

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

**Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»**

**В.В. Карзанов, Р.Н. Крюков, Д.Е. Николичев, Ю.А. Данилов,
И.А. Федотов, Н.С. Широких, Н.О. Кривулин**

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРИАЛОВ

Практикум

Рекомендовано методической комиссией физического факультета
для бакалавров, обучающихся по следующим направлениям подготовки:

210100 – «Электроника и наноэлектроника»,
222900 – «Нанотехнологии и микросистемная техника»

Нижегород

2022

УДК 538.9
ББК 22.373
К21

К21 Карзанов В.В., Крюков Р.Н., Николичев Д.Е., Федотов И.А., Широких Н.С.
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ МАГНИТНЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРИАЛОВ: Практикум. Нижний Новгород: Нижегородский
государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 2021. – 42 с.

В пособии рассматривается физическая природа магнитной упорядоченности в твердых телах, обсуждается влияние внешнего магнитного поля на доменную структуру, приводятся условия возникновения гистерезиса на зависимости намагниченности от напряженности внешнего магнитного поля, устанавливаются сходство и различие между ферро- и ферромагнетиками. В описании рассматривается температурная зависимость спонтанной намагниченности ферромагнетиков, дается объяснение влияния «немагнитных» примесей на такие важные характеристики ферромагнетиков, как спонтанная намагниченность и температура Кюри. В практической части предлагается определить основные характеристики петли гистерезиса: коэрцитивное поле, остаточную намагниченность, энергетические затраты на перемагничивание. Обосновывается один из наиболее простых способов определения температуры Кюри – методом электромагнитной индукции. Пособие содержит перечень вопросов для самоконтроля и задачи расчетного характера.

Описание является методическим руководством и предназначено для студентов третьего курса физического факультета, выполняющих лабораторные работы на кафедре физики полупроводников, электроники и наноэлектроники по курсу "Физика конденсированного состояния".

Рецензент: н.с. лаборатории физики и технологии тонких пленок
НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского,
к.ф.-м.н., Королев Д.С.

Ответственный за выпуск:
председатель методической комиссии ФзФ ННГУ,
к.ф.-м.н., доцент Перов А.А.

УДК 538.9
ББК 22.373

© Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 2022

СОДЕРЖАНИЕ

Содержание	3
Введение	4
I. Основные представления	5
1.1. Ферромагнетик в нулевом магнитном поле. Доменная структура ферромагнетика	11
1.2. Изменение доменной структуры ферромагнетика в ненулевом магнитном поле. Гистерезис кривой намагничивания	14
II. Определение температуры Кюри ферромагнитных сплавов	20
2.1. Магнитная восприимчивость	20
2.2. Температурная зависимость намагниченности ферромагнетика	24
2.3. Легированные ферромагнетики	29
III. Практическая часть	33
3.1. Получение кривой намагничивания	33
3.2. Методика измерения температуры Кюри ферромагнитных образцов	37
3.3. Вопросы для самоподготовки	39
Литература	41

ВВЕДЕНИЕ

В основе электроники лежит управление движением электронов посредством, например, электрического поля, и работа электронных приборах основана на широком спектре эффектов, связанных с переносом заряда. Другим фундаментальным свойством электрона является спиновый магнитный момент, а в связанных электронах, ионах и молекулах – орбитальный магнитный момент. Таким образом, появляется возможность управления электронными устройствами путем изменения магнитного поля. Магнитоэлектроника и, в частности, спинтроника – области знаний, развитие которых привело к созданию новых типов приборов микро- и наноэлектроники: спинового клапана, спинового светоизлучающего диода и других устройствах.

Конструирование твердотельных магнитных материалов невозможно без понимания природы магнитных явлений, возникающих в них. Упорядоченность магнитной структуры при различных условиях формирования и функционирования твердотельных систем является основным направлением исследования магнитных материалов. Одним из главных факторов, влияющим на эффективность работы устройств, является температурная зависимость намагниченности. Часто магнитные свойства проявляются лишь при низких температурах, когда сохраняется «правильный» магнитный порядок, а после повышения температуры до комнатной, магнитные эффекты становятся слабовыраженными.

В пособии рассматривается теория возникновения магнетизма в твердых телах, а приводимые простые методы исследования магнитных свойств и их температурной зависимости дают представления о подходах к изучению магнитных материалов.

Цель работы – изучение процессов, протекающих в ферро- и ферримагнетиках при перемагничивании в переменных магнитных полях; определение температуры Кюри ферромагнитных сплавов *Ni-Cu* и *Fe-Al*.

I. Основные представления

Магнитные свойства вещества – макроскопическое проявление квантового характера частиц, его составляющих, т.е. электронов и атомных ядер. И электроны, и ядра обладают магнитными моментами. Поскольку магнитный момент частицы обратно пропорционален ее массе, то магнитные свойства вещества будут определяться электронами, т.к. электрон более чем на три порядка легче самого легкого атомного ядра – протона [1, 2].

Электронный магнетизм вещества проявляется в результате:

- 1) изменения движения электронов под действием магнитного поля (изменяется как движение электронов на атомных орбитах, так и движение квазисвободных электронов);
- 2) наличия у электронов собственных магнитных моментов;
- 3) существования магнитного момента у электронов в атомах, обусловленное наличием ненулевых орбитальных моментов (спина);
- 4) взаимодействия между электронами, приводящего к взаимной ориентации их магнитных моментов.

Считается, что возникновение магнитной упорядоченности в веществах обусловлено наличием обменного взаимодействия между электронами, находящимися на незаполненных атомных оболочках¹. Проще всего понять роль обменного взаимодействия в ориентации магнитных моментов атомов на примере молекулы водорода. При образовании молекулы H_2 волновые функции $1s$ -электронов перекрываются, каждый из электронов оказывается не только в поле ядра «своего» атома, но и в поле соседнего. Когда электроны оказываются в области перекрытия, они становятся неразличимы – уже нельзя сказать, какой электрон какому атому соответствует. В этом случае говорят, что атомы «обмениваются» электронами.

¹Незавершенность атомных оболочек и обуславливает то, что атомы обладают магнитными моментами, т.к. в этом случае суммарный спин таких оболочек не равен нулю.

В результате такого обмена в гамильтониане, описывающем основное состояние молекулы H_2 , появляется дополнительное отрицательное слагаемое, получившее название «обменной энергии»:

$$E_{\text{об.}} = -A_{12}(\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2), \quad (1)$$

где \mathbf{S}_1 и \mathbf{S}_2 – вектора спиновых моментов первого и второго электронов, коэффициент A_{12} – обменный интеграл. Для молекулы H_2 он имеет вид:

$$A_{12} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \iint_{V_1 V_2} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_{a_2}} - \frac{1}{r_{b_1}} \right) \psi_a(1) \cdot \psi_b(1) \cdot \psi_a(2) \cdot \psi_b(2) \cdot dV_1 \cdot dV_2 \quad (2)$$

Здесь $\psi_i(j)$ – волновая функция j -го электрона, находящегося в поле ядра i -го атома; r, r_{a_2}, r_{b_1} – расстояния, указанные на рис. 1 (а); V_j – пространственный объем, занимаемый j -м электроном.

