление в технологии хранения и обработки информации, использующее, в отличие от традиционных направлений, перемещение отдельных доменов на неподвижной основе.

Целенаправленная генерация, перемещение и уничтожение магнитных доменов, как оказалось, возможна лишь в однородных и чистых тонкослойных материалах, имеющих монокристаллическую структуру и

сильно выраженную одноосную магнитную анизотропию. Тонкие монокристаллические пленки с заданной кристаллографической ориентацией получают методом эпитаксиального выращивания. Необходимая для образования *цилиндрических магнитных доменов* (ЦМД) одноосная анизотропия обусловлена либо механическими напряжениями, которые появляются из-за неполного соответствия постоянных решетки подложки и эпитаксиального слоя (в *феррит-гранатах*), либо вследствие исходной кристаллической структуры материала (в *гексаферритах*, *ортоферритах*).

В подразделе 9.3 было показано, что в очень тонких пленках вектор спонтанной намагниченности стремится расположиться в плоскости пленки. Интересным является случай, когда этому явлению препятствует магнитная анизотропия пленки с осью легкого намагничивания, направленной ортогонально подложке. В этом случае, очевидно, можно подобрать такую толщину пленки (~ 10 мкм и больше), при которой сила, стремящаяся "уложить" вектор намагниченности в плоскость пленки становится соизмеримой с силой, связанной с магнитной анизотропией и стремящейся установить вектор намагниченности ортогонально поверхности пленки. В некотором довольно узком диапазоне толщин при относительно небольшой ортогональной анизотропии в пленках возможно формирование регулярной структуры *полосовых доменов*, представляющей собой прямолинейные полосы шириной порядка долей–единиц микрометров. Вектор намагниченности в этих структурах ориентируется под некоторым углом к пленке, а его нормальная составляющая резко изменяет направление на противоположное при переходе через границу доменов. При этом доменная структура становится очень чувствительной к воздействию магнитных полей, что обуславливает применение пленок с полосовыми доменами в различных устройствах (см. подраздел 9.7).

Если пленка обладает относительно сильной ортогональной магнитной анизотропией, формируется несколько иная, принимающая сложную конфигурацию, *лабиринтная доменная структура*. Домены лабиринтной структуры обладают намагниченностью, ориентированной ортогонально пленке. В поперечном сечении пленки домены имеют прямолинейные границы, в то время как вдоль пленки удлиненная форма доменов может иметь произвольную ориентацию (рисунок 9.5, а). Длина доменов определяется равновесием сил, стремящихся растянуть домены для снижения магнитостатической энергии и сил, стремящихся уменьшить протяженность границ доменов для снижения энергии, затрачиваемой на их образование.

Неустойчивое состояние лабиринтной доменной структуры приводит к тому, что относительно небольшое внешнее магнитное поле, ориентированное ортогонально пленке, сильно влияет на ее конфигурацию. Домены с ориентацией моментов по направлению поля расширяются, а с ориентацией против поля — разрываются и сжимаются, причем, сжатие начинается не с того, что изменяется площадь этих доменов, а с того, что

сокращается их периметр. По мере увеличения напряженности поля до некоторого значения H_3 (*поле эллиптической неустойчивости*) периметр доменов достигает минимума, что соответствует форме круговых цилиндров (рисунок 9.5, б), а их распределение становится регулярным, соответствующим гексагональной сетке. При дальнейшем увеличении поля площадь сечения этих цилиндрических доменов уменьшается. При некотором критическом поле H_k произойдет *коллапс* (схлопывание и исчезновение) цилиндрических доменов. Таким образом, существование ЦМД возможно лишь при $H_3 < H < H_k$. Процесс исчезновения и появления ЦМД по отношению к изменению магнитного поля носит гистерезисный характер. Если после коллапса вновь снизить поле до значений, несколько меньших H_k , домены могут не появиться. Такое состояние пленки является рабочим для большинства устройств на ЦМД, так как появляется возможность контролируемой генерации отдельных доменов.

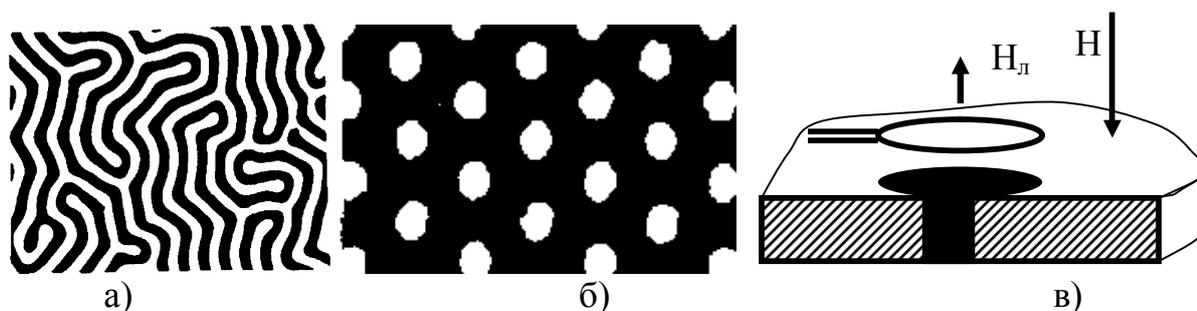


Рисунок 9.5 - Доменные структуры в монокристаллической пленке с одноосной магнитной анизотропией (а, б) и способ генерации домена (в).

