Министерство общего и профессионального образования Российской Федерации

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

(ТУСУР)

Кафедра КУДР

РЕФЕРАТ

Проверил

Преподаватель кафедры КУДР

\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_Кистенева

«\_\_\_» сентября 2001 г.

Выполнил

студент группы 49В

\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_Попов С. В.

«\_\_\_» сентября 2001 г.

г. Томск

2001 г.

**Содержание**

1. Металлы 3

1.1 Зонная энергетическая структура металлов 3

1.2 Основные электрические параметры металлов 5

1.3 удельное сопротивление чистых металлов 6

1.4 Электрические свойства металлических сплавов 8

2. Диэлектрики 10

2.1 Функции, выполняемые диэлектриками в РЭА 10

2.2 Виды поляризаций 10

2.3 Диэлектрические потери 12

3. Магнитные материалы. 14

3.1. Классификация веществ по магнитным свойствам 14

3.2. Классификация магнитных материалов 15

3.3 Ферриты 15

3.3.1 Особенности ферримагнетиков 16

3.4 Природа обменного взаимодействия 17

3.5 зависимость магнитных свойств от температуры 19

Список литературы 21

# 1. Металлы

## **1.1 Зонная энергетическая структура металлов**

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

В изолированном атоме имеется ряд разрешённых уровней энергии, которые могут быть «заселены» электронами (рис. 1.1, 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 решётки твёрдого тела все имеющиеся у атомов данного типа электронные уровни (как заполненные электронами, так и незаполненные) несколько смещаются вследствие воздействия соседних атомов друг на друга. В частности, притяжение электронов одного атома ядром соседнего снижет высоту потенциального барьера, разделяющего электроны в уединённых атомах. Главное состоит в том, что при сближении атомов происходит перекрытие электронных оболочек, а это в свою очередь существенно изменяет характер движения электронов. 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 принадлежности того или иного электрона определённому атому – каждый валентный электрон всем атомам кристаллической решётки одновременно. Иными словами, при перекрытии электронных оболочек происходит обобществление электронов.

Вследствие обменного взаимодействия дискретные энергетические уровни изолированного атома расщепляются в энергетические зоны (рисунок 1.1, б). Разрешенные энергетические зоны разделены запрещёнными интервалами энергии (запрещёнными зонами - 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.

Уровни возбуждённого атома

Эн

е

р

г

ия

ЗП

ЗЗ

ВЗ

Уровень невозбуждённого состояния атома

а) б)

Рисунок 1.1 – энергетические уровни:

а – уединённого атома;

б – твёрдого тела;

Рассмотрим простую кристаллическую решётку, образованную одним сортом атомов. В каждой разрешённой энергетической зоне содержится столько уровней энергии, сколько атомов содержится во всём кристалле. Если учесть, что энергетические зоны имеют ширину порядка единиц эВ, то для кристалла размером 1см3, содержащего 1022-1023 атомов, энергетическое «расстояние» между уровнями окажется ~ 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 ~ 103эВ.

Стремление системы атомов к минимуму энергии приводит к тому, что энергетические уровни зон заселяются имеющимися электронами «снизу - вверх». При этом действует *принцип Паули* – каждый уровень может быть заселён не более чем двумя электронами. В итоге, нижние (внутренние) зоны заселяются полностью вплоть до зоны, образованной валентными уровнями. *Валентная зона* (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 на половину. Следующая за валентной зоной свободная, незаполненная электронами зона называется *зоной проводимости* (ЗП). Взаимное положение этих зон и степень заполнения валентной зоны определяют большинство процессов, происходящих в твёрдом теле.

1. Предположим, что валентная зона заселена полностью (рисунок 1.2). Если при этом между валентной зоной и зоной проводимости имеется достаточно большая зона запрещённых энергий ΔЕ > ~ 0.1 эВ, то такое состояние соответствует либо полупроводнику (ΔЕ < ~ 3 эВ), либо диэлектрику (ΔЕ > ~ 3 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 уровни в пределах валентной зоны полностью заселены, поэтому дрейф возможен лишь при условии перебрасывания части электронов из валентной зоны в зону проводимости за счёт внешних возбуждающих факторов (температурный нагрев, освещёние и т.д.).

Уровни возбуждённого атома

1

Эн

е

р

г

ия

ΔЕ 3

2

а) б) в)

1 – валентная зона;

2 – зона проводимости;

3 – запрещённая зона;

Рисунок 1.2 – структура энергетических зон диэлектриков (а),

полупроводников (б) и металлов (в).