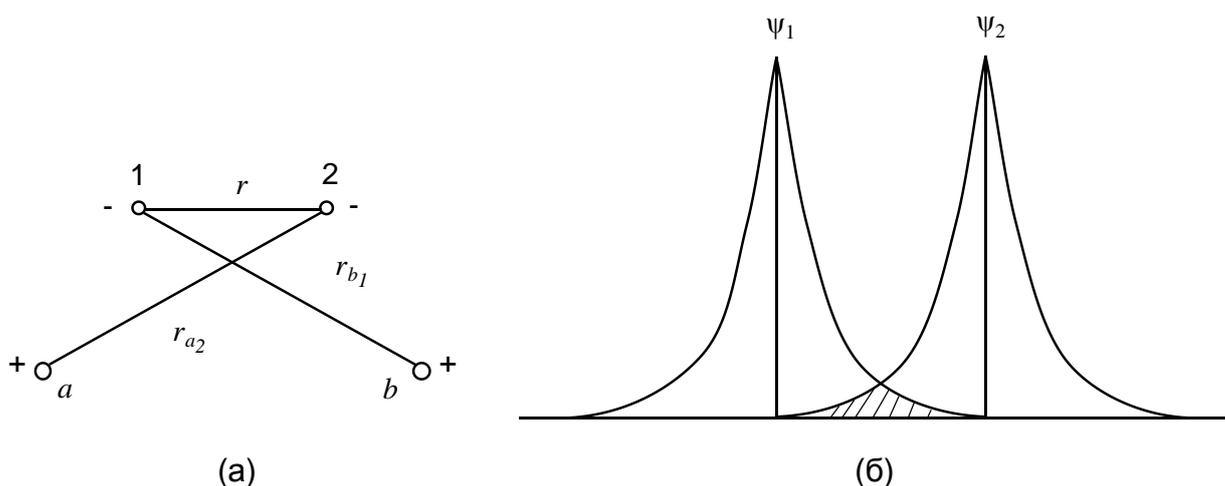


Рис. 1. Схематическое изображение молекулы водорода H_2 (а) и волновых функций электронов, участвующих в обменном взаимодействии. (б) Перекрывание волновых функций заштриховано.

Выражение для обменной энергии внешне похоже на выражение для энергии кулоновского взаимодействия, но в отличие от последней $E_{\text{об.}}$ зависит от взаимной ориентации спинов. Из формулы (2) видно, что обменный интеграл может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от величин r, r_{a_2}, r_{b_1} . Следовательно, для того, чтобы обменное взаимодействие было энергетически выгодным, т.е. $E_{\text{об.}} < 0$, спины электронов должны быть параллельны друг другу при $A_{12} > 0$ и антипараллельны при $A_{12} < 0$. В молекуле водорода обменный интеграл

отрицателен, поэтому $S_1 \uparrow \downarrow S_2$; в молекуле кислорода он положителен и, соответственно, $S_1 \uparrow \uparrow S_2$.

Сходная картина наблюдается и при больших количествах атомов, взаимодействующих между собой через обмен электронов, но здесь для полной обменной энергии всего ансамбля спинов вместо (1) следует записать

$$E_{\text{об.}} = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \sum_{j=i} A_{ij} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j), \quad (3)$$

т.е. просуммировать взаимодействие между каждой парой спинов. Если каждый из элементов $A_{ij} > 0$, то все спины (и, соответственно, все магнитные моменты) ориентируются в одном направлении, следовательно, происходит ферромагнитное упорядочение. В этом случае говорят, что вещество обладает спонтанной намагниченностью. При всех $A_{ij} < 0$ спины антипараллельны, таким образом, материал представляет собой антиферромагнетик. В случае, когда часть элементов $A_{ij} > 0$, а другая часть $A_{ij} < 0$, некоторая доля спинов ориентируется параллельно друг другу, а остальная антипараллельно; эту ситуацию называют ферримагнитным упорядочением. Следует отметить, что ферромагнетизм наблюдается не только при разных знаках обменных интегралов, но и когда атомы (ионы), составляющие вещество, обладают разными спинами взаимодействующих электронных оболочек.

Таким образом, магнитный порядок в твердом теле может реализовываться при соблюдении трех обязательных условий:

- 1) атомы (ионы) должны иметь ненулевой спин S ;
- 2) между атомами с $S \neq 0$ должно быть обменное взаимодействие, т.е. $A_{ij} \neq 0$ (иными словами – электронные оболочки с $S \neq 0$ должны перекрываться);
- 3) плотность состояний должна быть достаточно большой, чтобы электроны, имеющие в результате обмена параллельные спины, размещались в разных состояниях с одинаковыми или очень близкими энергиями.

Последнее условие является следствием принципа Паули. В результате обменного взаимодействия электроны с перекрывающимися

волновыми функциями оказываются с одинаковыми спинами. Чтобы удовлетворить принципу Паули, им необходимо разместиться в разных состояниях. При этом важно, чтобы они не увеличивали (или увеличивали незначительно) свою энергию, т.е. чтобы $|E_{об.}| > \delta E$, где δE – увеличение энергии электрона при переходе в новое состояние с параллельным спином. Такое возможно в случае, если взаимодействующие электроны обладают высокой плотностью незанятых состояний в энергетическом спектре.

Среди элементарных твердых веществ этим трем условиям удовлетворяют элементы с незавершенными $3d$ - и $4f$ -оболочками, и в зависимости от структуры в них может реализоваться ферромагнетизм (α -Fe) или антиферромагнетизм (γ -Fe). Стоит отметить, что характер взаимодействия между электронными оболочками одного и того же химического элемента может быть антиферромагнитным и ферромагнитным. Так из (2) следует наличие зависимости обменного интеграла от расстояния между атомами (рис. 2).

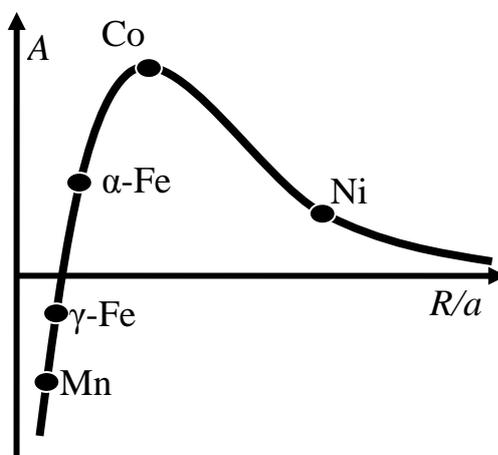


Рис. 2. Зависимость обменного интеграла A от отношения интеграла межатомного расстояния R к радиусу a недостроенной внутренней оболочки.