На рисунке 9.5, в показано, как может быть создан домен с помощью импульса тока в проводниковой петле, генерирующей локальное магнитное поле H_d противоположного направления по отношению к постоянному полю H , удерживающему пленку в монодоменном состоянии.

На материалах с ЦМД могут быть созданы электронные логические и запоминающие устройства (ЗУ). Простейшее ЗУ с ЦМД можно реализовать на базе линейного регистра сдвига, выполненного различными способами. В таком регистре информация хранится в последовательном коде в виде серии ЦМД, размещенных по длине регистра. Наличие домена в данной позиции может означать запись "1", отсутствие домена — запись "0" (или, наоборот). Для увеличения объема хранимой информации вместо линейных регистров применяют многоразрядные регистры. Необходимыми условиями функционирования устройств с ЦМД является возможность контролируемого перемещения ЦМД (управление), определения их положения (считывание информации), их генерации и уничтожения (аннигиляции).

Управление ЦМД, то есть осуществление дискретных перемещений доменов в одном или двух направлениях в определенные моменты времени, происходит под действием специально создаваемых внешних магнитных полей. Эти поля должны иметь определенный рельеф (представлять собой систему магнитоэлектростатических ловушек (МСЛ)), чтобы положение домена после каждого нового дискретного перемещения фиксировалось в определенной точке информационной среды. МСЛ могут быть созданы *тонкопленочными плоскими петлями*, накладываемыми на поверхность пластины или подложки (рисунок 9.6, а). При пропускании по петле тока возникает местное магнитное поле, которое, взаимодействуя с полем ЦМД, втягивает его под петлю. Для "захвата" ЦМД необходимо, чтобы местное поле частично перекрывало домен. Схема обеспечивает двухмерное перемещение ЦМД в любую точку схемы путем подачи в соответствующей последовательности импульсов тока в шины по координатам X и Y .

Широко используется другой метод управления — *метод создания аппликаций* на подложке. Управление осуществляется общим внешним полем, индукция которого локально усиливается нанесенными на подложку ферромагнитными (обычно пермаллоевыми) островками определенной конфигурации (аппликациями). На рисунке 9.6,б схематично изображена классическая система **Т-И-аппликаций**. Посредством системы намагничивающих катушек создается внешнее магнитное поле $H_{упр}$, действующее *в плоскости пластины*. Направление этого поля можно менять. Каждому направлению поля соответствует определенное расположение магнитных полюсов на элементах аппликации (полюса обозначены знаками "+" и "—"). При одном обороте вектора $H_{упр}$ домен будет перемещаться с одного I-образного элемента (через T-образный элемент) на следующий I-образный элемент. Используются и другие типы аппликаций для перемещения ЦМД, а также методы, основанные на создании магнито-неоднородных структур магнитных пленок (например, посредством ионной имплантации через фоторезистивную маску).