2. Случай, когда запретная зона оказывается незначительной, или вообще отсутствует, (валентная зона перекрывается с зоной проводимости) соответствует материалу высокой проводимости – металлы, поскольку электроны получают возможность относительно свободно изменять свою энергию при воздействии внешнего электрического поля, беспрепятственно переходя из зоны в зону.

3. если валентная зона заселена электронами частично то, очевидно, что соответствующий материал обладает металлическими свойствами независимо от взаимного расположения валентной зоны и зоны проводимости.

Случай перекрытых зон и случай частично заполненной валентной зоны с точки зрения электропроводности эквивалентны. Важно отметить, что уровень Ферми металлов располагается в области разрешённых квазинепрерывных энергетических зон, и что концентрацию носителей заряда («свободных» электронов) можно считать почти постоянной по отношению к изменению внешних условий. Это также отличает металлы от полупроводников, у которых количество носителей заряда резко возрастает с ростом температуры.

## **1.2 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 **vдр**

**j** = q n **vдр**; (1.1)

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

(1.2)



Cсредняя тепловая скорость связана с температурой металла соотношением

mvт2 = 3kT откуда следует, что при комнатной температуре ~ 300К, тепловая скорость значительна и имеет порядок 105 м/с.

В силу того, что направления скоростей электронов хаотичны, в отсутствии электрического поля дрейфовая скорость равна нулю. При воздействии электрического поля электроны получают некоторую добавочную составляющую в направлении поля. Однако эта добавка незначительна, и практически не влияет на характер движения электронов. Элементарные расчёты показывают, что при самом жёстком режиме протекания тока, величина дрейфовой скорости протекания тока составляет не более ~ 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. В условиях столь больших сил «терния» имеет место прямая пропорциональность между дрейфовой скоростью и напряжённостью поля:

**vдр** = *μ* **E**; (1.3)

Коэффициент пропорциональности *μ* носит название *«подвижность»* [м2 / В с]. Подстановка (1.3) в (1.1) даёт

**j** = q n *μ* **E**; (1.4)

Коэффициент пропорциональности между плотностью тока и напряжённостью поля носит название *«удельная проводимость»* [γ] = [1 / Ом м], а величина, обратная ему – «удельное сопротивление» [ρ] = [Ом м]:

γ = q n *μ*; ρ = 1/γ. (1.5)

## **1.3 удельное сопротивление чистых металлов**

Если бы кристаллическая решётка была бы лишена дефектов, электрическое сопротивление металла равнялось бы нулю, поскольку электроны не испытывали бы рассеяние энергии и беспрепятственно ускорялись в электрическом поле. При этом неподвижные собственные ионы, расположенные в узлах кристаллической решётки не являлись бы рассеивающими центрами, в силу самосогласованности их поле с квантовомеханическим движением электронов.

На самом же деле, как отмечалось ранее, присутствие дефектов структуры в кристаллической решётки неизбежно. Рассеяние электронов может произойти и в регулярных частях кристалла, поскольку строгая периодичность его нарушается тепловыми колебаниями ионов. Опыт показывает, что именно *тепловые колебания* решётки *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 1.3, 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** Тд, зависимость становится близкой к линейной. Характер роста удельного сопротивления на всём диапазоне температур можно объяснить лишь с позиций квантовой теории. Дело в том, что всякое колебание кристаллической решётки можно разложить на элементарные колебания, или колебательные кванты – фотоны. Фотоны, также как и электроны обладают дискретным спектром энергий, причём разрешённая зона фотонов имеет ширину ~ 0.01 эВ. Однако на них не распространяется принцип Паули, и каждому уровню энергии может соответствовать сколь угодно большое число фотонов. Говоря упрощённо, при возрастании температуры от абсолютного нуля до температуры Дебая, увеличивается количество фотонов, соответствующее каждому отдельному возбуждённому уровню энергии. Но, кроме того, возбуждаются всё более и более высокие уровни энергии фотонов. При температуре Дебая возбуждены уже все фотонные уровни, поэтому прирост фотонов замедляется и зависимость ρ(Т) переходит в линейную. Как показывает эксперимент, линейная аппроксимация температурной зависимости ρ(Т) справедлива для температур выше 2/3 Тд с ошибкой, не превышающей 10%. Температура Дебая для большинства металлов составляет 400 – 450К, поэтому линейное приближение обычно справедливо для температур от комнатной и выше. Вблизи **температуры плавления** Тпл происходит отклонение от линейного закона, а при температуре плавления происходит резкий скачёк удельного сопротивления, связанный с фазовым переходом. Как правило, сопротивление сплава выше, чем сопротивление твё1рдого металла. Исключение составляют такие металлы, как Bi, Ga и др, у которых при температуре плавления сопротивление падает.