Иными словами, увеличение расстояния между атомами влечет за собой не только изменение абсолютной величины обменного интеграла, но и знака. Это может происходить за счет изменения типа решетки простых материалов (α -Fe – ферромагнетик и γ -Fe – антиферромагнетик) и усложнения материала (Mn – антиферромагнетик и $MnAs$ – ферромагнетик).

Для объяснения механизмов возникновения ферромагнетизма существует множество моделей, но большинство можно свести к трем основным типам обменного взаимодействия (рис. 3). Первый тип называется прямым обменом. Оно связано с непосредственным перекрытием электронных оболочек различных «магнитных» ионов (рис. 3 а). Сверхобмен осуществляется при взаимодействии «магнитных» ионов через электронную оболочку общего для них немагнитного атома-соседа (рис. 3 б). В некоторых системах наблюдается наличие косвенного обмена за счет локализованных носителей заряда (рис. 3 в). Такое взаимодействие предполагает поляризацию носителей заряда магнитными ионами и перенос этого состояния к другим ионам.

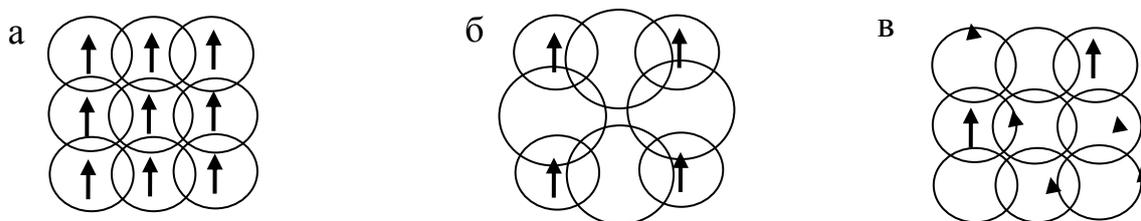


Рис. 3. Схематическое изображение а) прямого обмена, б) сверхобмена, в) косвенного обмена.

Отдельный интерес представляет взаимодействие твердого тела с магнитным полем. Для описания сопутствующих явлений введено несколько понятий. Магнитное поле в среде описывается следующими векторными величинами: напряженность магнитного поля \mathbf{H} , магнитная индукция \mathbf{B} , намагниченность \mathbf{J} (магнитный момент единицы объема среды). Они связаны между собой соотношениями:

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{J}), \quad (4 \text{ а})$$

$$\mathbf{B} = \mu_0\mu \cdot \mathbf{H}, \quad (4 \text{ б})$$

где μ_0 – магнитная постоянная ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м), μ – относительная магнитная проницаемость среды (в общем случае – тензор 2-го ранга).

Исключая из (4 а) и (4 б) величину \mathbf{B} , получим:

$$\mathbf{J} = (\mu - 1) \cdot \mathbf{H} = \chi \cdot \mathbf{H}, \quad (5)$$

здесь χ – магнитная восприимчивость.

По знаку χ большинство веществ можно разделить на диамагнетики ($\chi < 0$) и парамагнетики ($\chi > 0$).

В веществах, не обладающих магнитным порядком, зависимость намагниченности J от величины напряженности магнитного поля H имеет линейный характер и не зависит от предыстории материала, т.к. χ – константа, характерная для данного вещества.

В случае ферромагнетика вид зависимости $J = f(H)$ связан с исходным состоянием материала. Если в нулевом магнитном поле он не обладал магнитным моментом (размагниченное состояние), то зависимость $J = f(H)$ имеет вид как на рис. 4, кривая 1. График такой зависимости называется нормальной кривой намагничивания (или кривой первоначального намагничивания). Для ферромагнетиков магнитная проницаемость (значит и магнитная восприимчивость) не является константой, а имеет нелинейную зависимость от H . Это приводит к нелинейной зависимости $J = f(H)$. При уменьшении напряженности магнитного поля от некоторого значения H_{\max} до нуля ферромагнетик уже не вернется в состояние с $J = 0$, а будет обладать остаточной намагниченностью ($J_{\text{ост.}}$).

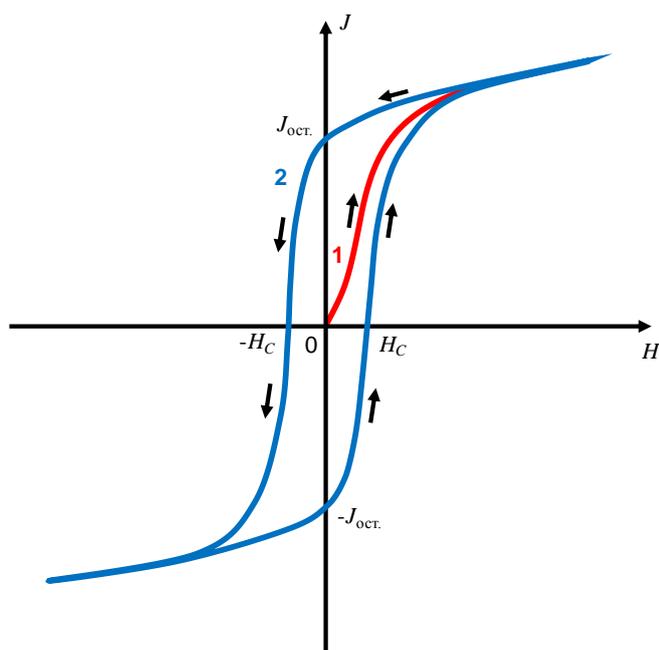


Рис. 4. Качественный вид кривой намагничивания в ферромагнетике: 1 – нормальная кривая намагничивания; 2 – кривая технического намагничивания.

Для того, чтобы обратить намагниченность в ноль, необходимо приложить внешнее магнитное поле в направлении, противоположном первоначальному. Величина напряженности магнитного поля, при которой намагниченность ферромагнетика становится равной нулю, называется коэрцитивным полем (H_C). При дальнейшем увеличении H (в отрицательном направлении) материал опять приобретает намагниченность, но в противоположном направлении. Таким образом, при изменении магнитного поля от H_{\max} до $-H_{\max}$ и обратно зависимость $J = f(H)$ будет иметь гистерезис (кривая 2 на рис. 4). График такой зависимости называют кривой технического намагничивания.