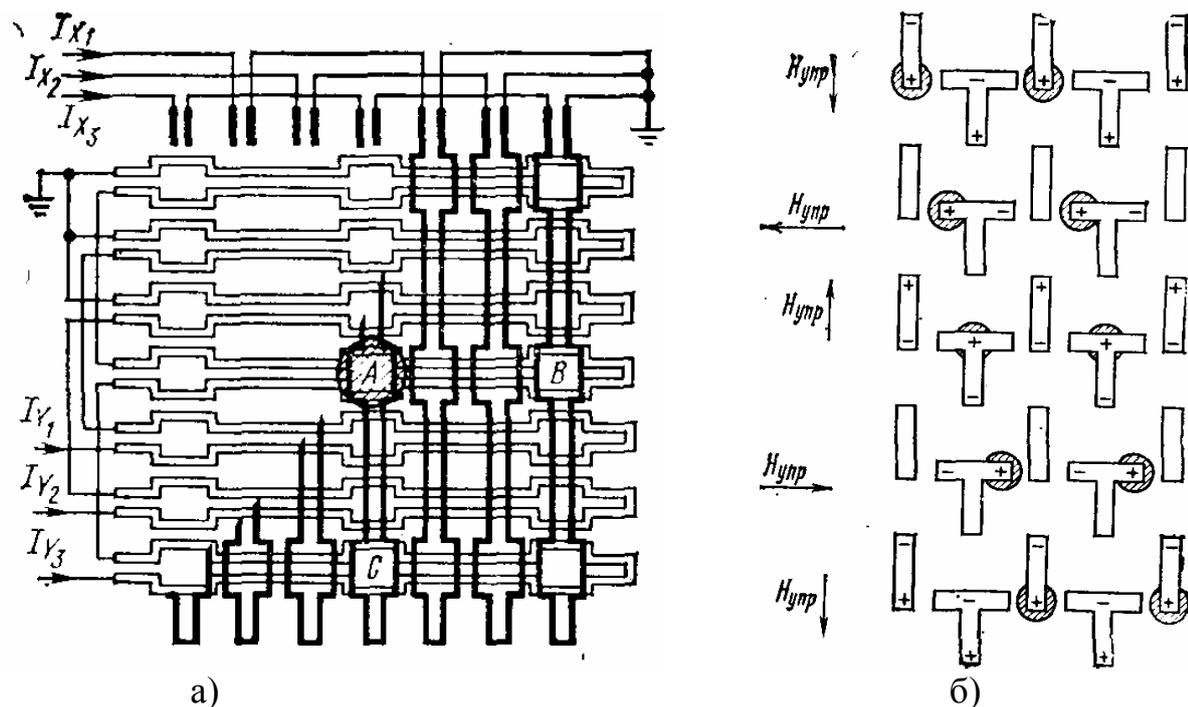


Рисунок 9.6 - Схема магнито-статических ловушек для перемещения ЦМД: а)- токовые, б)- зарядные.

Задача считывания информации в устройствах с ЦМД в общем виде может быть сформулирована как определение направления намагниченности в некотором объеме материала в течение определенного времени, зависящего от требуемой скорости обработки информации. Считывание производят индукционным методом, датчиками Холла, магниторезисторами, а также некоторыми другими методами (например, магнитооптическими), позволяющими использовать тонкопленочную технологию. *Индукционный метод*, основанный на законе электромагнитной индукции, дает возможность считывать только движущиеся ЦМД и не позволяет регистрировать присутствие неподвижных ЦМД. Ориентировочно можно считать, что техническая реализация метода осуществима для частот выше 1 МГц. *Метод с использованием датчиков Холла* требует микроминиатюризации датчиков Холла до размеров ЦМД. Полезный сигнал должен быть порядка 100 мкВ при индукции 5 мТл. Недостатками датчиков Холла является наличие четырех выводов, большое потребление энергии, наличие собственного магнитного поля и другие. *Магниторезисторы* под действием магнитного поля меняют электрическое сопротивление. Магниторезисторы, используемые при считывании ЦМД, представляют собой пермаллоевые аппликации, напыляемые на подложку. При прохождении домена под магниторезистором в последнем происходит поворот вектора намагниченности от ОЛН к ОТН и изменение электрического сопротивления. *Магнитооптические методы* используют эффекты Керра или Фарадея (см. подраздел 9.7). К преимуществам таких методов относятся: высокая разрешающая способность, позволяющая

воспроизводить информацию с плотностью до 10^8 бит/см²; независимость выходного сигнала от скорости перемещения домена; возможность считывания ЦМД со всей пластины и другие.

Генераторы и аннигиляторы ЦМД могут быть построены с использованием различных элементов — токовых петель, пермалловых аппликаций особой конфигурации и других. По структуре аннигиляторы и генераторы подобны, но создаваемые ими локальные поля имеют противоположные направления.

Имеются и другие важнейшие элементы ЗУ на ЦМД, например, *ключи передачи*, предназначенные для перевода домена из одного канала распространения информации в другой.

Впервые ЦМД обнаружены в *ортоферритах*, имеющих структуру $RFeO_3$ (см. пункт 7.6.1). В настоящее время эти материалы в промышленных ЦМД-устройствах практически не применяют из-за большого диаметра доменов (80-100 мкм). В *феррит-гранатах* со структурной формулой типа $R_3Fe_5O_{12}$ размер доменов не более единиц микрометров, но они менее подвижны, чем в ортоферритах. Оптимальные свойства получаются в комбинированных феррогранатах, включающих в себя несколько редкоземельных элементов. Подложкой для эпитаксиальных феррогранатовых пленок являются монокристаллические пластины немагнитных гранатов (чаще гадолиний-галлиевого граната $Gd_3Ga_5O_{12}$). Изменяя состав редкоземельных элементов в ферритах-гранатах, получают класс материалов, обладающих широким диапазоном параметров, необходимых для построения разнообразных ЦМД-устройств. Широкое применение получили ферриты-гранаты $(EuY)_3(GaFe)_5O_{12}$ с диаметром домена порядка 4 мкм. Перспективными являются ферриты-гранаты на основе $(ErEu)_3(GaFe)_5O_{12}$, $(ErGd)_3(GaFe)_5O_{12}$, $(EuGd)_3(GaFe)_5O_{12}$, $(ErEu)_3(GaFe)_5O_{12}$ с высокими динамическими свойствами. Не менее важной характеристикой является термостабильность свойств ферритов-гранатов. Наиболее термостабильны смешанные ферриты $(YSm)_3(CaGeFe)_5O_{12}$, у которых при изменении температуры от -20 до $+100^\circ\text{C}$ намагниченность насыщения уменьшается практически линейно от 19 до 9 кА/м.