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 1.3, б). У металлов, не переходящих в сверхпроводящее состояние (например, Pt, рисунок 1.3, б), при снижении температуры вплоть до нуля, удельное сопротивление остаётся на некотором постоянном уровне ρ0. это значение называется **остаточным сопротивлением**. Очевидно, оно не связано с тепловым рассеянием электронов. Опыт показывает, что ρ0 пропорционально количеству примесей, а также возрастает при закалке и механических деформациях, следовательно, остаточное сопротивление связанно только с наличием дефектов. Из сказанного следует, что удельное сопротивление металла можно представить в виде суммы тампературозависимой и остаточной (постоянной по отношению к изменению температуры) составляющей.

ρ = ρт + ρ0. (1.6)

Для характеристики влияния температуры на некоторую температурозависимую величину (в ограниченном температурном диапазоне, где её изменение можно считать приблизительно линейным), вводят понятие температурного коэффициента этой величины. ρ / ρ273

ρ 0,015

Pt

0,010

Hg

0,005

ρост

0 Тсв Тд Тпл Т 0 Тсв 10 15 Т, К

а) б)

Рисунок 1.3 – температурная зависимость удельного сопротивления металлов:

а – в широком диапазоне температур (схематично);

б – в области низких температур для платины и ртути.

**Температурным коэффициентом величины** А называется относительное изменение величины А при изменении температуры на один градус.

(1.7)



Следует заметить, что даже при условии строгого линейного изменения физической величины при изменении температуры, ТК сам является функцией температуры. Выражение, стоящее после первого приближенного равенства, даёт рецепт определения ТК в конечных приращениях *при некоторой конкретной температуре* Т0 на основе экспериментального измерения зависимости А(Т) в окрестности Т0. при этом конечное приращение ΔА откладывается на касательной к характеристике в точке Т0. выражение, стоящее после второго приближённого равенства, даёт рецепт определения среднего ТК на температурном диапазоне от Т1 до Т2. при этом в соответствии с принятыми стандартами, относительное изменение величины определяют делением разности (А2 – А1) на значение, соответствующее наименьшей температуре диапазона А1. при слабой температурной зависимости величины А эти различия не имеют существенного значения. Из (1.7) также следует формула, позволяющая, на основе известного ТК и известного значения А0 при комнатной температуре Т0, определить значения А при другой температуре Т: А(Т) = А0 [1 + ТКА (Т – Т0)].

Независимо от размерности величины А, *температурные коэффициенты имеют одинаковую размерность* – К-1.

Типичные значения **температурного коэффициента удельного сопротивления** **ТКρ** для чистых металлов составляют ~ 10-3 К-1. Рассмотрим ТКρ металла с дефектами, используя выражение (1.7) и предполагая выполнение соотношения (1.6):

ТКρ = 1/ρ dρ/dT = 1/(ρт + ρ0) dρт/dT = ρт/(ρт + ρ0) [(1/ρт) dρт/dT] = ТКρт ρт/(ρт + ρ0). (1.8)

Полученное выражение говорит о том, что при введении примесей (увеличение постоянной составляющей ρ0) удельное сопротивление металла становится менее температурозависимым (ТКρ уменьшается). Опыт показывает, что введением примесей это значение можно понизить на 1-2 порядка (при этом, однако, общее удельное сопротивление повышается).

Типичные значения удельных сопротивлений чистых металлов составляют ~ 10-8 - 10-7 Ом м. Наиболее проводящими при комнатной температуре является известная четвёрка металлов Ag, Au, Cu, Al. Их удельное сопротивление < 3 10-8 Ом м.

## **1.4 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 изложенного выше, нетрудно догадаться, что *удельное сопротивление сплава должно быть всегда 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 температуронезависимую составляющую.

Для простоты рассмотрим сплавы, содержащие два компонента А и В. для сплавов типа **физического раствора** температуронезависимая остаточная составляющая достаточно хорошо описывается параболической зависимостью Нортгейма:

ρ0=СХАХВ=СХВ(1-ХВ), (1.9)

где ХА=NА/N и ХВ=NВ/N – атомные доли компонентов А и В в сплаве;

N, NА, NВ – общая концентрация атомов и концентрация атомов А и В;

С – константа, зависящая от температуры компонент. Такая зависимость соответствует концентрационной зависимости полного удельного сопротивления, показанной на рисунке 1.4.

ρ ТКρ

0 Х в , % 100

Рисунок 1.4

Сплавы имеют значительно более высокие значения удельного сопротивления, чем чистые металлы. С другой стороны, как следует, в частности, из выражения (1.8), сплавы термостабильнее чистых металлов, то есть, их ТКρ существенно ниже (рисунок 1.4). Оба этих свойства можно использовать для изготовления резисторов – проволочных и плёночных.