1.1. Ферромагнетик в нулевом магнитном поле. Доменная структура ферромагнетика

Обменная энергия убывает с расстоянием пропорционально $\exp(-r/r_0)$, т.е. довольно резко, а энергия взаимодействия атомных магнитных моментов (магнитно-дипольное взаимодействие) пропорционально $1/r^3$, т.е. менее резко, чем для обменного. Обменное взаимодействие ориентирует атомные магнитные моменты параллельно друг другу, а магнитно-дипольное стремится развернуть их по касательной к силовым линиям магнитного поля, которое создается соседними атомами. Если другие взаимодействия между атомными электронными оболочками пренебрежимо малы, то конкуренция обменного и магнитно-дипольного взаимодействия приводит к образованию кольцевых структур (рис. 5 а). Такие структуры часто наблюдаются в металлоорганических ферромагнетиках, не имеющих кристаллической структуры.

В кристаллических ферромагнетиках (железо, никель, кобальт и т.д.) электронные атомные оболочки имеют разное перекрытие в тех или иных кристаллографических направлениях, т.е. разную величину обменного интеграла. В результате в них появляются оси «легкого» и «трудного»

намагничивания (рис. 3). Энергетически выгодным оказывается случай, когда атомные магнитные моменты ориентированы вдоль осей «легкого» намагничивания. Данное явление называется магнитной кристаллографической анизотропией, а связанный с этим вклад в полную энергию кристалла – энергией магнитной анизотропии (подробнее в [3 – 5]).

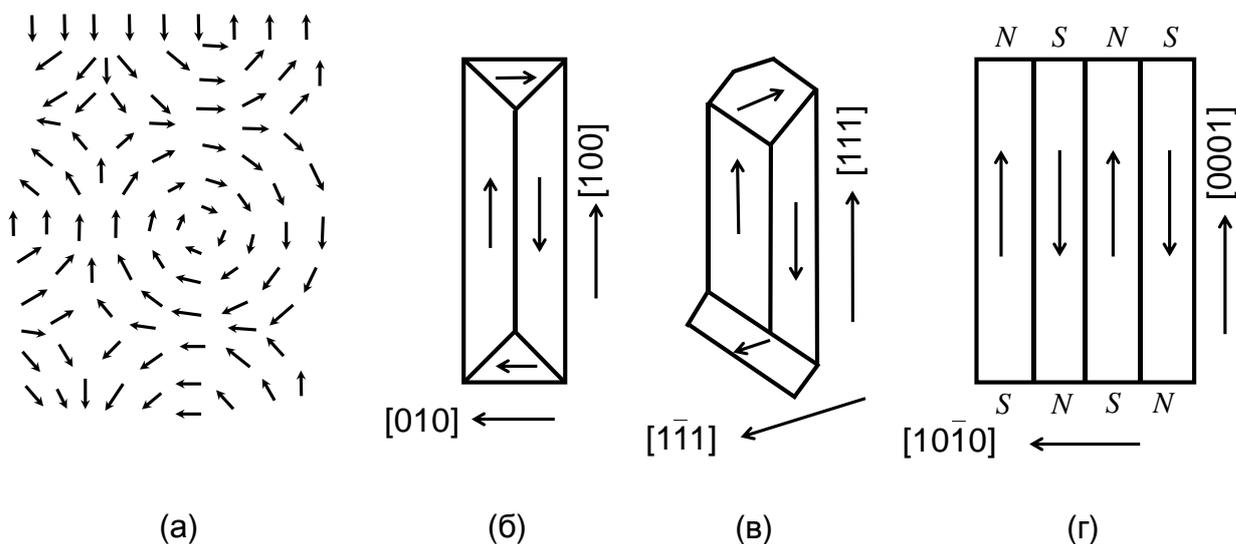


Рис. 5. Примеры магнитных структур в ферромагнетиках: (а) – кольцевая структура; (б), (в), (г) – доменные структуры в монокристаллических пленках железа, никеля и кобальта, соответственно [4, 5].

Анизотропия обменного взаимодействия в кристаллическом ферромагнетике вместе с магнитно-дипольным взаимодействием будут приводить к разделению материала на отдельные области, внутри которых атомные магнитные моменты параллельны друг другу и направлены вдоль осей «легкого» намагничивания. Такие области принято называть доменами. Каждый i -тый домен обладает намагниченностью J_i , равной намагниченности насыщения. Намагниченности отдельных доменов могут быть по-разному ориентированы друг относительно друга, но энергетически выгодной будет такая доменная структура, в которой магнитный поток будет замкнут внутри ферромагнетика, хотя бывают случаи, когда магнитный поток остается разомкнут, т.е. появляются магнитные полюса. Примеры доменных структур показаны на рис. 5 б – г.

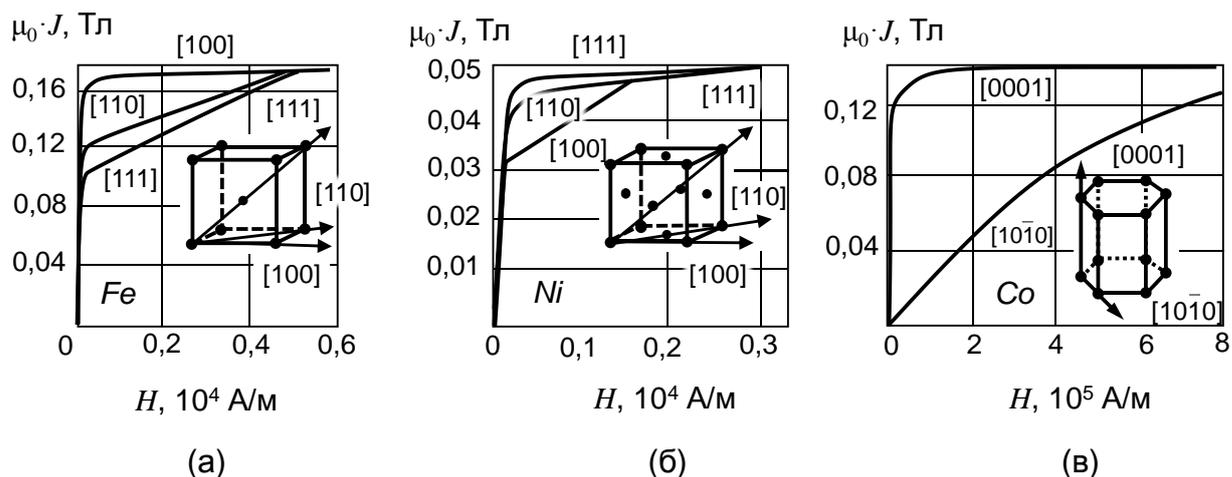


Рис. 6. Оси «легкого» и «трудного» намагничивания в железе (а), никеле (б) и кобальте (в) [4].