Гексагональные ферриты со структурными формулами $BaFe_{12}O_{19}$, $PbAl_4Fe_8O_{12}$, $BaAl_4Fe_8O_{12}$ характеризуются высокой намагниченностью насыщения (около 300 кА/м) и обеспечивают получение субмикронных ЦМД, но их низкая подвижность ограничивает область применения этих материалов.

Аморфные магнитные пленки сплавов переходных металлов с редкоземельными металлами типа Gd-Co и Gd-Fe являются сравнительно новыми перспективными материалами с диаметром ЦМД меньше 1 мкм, что позволяет повысить плотность записи информации до 10^9 бит/см². Их отличают также относительно низкая стоимость, простота изготовления, поскольку свойства аморфных материалов в отличие от эпитаксиальных пле-

нок слабо зависят от материала и качества подложки. Магнитоупорядоченные интерметаллические пленки $GdCo_3$ и $GdFe_2$ обеспечивают существование устойчивых ЦМД при определенном соотношении между компонентами состава, определенной толщине пленки и соответствующих условиях выращивания. Пленки производят чаще всего методом радиочастотного распыления на подложки из стекла или электролитическим осаждением на подложки из меди. Перпендикулярная анизотропия создается условиями роста за счет определенной ориентации части магнитных моментов Co или Fe в пленках $GdCo_3$ или $GdFe_2$. Аморфные сплавы Gd-Co обладают следующими характеристиками: константа анизотропии $K=10^4—10^5$ Дж/м³, намагниченность насыщения $I_s=8—80$ кА/м. Эти материалы отличает сравнительно небольшое значение коэрцитивной силы $H_c < 790$ А/м, что весьма важно для ЦМД-устройств, так как повышает их быстродействие. Коэрцитивную силу можно уменьшить примерно на порядок отжигом или ионной бомбардировкой.

Недостаток бинарных пленок заключается в их низкой термостабильности. Термостабильность аморфных пленок повышают введением в бинарный состав немагнитных материалов (Mo, Au, Cu). В пленках Gd-Co-Mo (9—16% Mo) толщиной около 2 мкм, обладающих намагниченностью насыщения, составляющей примерно 40—80 кА/м, существуют ЦМД диаметром порядка 2 мкм. Наиболее перспективными являются термостабильные пленки $(Gd_{9,5}Co_{90,5})_{82}Mo_{18}$ с диаметром ЦМД около 0,5 мкм, отличающиеся также пониженным значением коэрцитивной силы. Существенный недостаток аморфных пленок состоит в их низком электрическом сопротивлении по сравнению с ферритами, что обуславливает потери энергии на вихревые токи.

9.7 Материалы для магнитооптических устройств

Магнитооптическими называют материалы, активно изменяющие свои оптические свойства под влиянием магнитного поля³⁴. В прикладном отношении важнейшим качеством магнитооптических материалов является влияние магнитного поля на их поляризующие свойства. Магнитооптическая активность характеризуется *углом удельного фарадеевского вращения* θ_F , равным значению угла поворота плоскости поляризации света на единицу длины при его прохождении через материал, а также *коэффициентом поглощения* $\alpha=(1/d)\ln(I_0/I)$, где d — толщина материала, I_0 и I — соответственно интенсивности падающего и прошедшего через кристалл света. Используется также понятие *коэффициента оптической добротности*

³⁴ В последнее время магнитооптическими часто называют устройства магнитной записи с термоактивацией магнитной основы лазерным лучом (см. разделы 9.5 и 9.8), что, по-видимому, следует считать недоразумением.

$\psi = 2\theta_F/\alpha$ (как правило, выражается в единицах "градус на децибел").

Указанные параметры зависят от длины волны света, поэтому каждый из них определяет соответствующую спектральную характеристику — зависимости θ_F , α и ψ от длины волны λ .

Магнитооптические материалы должны обладать высоким θ_F и малым α . Желательно иметь материалы, свободные от двулучепреломления (оптически изотропные материалы). Конкретные технические применения накладывают дополнительные требования на характеристики магнитооптических материалов.