ρ

0 Х в , % 100

Рисунок 1.5

Закон Нортгейма и соотношение для ТКρ хорошо выполняются лишь для сплавов, представляющих собой *физический раствор* компонент А и В (смесь фаз). В ряде случаев, растворы 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 следующие соединения MgZn, Mg2Zn3, Mg2Zn4, Mg2Zn6 с регулярными собственными кристаллическими системами. На диаграммах «свойство-состав» таких сплавов на фоне общего максимума, при определённых соотношениях в составе, наблюдаются резкие провалы, соответствующие чистой металлической фазе (рисунок 1.5).

# 2. Диэлектрики

## **2.1 Функции, выполняемые диэлектриками в РЭА**

Диэлектрики имеют чрезвычайно большое значение для радиоэлектронной техники. Теоретические вопросы, связанные со строением диэлектриков с точки зрения зонной теории, были рассмотрены в пункте 1.1. В простейших случаях своего применения, диэлектрики используются в качестве электроизоляционных материалов. Назначение электрической изоляции сводится к тому, чтобы воспрепятствовать прохождению электрического тока по путям, нежелательным для работы данной электрической схемы. Однако, помимо *пассивных*, изолирующих функций, некоторые виды диэлектриков выполняют *активные* функции, порой более сложные, чем полупроводниковые материалы. Дадим некоторый (не полный) перечень функций, выполняемых диэлектриками в РЭА и элементов, в которых они используются.

**Пассивные функции**

1) Электроизоляция проводников тока;

2) Поляризационно – изорирующая межобкладочная среда конденсаторов;

3) Подзатворная изоляция полевых транзисторов;

4) связующая среда магнитодиэтектриков;

**Активные функции**

5) Вариконды, датчики температуры, нелинейные 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) Индикаторы (на основе жидких кристаллов);

12) Рабочие оптические лазерные среды.

## **2.2 Виды поляризаций**

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

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

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

Физически процесс поляризации может протекать по-разному и сопровождаться различными явлениями, поэтому, с учётом физических тонкостей поляризацию разделяют на виды и классы (рисунок 2.1). Принципиальные отличия *упругих* и *неупругих* видов поляризации отображены в таблице 2.1. *Спонтанная* поляризация – относительно редкое и уникальное явление, свойственное некоторым кристаллическим диэлектрикам. В отличие от остальных видов поляризации, упругих и неупругих, спонтанная поляризация *обладает свойством нелинейности*.

ПОЛЯРИЗАЦИИ

Упругие Неупругие

Релаксационные Миграционные Спонтанная

1. Электронно- 1. Ионно- 1. Межслоевая

упругая релаксациооная 2. Высоковольтная

2. Ионно-упругая 2. Дипольно-

релаксационная

3. Дипольно- 3. Электронно-

упругая релаксационая

Рисунок 2.1 – Виды поларизации

Таблица 2.1 – Особенности упругих и неупругих видов поляризации

|  |  |
| --- | --- |
| **Упругие виды** | **Неупругие виды** |
| 1. Малое время установления  τ < ~ 10-12 c. | 1. Относительно большое время установления τ < ~ 10-7 c. |
| 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. |

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.

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 отметить, 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.

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 / τ). 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.

## **2.3 Диэлектрические потери**

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

Мерой потерь является плотность мощности тепловой энергии, то есть, количество тепла, выделяемого в единице объёма материала за единицу времени [w] = [Вт / м3].

При воздействии электрического поля в любом материалле выделяется тепло в том числе и в диэлектрике. Потери в диэлектриках вызываются различными процессами, поэтому их подразделяют на несколько видов (рисунок 2.2)

**ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ**

Связанные с током проводимости Связанные с током смещения

Jпр = γ Е Jсм = dD/dt (поляризацией)

Потери проводимости Релаксационные потери

Ионизационные потери Резонансные потери

Миграционные потери Сегнетоэлектрические потери

Рисунок 2.2 – Виды диэлектрических потерь

Как следует из рисунка существуют две главные причины 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 определённой порцией энергии при смещении связанного заряда (при возникновении тока 0,смещения).

**Потери проводимости**. Для большинства твёрдых диэлектриков сквозная проводимость обусловлена движением слабо закреплённых ионов, находящихся в относительно неглубоких потенциальных ямах. Движение ионов носит характер отдельных скачков, вызванных сообщением им со стороны отдельного коллектива частиц порций энергии, достаточных для преодоления барьеров. Электрическое поле, создаёт дисбаланс в вероятности скачков против и по направлению поля, и за счёт этого движение происходит преимущественно в одном направлении.