Конкретный вид доменной структуры и размеры доменов определяются природой ферромагнетика (рис. 6). Чтобы представлять, как природные свойства ферромагнетика могут сказываться на формировании доменов, следует рассмотреть физические взаимодействия, которые влияют на этот процесс. Каждый вид этих взаимодействий будет давать свой вклад в полный термодинамический потенциал Φ ферромагнетика (полную энергию). Устойчивое состояние системы, как известно, соответствует минимуму Φ .

Наряду с энергией обменного взаимодействия ($E_{об.}$), энергией магнитно-дипольного взаимодействия (магнитостатическая энергия – E_M) и энергией магнитной кристаллографической анизотропии ($E_{ан.}$) для ферромагнетика существуют следующие энергетические вклады в полный термодинамический потенциал:

- 1) энергия магнитострикционной деформации – E_λ (обусловлена упругой деформацией внутри доменов в результате их спонтанного намагничивания);
- 2) магнитоупругая энергия – E_σ (энергия упругой деформации вследствие давления доменов друг на друга);
- 3) энергия доменных стенок E_W .

Таким образом, конкретный вид доменной структуры определяется минимумом полного термодинамического потенциала:

$$\Phi = \Phi_0 + E_{\text{об.}} + E_M + E_{\text{ан.}} + E_\lambda + E_\sigma + E_W, \quad (6)$$

Здесь Φ_0 – часть термодинамического потенциала, которая не зависит от доменов.

При развернутой записи уравнения (6) получается многомерная функция сложного вида. Она может иметь несколько локальных минимумов. Каждому минимуму будет соответствовать своя доменная структура.

1.2. Изменение доменной структуры ферромагнетика в ненулевом магнитном поле. Гистерезис кривой намагничивания

Ферромагнетик имеет доменную структуру, которая сформировалась в результате внутренних взаимодействий. Обычно эта структура такова, что магнитный поток внутри ферромагнетика замкнут, а намагниченность образца в целом равна нулю.

При рассмотрении состояния ферромагнетика во внешнем магнитном поле в уравнение (6) следует добавить еще одно слагаемое – магнитную энергию (E_M). Для i -го домена эта дополнительная энергия может быть записана в виде

$$E_M = \mu_0 (J_i \cdot H) \cdot V_i, \quad (7)$$

где J_i – намагниченность i -го домена с объемом V_i . Выгодно ориентированные домены (их энергия понижается, т.к. $\mathbf{J} \uparrow \uparrow \mathbf{H}$) стремятся увеличить свой объем за счет невыгодно ориентированных соседей, т.е. наблюдается перемещение доменных стенок под действием поля \mathbf{H} . При этом намагниченность образца увеличивается с ростом напряженного поля примерно по параболе [3]:

$$\mathbf{J}_{\text{обр.}} = (\mu_0 - 1) \cdot \mathbf{H} + \frac{d\mu(\mathbf{H})}{dH} \cdot H^2 \frac{\mathbf{H}}{|\mathbf{H}|}. \quad (8)$$

Формула (8) – закон Рэлея для намагниченности в слабых полях. Здесь μ_0 – магнитная проницаемость материала при $\mathbf{H} = \mathbf{0}$, $\mu(\mathbf{H})$ – магнитная проницаемость в поле \mathbf{H} .

Если на своем пути доменные стенки не встречаются препятствий (включения вторых фаз, границы зерен и т.п.), то их движение будет обратимым. На рис. 8 это соответствует полям от $H = 0$ до $H = H_1$.

Реальные ферромагнетики всегда содержат какие-либо дефекты, препятствующие движению доменных стенок. Для их преодоления стенки должны накопить достаточно энергии от магнитного поля. В результате движение стенок становится скачкообразным, а на зависимости $J_{обр.} = f(H)$ при соответствующей методике регистрации обнаруживаются ступеньки – эффект Беркгаузена (на рис. 8 это соответствует полям $H_1 < H < H_2$). Такое движение стенок уже не является обратимым, т.к. для обратного движения опять потребуются затраты энергии.

За счет как обратимых, так и необратимых смещений доменных стенок объем выгодно ориентированных доменов увеличивается с ростом напряженности магнитного поля. Но вместе с этим растут E_λ и E_σ в (6). При напряженности поля $H > H_2$ (на рис. 7, 8) E_λ и E_σ уже перекрывают энергетический выигрыш за счет увеличения объема выгодно ориентированных доменов, поэтому рост доменов прекращается. При $H > H_2$ намагниченность образца растет благодаря упругому повороту намагниченности в тех доменах, где магнитные моменты были первоначально направлены под некоторым углом θ_i к вектору \mathbf{H} . Кроме упругих (обратимых) поворотов в ферромагнетиках могут реализоваться и необратимые повороты. Процессам поворота препятствует магнитная анизотропия. При поле $H = H_3$ (рис. 6) энергетический выигрыш из-за уменьшения углов θ_i между намагниченностью i -тых доменов \mathbf{J}_i и полем \mathbf{H} сравнивается с увеличением энергии магнитной анизотропии. Слабый рост намагниченности образца при $H > H_3$ обусловлен парапроцессами, т.е. ограничением тепловых колебаний атомных магнитных моментов магнитным полем.

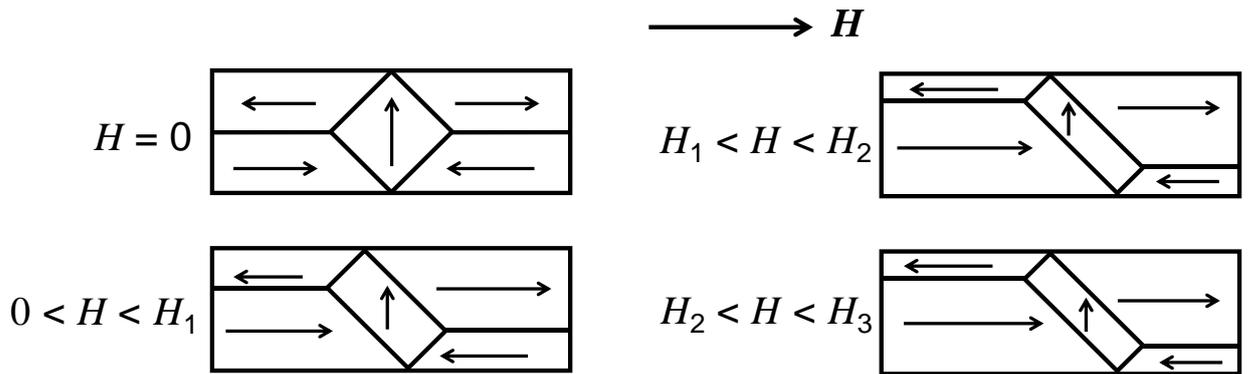


Рис. 7. Изменение доменной структуры пленки железа в магнитном поле (фрагмент) [3].