Магнитооптические материалы, совмещенные с источниками магнитного поля, источниками и приемниками света, поляризаторами и др., образуют технические системы, находящие широкое применение на практике. На основе магнитооптических пленок создают ЗУ, диски для аудио- и видеозаписи, считывающие головки, дефектоскопы, устройства для управления световым лучом (модуляторы, коммутаторы, транспаранты) и др.

Магнитооптические пленки с *лабиринтной доменной структурой* (см. подразд. 9.6) могут быть использованы **в датчиках слабых магнитных полей**. Увеличение объема доменов с намагниченностью, параллельной внешнему полю усиливает эффект Фарадея, что может быть зафиксировано по интенсивности проходящего поляризованного света. В частности, магнитооптические пленки можно использовать и для бесконтактного измерения токов (например, в линиях электропередачи).

Серьезной помехой в волоконно-оптических системах связи, в которых источниками света служат лазеры, является частичное отражение света на стыках между отдельными фрагментами световодов. Отраженный луч нарушает процесс генерации в лазерах и ухудшает их характеристики. Эту проблему можно решить, устанавливая перед лазерами **магнитооптические вентили**. Такой вентиль представляет собой поляризатор и помещенную за ним магнитооптическую пленку, поворачивающую плоскость поляризации проходящего света на 45° . Прямой луч проникает через вентиль без помех, а у отраженного при обратном движении через материал итоговый угол поворота окажется равным 90° по отношению к плоскости поляризатора.

Дифракция света на *полосовых доменах* (подраздел 9.6) может быть использована в **коммутаторах световых пучков**, например для переадресации луча из одного световода в другой. При изменении напряженности магнитного поля изменяется период решетки, а вместе с ним и угол отклонения луча.

Магнитооптические управляемые транспаранты — это специально обработанные (например, с помощью лазера) неоднородные структуры, состоящие из ячеек намагничиваемого материала с нарушенными границами (рисунок 9.7). Исходно ячейки намагничены в одном направлении. Каждая из ячеек может быть независимо перемагничена магнитным полем токов,

протекающих по прозрачным проводникам, изготовленных методом тонкопленочной технологии по принципу, иллюстрированному рисунком 9.2. В простейшем случае изображение можно сформировать при помощи намагниченной иглы, закрепленной на манипуляторе. В поляризованном свете сформированное мозаичное изображение может быть считано даже после длительного хранения при отключенном питании. На основе транспарантов могут быть созданы плоские дисплеи, быстродействующие принтеры, системы распознавания образов и другие устройства.

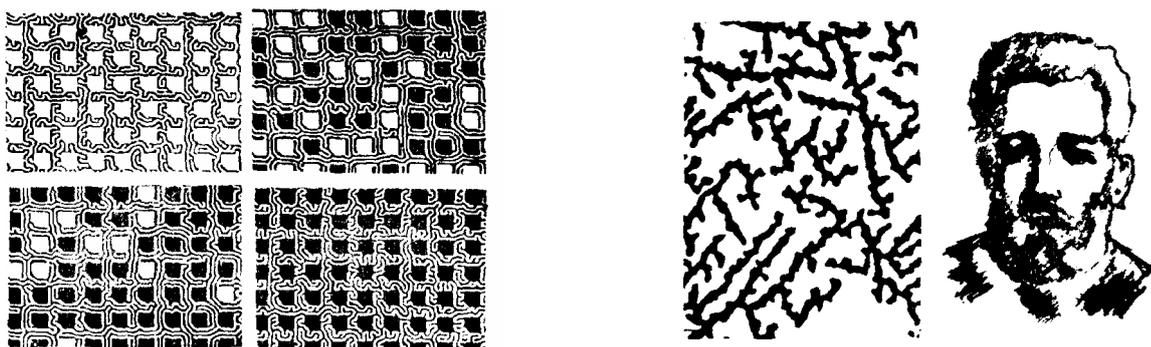


Рисунок 9.7 - Искусственно сформированные монодоменные ячейки на фоне лабиринтной структуры. Справа — рисунок, сделанный на такой пленке намагниченной иглой и его микроструктура.

Магнитооптические пленки могут быть использованы в качестве альтернативы оптическим дискам в технике видео- и аудиозаписи. Их преимуществом является возможность стирания и обновления информации посредством перемагничивания участков пленки, нагреваемых сканирующим сфокусированным лазерным лучом (*термомагнитная запись*, см. ниже). Накопители информации на *магнитооптических дисках* могут найти применение в ЗУ ЭВМ, а также в разнообразной бытовой электронике.