**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 причиное постепенного разрушения материала за счёт взаимодействия ионов и электронов, ускоренны в разряде, с основным веществом. Постепенная эрозия вещества при частичных разрядах приводит к старению и, в конце концов, к пробою диэлектрика.

Особенностью ионизационных потерь является их сильная зависимость от напряжения выше некоторого порогового значения Е0.

Ионизационные токи, как и другие токи проводимости, млжно охарактеризовать величиной проводимости, однако проводимость будет сложным образом зависима от напряжённости 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 зёрен, создавая кратковременные токи проводимости и потери. Миграционные потери дают максимумы на частотных зависимостях тангенса угла диэлектрических потерь, подобные релаксационным максимумам.

**Релаксационные потери**. В случае, если в диэлектрике значительная релаксационная поляризация, то неизбежно возникают потери связанные с этой поляризацией. В процессе смещения связанных зарядов возникают силы сопротивления со стороны окружающих молекул, подобные силам трения. При этом, каждый диполь передаёт материалу определённую порцию энергии. Как только смещение произошло, тепловые потери прекращаются. Поэтому, говорить о релаксационных потерях имеет смысл лишь тогда, когда на диэлектрик действует *переменное поле* си смещение зарядов совершается периодически.

В силу инерционности установления релаксационной поляризации, при скачкообразном изменении внешнего поля, равновесная поляризованность (для данной напряжённости) может установиться лишь через некоторое время.

**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.

**Сегнетоэлектрические потери** обусловлены движением границ доменов в диэлектриках, обладающих спонтанной поляризацией (такие диэлектрики называют сегнетоэлектриками). Эти потери существенны даже у 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).

# 3. Магнитные материалы.

## **3.1. Классификация веществ по магнитным свойствам**

По реакции на внешнее магнитное поле и характеру внутреннего магнитного упорядочения все вещества в природе можно подразделить на пять групп: диамагнетики, парамагнетики, ферромагнетики, антиферромагнетики и ферримагнетики. Перечисленным видам магнетиков соответствуют пять различных видов магнитного состояния вещества: диамагнетизм, парамагнетизм, ферромагнетизм, антиферромагнетизм и ферримагнетизм.

К диамагнетикам относят вещества, у которых магнитная восприимчивость отрицательна и не зависит от напряженности внешнего магнитного поля. К диамагнетикам относятся инертные газы, водород, азот, многие жидкости (вода, нефть и ее производные), ряд металлов (медь, серебро, золото, цинк, ртуть, галлий и др.), большинство полупроводников (кремний, германий, соединения А3В5, А2В6) и органических соединений, щелочно-галоидные кристаллы, неорганические стекла и др. Диамагнетиками являются все вещества с ковалентной химической связью и вещества в сверхпроводящем состоянии.

К парамагнетикам относят вещества с положительной магнитной восприимчивостью, не зависящей от напряженности внешнего магнитного поля. К числу парамагнетиков относят кислород, окись азота, щелочные и щелочноземельные металлы, некоторые переходные металлы, соли железа, кобальта, никеля и редкоземельных элементов.

К ферромагнетикам относят вещества с большой положительной магнитной восприимчивостью (до 106), которая сильно зависит от напряженности магнитного поля и температуры.

Антиферромагнетиками являются вещества, в которых ниже некоторой температуры спонтанно возникает антипараллельная ориентация элементарных магнитных моментов одинаковых атомов или ионов кристаллической решетки. При нагревании антиферромагнетик испытывает фазовый переход в парамагнитное состояние. Антиферромагнетизм обнаружен у хрома, марганца и ряда редкоземельных элементов (Ce, Nd, Sm, Tm и др.). Типичными антиферромагнетиками являются простейшие химические соединения на основе металлов переходной группы типа окислов, галогенидов, сульфидов, карбонатов и т.п.

К ферримагнетикам относят вещества, магнитные свойства которых обусловлены нескомпенсированным антиферромагнетизмом. Подобно ферромагнетикам они обладают высокой магнитной восприимчивостью, которая существенно зависит от напряженности магнитного поля и температуры. Наряду с этим ферримагнетики характеризуются и рядом существенных отличий от ферромагнитных материалов.

Свойствами ферримагнетиков обладают некоторые упорядоченные металлические сплавы, но, главным образом, - различные оксидные соединения, среди которых наибольший практический интерес представляют ферриты.

## **3.2. Классификация магнитных материалов**

Применяемые в электронной технике магнитные материалы подразделяют на две основные группы: *магнитотвердые и магнитомягкие*. В отдельную группу выделяют *материалы специального назначения*.