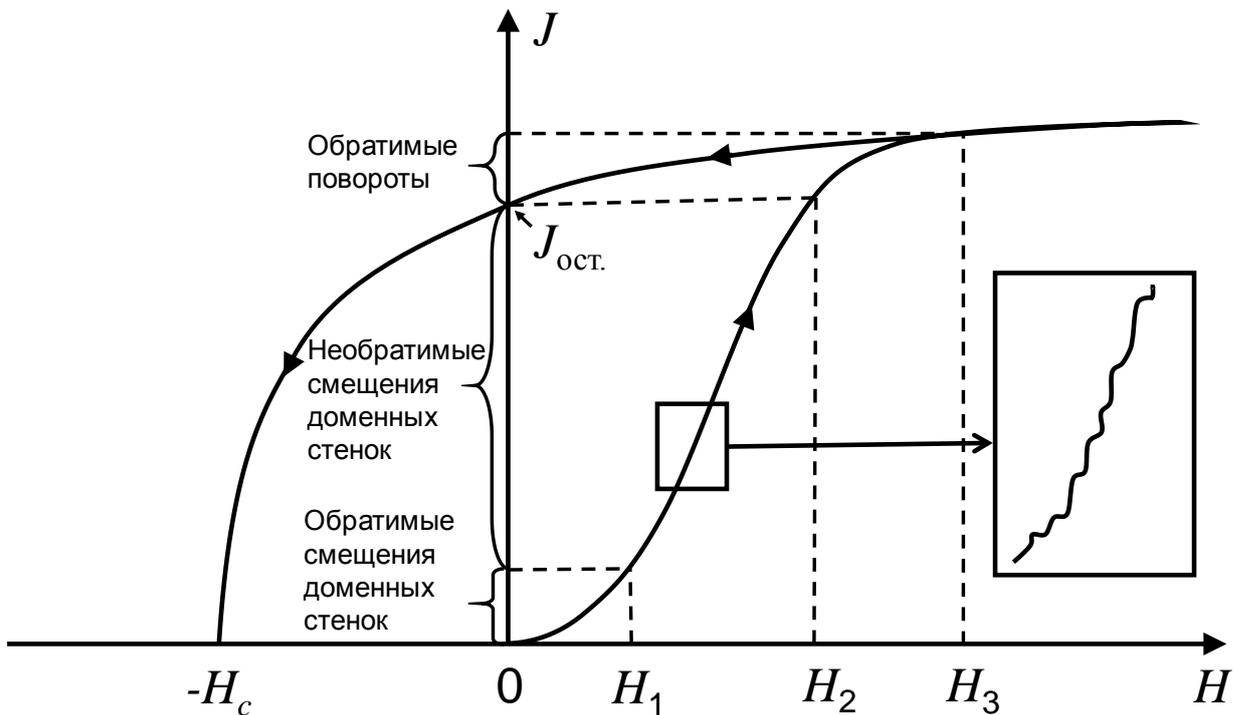


Рис. 8. Кривая намагничивания для ферромагнетика, который первоначально был в размагниченном состоянии. На вставке показаны ступеньки, соответствующие скачкам Беркгаузена.

При уменьшении магнитного поля от максимального значения H_{\max} к нулевому значению кривая $J_{\text{обр.}} = f(H)$ для нарастающего поля, пока не достигается значение $H = H_3$. При $H < H_3$ намагниченность не совпадает с зависимостью при нарастающем H , она уменьшается за счет восстановления первоначальных направлений намагниченностей в тех доменах, где они были упруго повернуты полем. При достижении $H = 0$ ферромагнетик обладает остаточной намагниченностью $J_{\text{ост.}}$, которая обусловлена необратимыми поворотами векторов J_i в отдельных доменах и необратимыми смещениями

доменных стенок. Чтобы вернуть намагниченность образца к нулевому значению, необходимо затратить энергию на необратимые процессы. Магнитное поле H_C , при котором достигается нулевая намагниченность первоначально намагниченного образца, называется коэрцитивным полем. В полях, незначительно превышающих H_C , ферромагнетик опять приобретает намагниченность, но в противоположном направлении. При $H > H_C$ в ферромагнетике происходят необратимые процессы.

Таким образом, при изменении магнитного поля

$$H_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow H_{\max} \quad (9)$$

(полный цикл перемагничивания) зависимость $J = f(H)$ представляет собой петлю гистерезиса.

На практике технически проще измерять не намагниченность J , а магнитную индукцию B в ферромагнетике, которая связана с намагниченностью соотношением (4 а).

Основными характеристиками петли гистерезиса являются остаточная намагниченность $J_{\text{ост.}}$ (или остаточная магнитная индукция $B_{\text{ост.}}$) и коэрцитивное поле H_C . Обе эти величины обусловлены необратимыми процессами в ферромагнетике и определяются физическими свойствами материала. Остаточную намагниченность можно уменьшать путем легирования немагнитными примесями или созданием таких дефектов, которые препятствуют росту выгодно ориентированных доменов (например, путем закалки). Величину H_C можно регулировать за счет различных обработок, которые вводят или устраняют дефекты, препятствующие движению доменных стенок (отжиг с медленным охлаждением (отпуск), закалка, легирование с образованием включений других фаз и т.п.). На рис. 9, 10 показано влияние таких воздействий на параметры петли гистерезиса в углеродной стали (сплав $Fe-C$).