В традиционной магнитной записи могут быть использованы *бесконтактные магнитооптические головки*, способные с очень низким уровнем шумов считывать информацию с магнитной ленты (рисунок 9.8). В таких головках магнитооптическая пленка с предварительно сформированной решеткой *полосовых доменов* располагается над движущейся магнитной лентой. Под влиянием полей, создаваемых намагниченной при записи лентой, домены меняют ширину, что быстро и точно регистрируется лазерным лучом.

Магнитооптические пленки нашли применение в *дефектоскопии металлов*. С помощью чувствительной к магнитным полям неустойчиво-равновесной доменной структуры можно обнаружить тонкие скрытые дефекты в стальных деталях. Исследуемый объект намагничивается с помощью внешнего источника (например, постоянных магнитов), и к его поверхности прикладывается магнитооптическая пленка на прозрачной

подложке (рисунок 9.9). Если в толще объекта под пленкой имеется дефект, то силовые линии магнитного поля искривляются и частично выходят из материала наружу, проникая в магнитооптическую пленку и перестраивая ее доменную структуру. Заметить такую перестройку часто можно визуально. Магнитооптические дефектоскопы способны выявлять дефекты в стенках трубопроводов, котлов, реакторов, в железнодорожных колесах и рельсах, подшипниках, магнитах. Предполагается применение дефектоскопов в чтении скрытого штрихового кода — магнитного «клейма». Такое клеймо, не видимое глазом, можно поставить на корпус автомобиля или другого предмета, а прочесть его удастся только при строго определенной взаимной ориентации внешнего подмагничивающего поля, поляризатора и анализатора, которая известна ограниченному кругу людей.

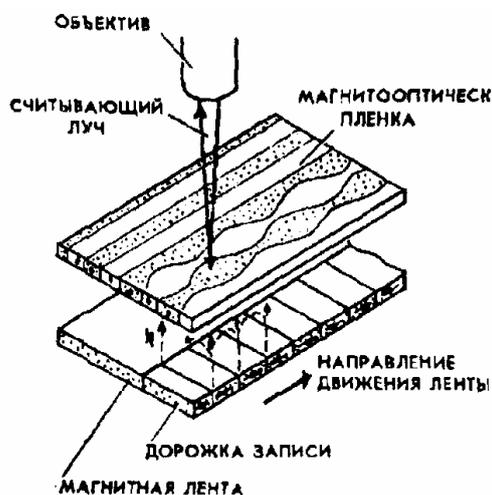


Рисунок 9.8 - Схема работы магнитооптической считывающей головки.

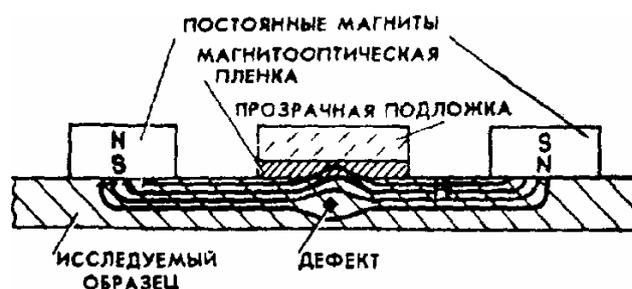


Рисунок 9.9 - Магнитооптический дефектоскоп.

Наиболее перспективными магнитооптическими материалами являются монокристаллические ферриты-гранаты, ортоферриты и некоторые ферриты-шпинели. Для магнитооптических ферритов характерна высокая прозрачность (в отличие от применяемых металлических магнитооптических материалов) в рабочем диапазоне длин волн при достаточном уровне удельного фарадеевского вращения.

Феррогранаты имеют окно прозрачности в диапазоне волн 1— 6 мкм— они являются основными магнитооптическими материалами в инфракрасной области. Из феррогранатов наиболее часто используется железоиттриевый гранат $Y_3Fe_5O_{12}$ и его производные (при добавлении Vi и замещении Y некоторыми редкоземельными элементами) с параметрами $\theta_F \sim 200$ град/см, $\alpha \sim 0,6$ см $^{-1}$ для длины волны $\lambda = 1,15$ мкм. Лучший эффект дает использование

эпитаксиальных пленок, изготовленных методом жидкофазной эпитаксии из раствора. Преимуществами таких материалов являются высокая изотропность магнитооптических свойств и хорошая температурная стабильность.

Ортоферриты характеризуются большим уровнем удельного фарадеевского вращения и относительно высокой прозрачностью ($\alpha < 10^3 \text{ см}^{-1}$) при $\lambda > 0,5 \text{ мкм}$, то есть в видимом и ближнем инфракрасном свете. Но наиболее оптимально использовать эти материалы для ближнего инфракрасного света ($\alpha < 1 \text{ см}^{-1}$). Однако при реализации устройств на этих материалах надо иметь в виду наличие явления двулучепреломления, поэтому пластины из ортоферритов вырезают нормально к оптической оси. При этом реализуется устойчивая полосовая доменная структура, а не ЦМД. Установлено, что в очень тонких пластинах при толщине порядка 1 мкм двулучепреломление незначительно, и материал можно в этом случае считать изотропным.