К *магнитотвердым* относят материалы с большой коэрцитивной силой Нс. Они перемагничиваются лишь в очень сильных магнитных полях и служат для изготовления постоянных магнитов.

К *магнитомягким* относят материалы с малой коэрцитивной силой и высокой магнитной проницаемостью. Они обладают способностью намагничиваться до насыщения в слабых магнитных полях, характеризуются узкой петлей гистерезиса и малыми потерями на перемагничивание. Магнитомягкие материалы используются в основном в качестве различных магнитопроводов: сердечников дросселей, трансформаторов, электромагнитов , магнитных систем электроизмерительных приборов и т. п.

Условно магнитомягкими считают материалы, у которых Нс < 800 А/м, а магнитотвердыми - с Нс > 4 кА/м. Необходимо, однако, отметить, что у лучших магнитомягких материалов коэрцитивная сила может составлять менее 1 А/м, а лучших магнитотвердых материалах ее значение превышает 500 кА/м. По масштабам применения в электронной технике среди материалов специального назначения следует выделить материалы с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ), ферриты для устройств сверхвысокочастотного диапазона и магнитострикционные материалы.

Внутри каждой группы деление магнитных материалов по родам и видам отражает различия в их строении и химическом составе, учитывает технологические особенности и некоторые специфические свойства.

Свойства магнитных материалов определяются формой кривой намагничивания и петли гистерезиса. Магнитомягкие материалы применяются для получения больших значений магнитного потока. Величина магнитного потока ограничена магнитным насыщением материала, а потому основным требованием к магнитным материалам сильноточной электротехники и электроники является высокая индукция насыщения. Свойства магнитных материалов зависят от их химического состава, от чистоты используемого исходного сырья и технологии производства. В зависимости от исходного сырья и технологии производства магнитомягкие материалы делятся на три группы: монолитные металлические материалы, порошковые металлические материалы (магнитодиэлектрические) и оксидные магнитные материалы, кратко называемые ферритами.

## **3.3 Ферриты**

Ферриты представляют собой химические соединения, в общем случае имеющие формулу МFe2O4, где М - чаще всего двухвалентный ион металла, например, Cu, Zn, Mg, Ni, Fe, Co и Mn. В отличие от порошковых сердечников ферриты представляют собой монолитные материалы. Магнитомягкие ферриты кристаллизуются в кубической системе и имеют структуру шпинели - минерала состава MgAl2O4. Чаще всего применяются ферриты следующих типов:

MnO\*ZnO x 2Fe2O3 - марганцево-цинковый феррит;

Nio\*ZnO x 2Fe2O3 - никель-цинковый феррит;

MgO\*MnO\*2Fe2O3 - магний-марганцевый феррит.

Ферриты имеют высокое удельное электрическое сопротивление порядка 10-109 Ом\*см и благодаря этому низкие потери на вихревые токи. Индукция насыщения составляет приблизительно 20-25% от индукции насыщения железа.

Ферриты делятся на три подгруппы:

а) ферриты с гарантированными потерями и проницаемостью;

б) ферриты с прямоугольной петлей гистерезиса;

в) ферриты со специальными свойствами.

Марганец-цинковые ферриты по сравнению с никель-цинковыми имеют меньшие потери. Оба эти вида ферритов относятся к первой подгруппе. Т.к. никель-цинковые ферриты имеют более высокое электрическое сопротивление, то их целесообразно применять в области частот от 500 кГц до 200 МГц и выше, т.е. для цепей высокочастотной техники. Магний-цинковые ферриты предназначены для применения в диапазоне от звуковых частот до нескольких МГц.

Ферриты с прямоугольной петлей гистерезиса бывают никель-цинковыми или магний-марганцевыми. В технике УКВ также применяются магний-марганцевые ферриты, однако соотношение отдельных составных частей в тройной системе отличается от состава магний-марганцевых ферритов с прямоугольной петлей гистерезиса. Эти ферриты вместе с магнитострикционными материалами относятся к группе материалов со специальными свойствами.

Благодаря своим свойствам, ферриты имеют очень широкий диапазон применения. В настоящее время ферриты применяются в производстве реле,сетевых трансформаторов устройств связи, дросселей, электромеханических преобразователей и резонаторов и т.п. Однако наибольшее распространение ферриты получили в производстве сердечников для катушек (феррокатушек), запоминающих и переключающих цепей и т.п.

### 3.3.1 Особенности ферримагнетиков

Строение ферримагнетиков. Ферримагнетики получили свое название от ферритов, под которыми понимают химические соединения окисла железа Fe2O3 с окислами других металлов. В настоящее время используют сотни различных марок ферритов, отличающихся по химическому составу, кристаллической структуре, магнитным, электрическим и другим свойствам.