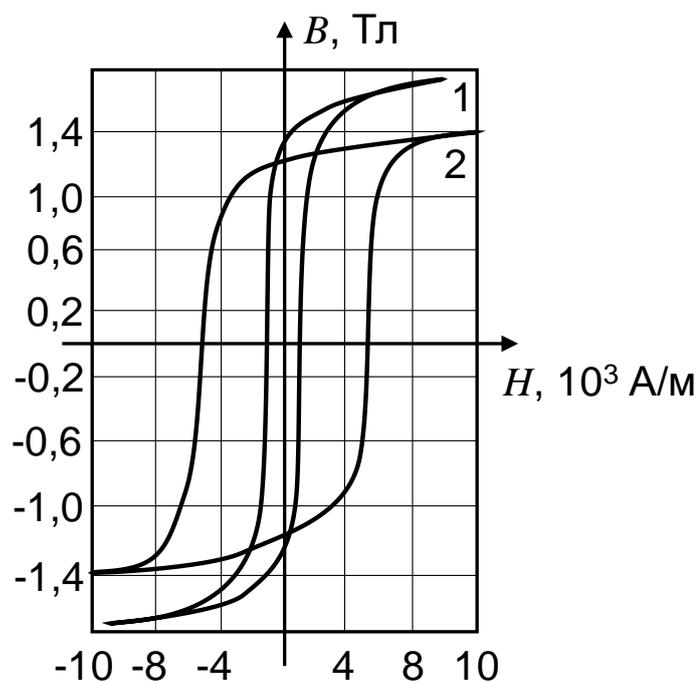
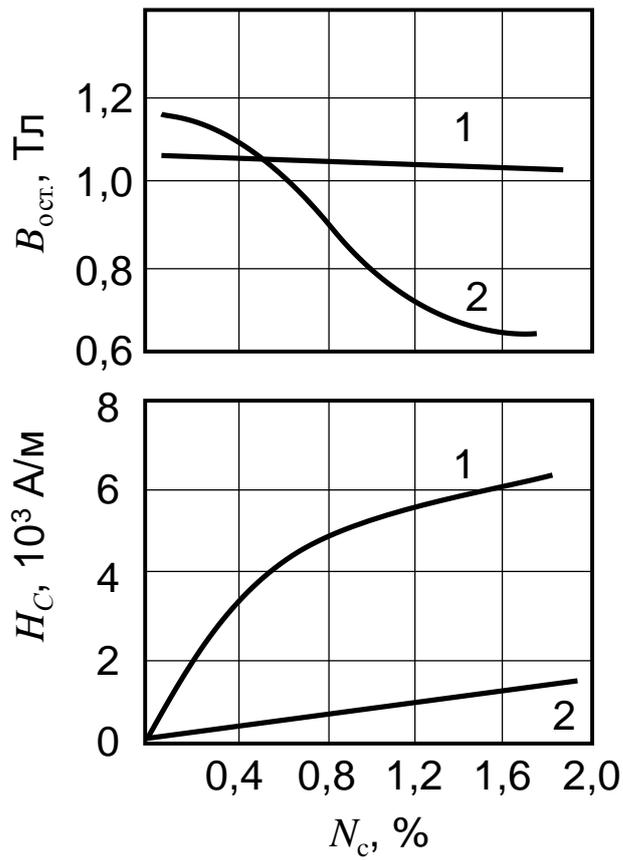
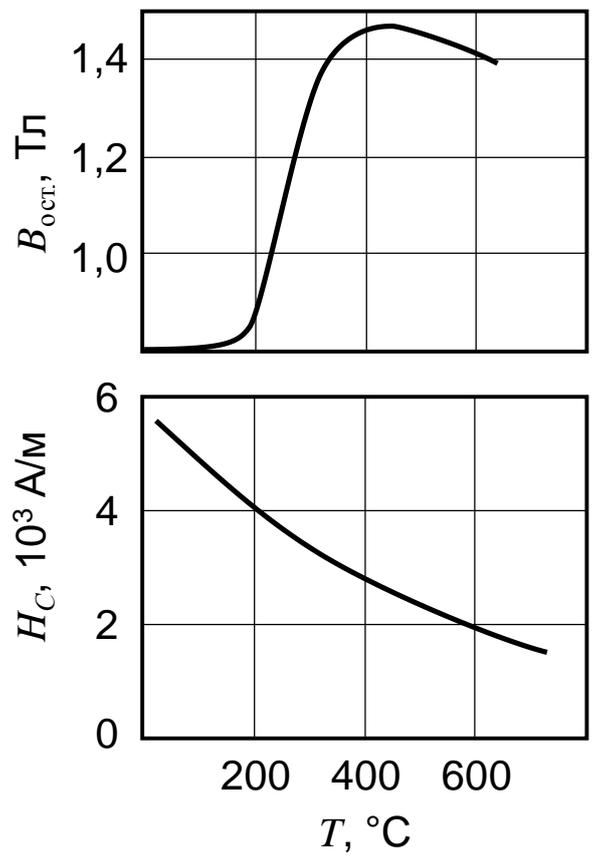


Рис. 9. Кривые технического намагничивания в углеродистой стали (0,8 % углерода) [3]:
 1 – после медленного охлаждения от температуры плавления (скорость охлаждения ~ 1 град/сек); 2 – после закалки от температуры $T = 1000^\circ\text{C}$ (скорость охлаждения $\sim 10^3$ град/сек).

По величине коэрцитивного поля H_C различают магнитомягкие ($H_C < 10^2$ А/м) и магнито жесткие ($H_C > 10^4$ А/м) ферромагнетики. Магнитомягкие материалы применяются в электро- и радиотехнике в качестве сердечников в трансформаторах, дросселях и других подобных устройствах (химически чистое железо, никель, некоторые сплавы на их основе. Магнито жесткие ферромагнетики используют для постоянных магнитов и магнитных носителей информации (кобальт, некоторые его сплавы и соединения). Что касается магнитных носителей информации, то кроме высоких значений H_C для них существует еще дополнительное требование: петля гистерезиса должна быть близка к прямоугольного по своей форме.



(a)



(б)

Рис. 10. Влияние содержания углерода (а) и температуры отпуска (б) на остаточную магнитную индукцию $B_{ост}$ и коэрцитивное поле H_C в углеродистой стали [3]. На рис. 8, а: кривые 1 – образцы медленно охлаждались; кривые 2 – закаленные образцы. Зависимости на рис. 8, б показаны для закаленных образцов с содержанием углерода 0,8 %.

II. Определение температуры Кюри ферромагнитных сплавов

2.1. Магнитная восприимчивость

В общем случае в магнитно неупорядоченном твердом теле магнитная восприимчивость представляет собой сумму пяти вкладов [1, 2, 6, 7]:

$$\chi = \chi_1 + \chi_2 + \chi_3 + \chi_4 + \chi_5, \quad (10)$$

где:

χ_1 – диамагнитная восприимчивость, обусловленная орбитальным движением электронов в атомах (диамагнетизм Ланжевена);

χ_2 – парамагнитная восприимчивость, связанная с несферичностью электронной плотности в атомах (парамагнетизм Ван Флека);

χ_3 – парамагнитная восприимчивость, обусловленная наличием магнитных моментов у атомов (парамагнетизм Ланжевена);

χ_4 – парамагнитная восприимчивость электронов проводимости, связанная с наличием магнитных моментов у электронов (парамагнетизм Паули);

χ_5 – диамагнитная восприимчивость электронов проводимости связанная с квантованием движения электронов проводимости в магнитном поле (диамагнетизм Ландау).

Вклады χ_1 , χ_2 , χ_4 , χ_5 – независимы от температуры (если электроны не переходят в другие состояния при изменении температуры), а χ_3 при достаточно больших температурах и слабых магнитных полях подчиняется закону Кюри:

$$\chi_3 = \frac{C}{T}, \quad (11)$$

где C – постоянная Кюри, T – абсолютная температура (рис. 11).

Если атомы, составляющие твердое тело, обладают магнитными моментами, то практически при всех температурах величина χ_3 оказывается больше всех остальных вкладов, и такое вещество ведет себя как парамагнетик.