Феррошпинели, содержащие ионы Co^{2+} в тетраэдрических позициях, типа $\text{CoMe}_x\text{Fe}_{2-x}\text{O}_4$ ($\text{Me} = \text{Rh}, \text{Al}, \text{Cr}$) используются в качестве магнитооптических материалов при $\lambda = 5\text{—}12 \text{ мкм}$, где они обладают высокой прозрачностью и большим θ_F (до 10^5 град/см).

Лазерно-оптические системы, предназначенные для считывания информации с магнитооптической пленки, желательно использовать также для записи и стирания (вместо чисто магнитных дискретных структур — токовых петель, реплик, намагниченных игл). При этом чаще используется принцип термоактивации перемагничивания и размагничивания при тепловом воздействии света (см. ниже).

9.8 Материалы для термомагнитной записи

Термомагнитная запись основана на использовании термомагнитных эффектов в ферро- и ферримагнитных средах со специфическими доменными структурами. Под направленным воздействием теплового луча (например, сфокусированного луча лазера) в магнитном материале происходит локальное изменение его свойств относительно свойств при нормальных внешних условиях. Последующее охлаждение в слабом магнитном поле позволяет сформировать локальный участок записи (стирания) информации, которая считывается магнитооптическим способом. Выбор магнитного материала для этих целей диктуется соотношением между необходимым качеством термомагнитной записи (стирания) информации и надежностью ее воспроизведения.

Для создания конкретных технических устройств с термомагнитной записью в качестве материалов используют ферромагнитные и ферримагнитные пленки с разнообразными термомагнитными характеристиками. Под влиянием температуры в различных материалах может

изменяться намагниченность, коэрцитивная сила, анизотропия и другие параметры.

Применение *материалов для записи в точке Кюри* основано на использовании температурной зависимости спонтанной намагниченности вблизи точки Кюри T_K . Эту группу материалов представляют собой металлические пленки с сильной ортогональной анизотропией, классическим представителем которых является марганцево-висмутовая пленка (MnBi), обеспечивающая плотность записи порядка 10^6 бит/см². Монокристаллические марганцево-висмутовые пленки изготавливают напылением на подложку из слюды слоев Вi и Mn, поверх которых для защиты пленки от разложения и для снижения потерь на отражение наносят слой SiO определенной толщины. Дальнейший отжиг при $T=300^\circ\text{C}$ в течение 70 часов в вакууме, формирует пленку с ОЛН, ориентированной перпендикулярно подложке. При локальном нагревании участка пленки выше T_K происходит временная потеря намагниченности. Магнитное поле напряженностью 24 кА/м, приложенное перпендикулярно поверхности пленки, обеспечивает полное перемагничивание этого локального участка при сохранении исходной намагниченности других. Существенный недостаток MnBi-пленок, ограничивающий их применение в промышленных устройствах, заключается в их фазовой нестабильности. Стабильность свойств MnBi-пленок повышают замещением части Вi на другие элементы (Ti, Rh, Ru).

Применение *материалов для записи в точке компенсации* основано на использовании температурной зависимости коэрцитивной силы ферромагнетика вблизи точки компенсации. Если нагреть ферромагнетик до температуры, равной точке компенсации, то наблюдается резкое возрастание анизотропии и коэрцитивной силы. Небольшое отклонение от этой температуры приводит к значительному падению H_c и уменьшению поля зарождения доменов обратной намагниченности. К этой группе материалов относятся железогadolиниевые гранаты $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, позволяющие осуществлять запись практически при комнатной температуре. Коэрцитивная сила и температура компенсации зависят от условий изготовления пленок. Чистые пленки толщиной 1 мкм, изготовленные методом эпитаксиальной технологии, обеспечивают получение устойчивых доменных структур с размером домена порядка 3 мкм и обладают петлей гистерезиса с высокой прямоугольностью. Если же пленку поместить при $T=15^\circ\text{C}$ в поле записи (около 8 кА/м), направленное перпендикулярно ее поверхности, то нагревание лучом лазера локального участка до $T=20^\circ\text{C}$ приводит к снижению поля зарождения доменов обратной полярности и обеспечивает перемагничивание этого участка. Недостатками этих пленок являются их сравнительно невысокие магнитооптические параметры (плохая чувствительность по считыванию) и более низкое, чем комнатная

температура, значение температуры компенсации: 9—13°C. Для смещения точки компенсации ближе к 20°C вводят добавки алюминия.