Наиболее широкое применение нашли ферриты со структурой природного минерала *шпинели.* Химический состав ферритов-шпинелей отвечает формуле МеFe2O4, где под Ме понимают какой-либо двухвалентный катион. На примере этих соединений рассмотрим наиболее характерные особенности магнитных свойств ферримагнетиков.

Исследования показывают, что наличие или отсутствие магнитных свойств определяется кристаллической структурой материалов и, в частности, расположением ионов двухвалентных металлов и железа между ионами кислорода. Элементарная ячейка шпинели представляет собой куб, в состав которого входит восемь структурных единиц типа МеFe2O4, т.е. 32 иона кислорода, 16 ионов трехвалентного железа и 8 ионов двухвалентного металла. Кислородные ионы расположены по принципу плотной кубической упаковки шаров. При этом возникают междуузлия двух типов: тетраэдрические, образованные окружением четырех ионов, и октаэдрические, образованные окружением шести ионов кислорода. В этих кислородных междуузлиях находятся катионы металлов. Всего в элементарной ячейке шпинели может быть заполнено 8 тетраэдрических промежутков (назовем их позициями типа А) и 16 октаэдрических мест (позиции типа В).

Структуру, в которой все катионы двухвалентного железа занимают позиции типа А, а катионы трехвалентного железа распределяются в междуузлиях типа В, называют нормальной шпинелью. Учитывая такой характер распределения катионов по кислородным междуузлиям, формулу феррита со структурой нормальной шпинели можно представить в следующем виде:

(Мe2+)[Fe3+Fe3+]O4

где в круглых скобках указаны ионы, занимающие позиции типа А, а в квадратных - ионы в позициях типа В. Стрелками условно показано направление магнитных моментов катионов. В структуре нормальной шпинели кристаллизуются ферриты цинка (ZnFe2O4) и кадмия (CdFe2O4). Как будет показано далее, ферриты со структурой нормальной шпинели немагнитны.

Чаще встречаются ферриты с иным характером распределения катионов по кислородным междуузлиям. Структура, в которой катионы Ме2+ находятся в позициях типа В, а катионы трехвалентного железа поровну распределяются между позициями А и В, получила название обращенной шпинели. Формулу обращенной шпинели с учетом распределения катионов можно записать в виде:

(Fe3+)[Me2+Fe3+]O4

Структуру обращенной шпинели имеют ферриты никеля, кобальта, меди и некоторых других элементов.

Большинство реальных ферритов характеризуется некоторым промежуточным распределением катионов, когда и ионы Ме2+, и ионы трехвалентного железа Fe3+ занимают позиции того и другого типов. Такие структуры называют амфотерной шпинелью. Промежуточному распределению катионов соответствует структурная формула

(Me2+1-x Fe3+x)[Me2+x Fe3+1-x]O4

где параметр х характеризует степень обращенности шпинели. Структуре нормальной и обращенной шпинели отвечают значения х, равные, соответственно, нулю и единице.

Природа магнитного упорядочения. В ферритах магнитоактивные катионы находятся достаточно далеко друг от друга, поскольку разделены анионами кислорода, не обладающими магнитным моментом. Поэтому прямое обменное взаимодействие между катионами оказывается очень слабым или отсутствует вообще. Их электронные оболочки практически не перекрываются.

## **3.4 Природа обменного взаимодействия**

Элементы с недостроенными внутренними оболочками называются переходными.

На рисунке 3.1 схематично показана структура атома железа, который содержит 26 электронов в четырёх оболочках. Цифры указывают 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 четверых электронов спины не скомпенсированы. Иными словами, эта подоболочка является недостроенной. Между соседними атомами возникает обменное взаимодействие, характеризуемое значением интеграла обменной энергии. Оказывается, что величина и знак обменной энергии А зависит от отношения расстояния между атомами к радиусу незаполненной оболочки (рисунок 3.2). схематичный график зависимости А(a/r) показан на рисунке 3.3. различные участки этой зависимости характеризуют резко различающиеся друг от друга состояния магнитных сред, рассмотрены ниже.

1) **Ферромагнитное состояние.** Интеграл обменной энергии положителен лишь при a/r > 3.2. Этому соотношению отвечают кристаллы элементов Gd, Dy, Ho, Er ,Tb, Tm. Положительный знак обменной энергии означает, что энергетически выгодным состоянием для системы является такое, при котором электронные спины незавершённых оболочек соседних атомов одинаково направлены (имеют одинаковый знак проекций спина на выделенную пространственную ось). Магнетики, обладающие таким свойством называются ферромагнетиками. Распространяя это свойство на каждую пару атомов, можно прийти к выводу, что спины электронов на незавершённых внутренних оболочках у всех атомов вещества стремятся сориентироваться в одном направлении, и при этом достигается минимум энергии тела.

1s 2s 2p 3s 3p 3d 4s

+1 +1 +3 +1 +3 +5 +1

26

-1 -1 -3 -1 –3 –1 -1

Рисунок 3.1 – Электронные оболочки в атоме железа

r r

a

Рисунок 3.2 – Размеры, определяющие величину обменной энергии

А

0 1 2 3 4 5 6 7 8 a/r

Рисунок 3.3 – Зависимость обменного интеграла от отношения межатомного расстояния a к радиусу r незаполненной электронной оболочки

В итоге получается, что ферромагнетик в любой своей области спонтанно намагничен практически до насыщения I = Is = 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, магнетик «разбит» на довольно протяжённые области (10-5 - 10-2 см) – домены, имеющие каждый свою ориентацию вектора Is. Этот вектор резко изменяет направление при переходе от домена к домену. Такая структура со взаимнокомпенсирующими моментами является энергетически выгодной, так как она не генерирует внешнее магнитное поле, которое в противном случае, являлось бы значительным резервуаром энергии.

Направления спонтанной намагниченности доменов определяются кристаллографическими направлениями, вдоль которых энергия обменного взаимодействия максимальна. Например, для железа, имеющего кубическую объемно-центрированную структуру, такими направлениями являются шесть направлений, соответствующих трём взаимно перпендикулярным осям типа [100], для гранецентрированной решетки никеля – восемь, направлений, соответствующим осям типа [111], для гексагональной решётки кобальта – лишь два направления, соответствующих оси призмы [0001]. Эти направления (оси) называются **направлениями (осями) лёгкого намагничивания** (ОЛН). В то же время следует выделить и направления (оси) трудного намагничивания (ОТН). Энергию, затрачиваемую внешним магнитным полем на поворот вектора намагниченности из направления лёгкого намагничивания в направление трудного намагничивания, называют *энергией естественной магнитной кристаллографической анизотропии*.

2) **Антиферромагнитное состояние.** При условии a/r < 3.2 интеграл обменной энергии отрицателен. Этому соотношению отвечают кристаллы элементов Mn, Cr, а также редкоземельные элементы Ce, Pr, Nd, Sm, Eu. Для таких магнетиков, называемых *антиферромагнетиками*, энергетически выгодна антипараллельная ориентация соседних спинов. В силу этого, у антиферромагнетиков имеет место взаимная компенсация магнитных моментов атомов в любом участке кристалла. 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, ионы кислорода играют роль «переносчика» спиновых взаимодействий. Внешняя 2-p оболочка кислородного иона O2- полностью заполнена электронами, причём 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 приминения на практике в качестве магнитных материалов. Однако большое значение имеют некоторые так называемые нескомпенсированные антиферромагнетики, или ферримагнетики.

## **3.5 зависимость магнитных свойств от температуры**

спонтанная намагниченность ферро- и ферримагнетика 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 Тк. Эта температура пределается значением обменной энергии Тк = A/k (k – постоянная Больцмана). В области температур ниже и вблизи точки Кюри намагниченность насыщения зависит от температуры по следующему закону:

(3.1)



где – константа для данного материала;



- намагниченность насыщения при температуре абсолютного нуля.



Точка Кюри, определённая выражение (3.1), называется ферромагнитной точкой Кюри (Ткf).

Температурная зависимость намагниченности насыщения при температуре свыше точки Кюри подчиняется закону Кюри – Вейса:

(3.2)



где С – константа для данного материала, называемая постоянной Кюри – Вейса.

Точка Кюри, определённая выражением (3.2), называется *парамагнитной точкой Кюри* (Ткp). Для типичных ферромагнетиков значения Ткf и Ткp близки по значению.

Не все перечисленные выше элементы имеют ферромагнитное состояние при нормальных условиях – соотношение А > kТкомн выполняется лишь для элементов группы железа (Fe, Ni, Co Gd).

Для антиферромагнетиков магнитный порядок сохраняется до температуры Т = ТН, называемой *температурой Нееля*, выше которой вещество переходит в парамагнитное состояние.

# Список литературы

1.) Нефедцев Е. В. «РАДИОМАТЕРИАЛЫ И РАДИОКОМПОНЕНТЫ» Томск 2000 г.

2.) Пасынков В.В., Сорокин В.С. «Материалы электронной техники»

Москва 1986 г.

3) Тареев Б.М. «Электрорадиоматериаллы» Москва 1978 г.