Висмутсодержащие пленки $(\text{YGdBi})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$ позволяют осуществить запись с высокой плотностью (минимальный стабильный размер домена 1 мкм) при достаточно большой чувствительности записи в сравнительно невысоких полях (8—40 кА/м). Эти пленки обладают хорошими магнитооптическими параметрами.

Аморфные пленки на базе интерметаллических соединений Gd-Co (см. также подраздел 9.7) отличаются высокой прямоугольностью петли гистерезиса и сравнительно невысоким уровнем требуемого поля записи (16 кА/м). Однако их магнитооптические параметры низки.

Двухслойные пленки с повышенным показателем качества являются наиболее перспективными материалами. Первый слой изготавливают из материала, параметры которого обеспечивают высокую плотность записи при высокой чувствительности. Это металлические пленки с большой намагниченностью и большим поглощением. Второй слой предназначен для выполнения надежного считывания информации и должен иметь высокие магнитооптические характеристики. Это ферритовые пленки с высокими значениями прозрачности и фарадеевского вращения. Хорошие показатели, например, получены у материалов с первым слоем из MnBi-пленки совместно с пленкой из содержащего Vi граната.

Применение *материалов для записи в точке переориентации* основано на эффекте изменения направления ОЛН в некоторых материалах при тепловом воздействии. Примером материалов этой группы являются ортоферриты со значительной ортогональной анизотропией, например $(\text{Sm,Tb})\text{FeO}_3$ -пленки толщиной 0,1 мкм. В исходном состоянии вектор намагниченности по всей пленке расположен перпендикулярно ее поверхности. Нагрев материала выше точки переориентации ($T_p=45^\circ\text{C}$) приводит к локальному развороту вектора намагниченности в плоскость пленки. После остывания под действием усиливающегося поля анизотропии и небольшого поля записи этот вектор вновь ориентируется перпендикулярно поверхности, но его направление на участке записи противоположно ориентации векторов намагниченности других участков пленки. Эти материалы позволяют осуществлять запись при комнатной температуре с высокой чувствительностью 0,01 нДж/мкм² при достаточной надежности считывания ($\psi = 6$ град/дБ при $\lambda=0,45$ мкм).

Термомагнитная запись в последнее время получила распространение в компьютерных системах высокого уровня. Их использование в бытовых персональных компьютерах сдерживается высокой ценой. Разработаны устройства записи-считывания на стандартные 3.5 и 5.25-дюймовые гибкие диски с объемом памяти соответственно до 600 Мб и 1.3 Гб. Возможность намагничивать очень мелкие области поверхности диска без риска влияния на

намагниченность соседних областей дает возможность довести плотность записи до 8 Тбит/см².

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1) Пасынков В.В., Сорокин В.С. Материалы электронной техники. - М.: Высшая школа, 2004. - 367 с.
- 2) Электрорадиоматериалы. /Б.М. Тареев и др. Под ред. Б.М. Тареева.- М.: Высшая школа, 1978.-336 с.
- 3) Антипов Б.Л., Сорокин В.С., Терехов В.А. Материалы электронной техники. Задачи и вопросы. – СПб: Изд-во Лань, 2003. – 206 с.
- 4) Трубицын А.М. Электрорадиоматериалы. Диэлектрики. Учебное пособие. Томск: Из-во ТАСУР, 1995.-76 с.
- 5) Кузубных Н.И., Козлов В.Г., Перспективная элементная база радиоэлектронных устройств. – Томск: ТУСУР, 2007. – 263 с.
- 6) Воробьев Г.А. Диэлектрические свойства электроизоляционных материалов. - Томск: Изд.ТГУ, 1984.-126 с.
- 7) Воробьев Г.А. Свойства диэлектриков: Учебное пособие. – Томск: ТУСУР, 2002. – 128 с.
- 8) Воробьев Г.А., Еханин С.Г., Несмелов Н.С. Электрический пробой твердых диэлектриков: Учебное пособие. – Томск: ТУСУР, 2008. – 135 с.
- 9) Преображенский А.А., Бишард Е.Г. Магнитные материалы и элементы. - М. : Высш.шк., 1986.-352
- 10) Мишин Д.Д. Магнитные материалы.-М.: Высшая школа, 1991.- 384 с.
- 11) Трубицын А.М., Нефедцев Е.В. Электрорадиоматериалы. Магнитные материалы. Учебное пособие. Томск: Из-во ТАСУР, 1997.-40 с.
- 12) Иродов И.Е. Основные законы электромагнетизма. - М.: Высшая школа, 1991. - 289 с.
- 13) Коровин Н.В. Общая химия. Учебник для технических направлений и специальностей вузов / Н.В. Коровин. – 7-е изд. Испр. –М.: Высшая школа, 2006. – 556 с.