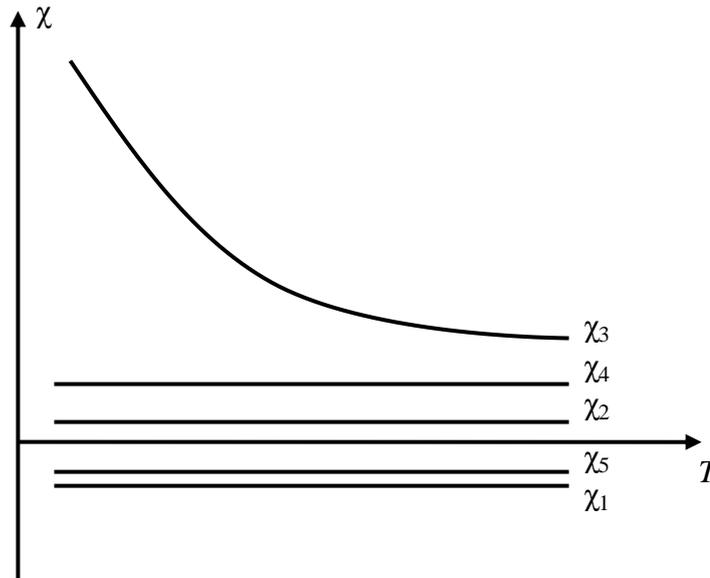


Рис. 11. Температурные зависимости различных составляющих магнитной восприимчивости вещества.

В случае, когда электронные оболочки атомов с ненулевыми магнитными моментами $\mathbf{J}_{\text{ат.}} \neq 0$ перекрываются, то между ними появляется взаимодействие, получившее название обменного, которое вызывает взаимную ориентацию $\mathbf{J}_{\text{ат.}}$. Здесь могут реализовываться три ситуации:

- 1) все $\mathbf{J}_{\text{ат.}}$ параллельны друг другу (ферромагнитное упорядочение);
- 2) все $\mathbf{J}_{\text{ат.}}$ антипараллельны друг другу (антиферромагнитное упорядочение);
- 3) часть (большая) $\mathbf{J}_{\text{ат.}}$ антипараллельна другой части (меньшей) $\mathbf{J}_{\text{ат.}}$ (ферримагнитное упорядочение); ферримагнитный порядок в веществе может реализовываться и при антиферромагнитной ориентации неравных по величине магнитных моментов.

Пока энергия обменного взаимодействия $E_{\text{об.}}$ много больше энергии теплового движения kT , в веществе наблюдается магнитная упорядоченность. При условии $E_{\text{об.}} \ll kT$ магнитный порядок оказывается разрушенным тепловым движением и материал ведет себя уже как парамагнетик. В парамагнитном состоянии такое твердое тело имеет восприимчивость, которая подчиняется закону Кюри-Вейсса:

$$\chi = \frac{C}{T - \theta}, \quad (12)$$

где θ – величина, имеющая размерность температуры, характерная для данного вещества. При $T > |\theta|$ оно находится в парамагнитном, а при $T < |\theta|$ – в магнитно упорядоченном состоянии. В случае ферро- или ферримагнетиков $\theta > 0$; её называют температурой Кюри T_K . Для антиферромагнетиков $\theta < 0$, температура $T = |\theta|$ получила название температуры Нееля T_N (рис. 12).

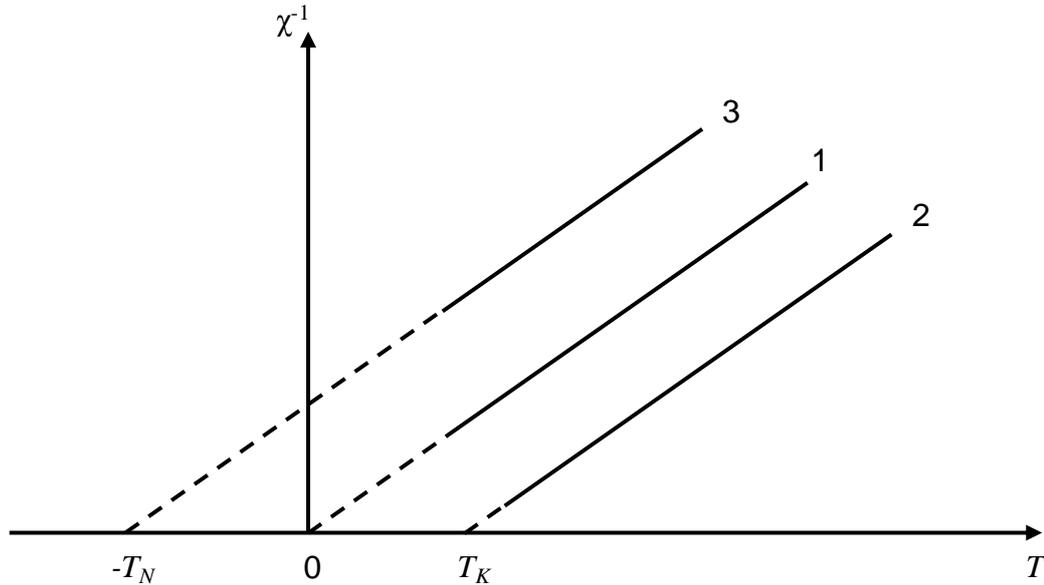


Рис. 12. Температурные зависимости обратной восприимчивости для парамагнетика (1), ферромагнетика (2), антиферромагнетика (3), T_K – температура Кюри, T_N – температура Нееля.

При температурах ниже T_K магнитное состояние ферро- и ферримагнетиков характеризуют величиной спонтанной намагниченности J_S , т.к. $E_{об.}$ обычно значительно превосходит энергию магнитного поля (т.е. магнитное поле не влияет на ориентацию $J_{ат.}$). Для ферромагнетика температурная зависимость $J_S = f(T)$ имеет вид монотонно спадающей кривой (рис. 13 а), а при $T = T_K$ спонтанная намагниченность обращается в ноль. У ферримагнетиков зависимость $J_S = f(T)$ может иметь более сложный вид, но при $T = T_K$ величина $J_S(T_K)$ также равна нулю (рис. 13 б).

Спонтанная намагниченность антиферромагнетиков при $T < T_N$ равна нулю, т.к. магнитные моменты всех атомов антипараллельны и компенсируют друг друга. Но при $H \neq 0$ у антиферромагнетика появляется индуцированная намагниченность за счет небольшого упругого поворота $J_{ат.}$

в направлении вектора \mathbf{H} . Поэтому антиферромагнетики характеризуют величиной магнитной восприимчивости χ ; её температурная зависимость показана на рис. 13 в.

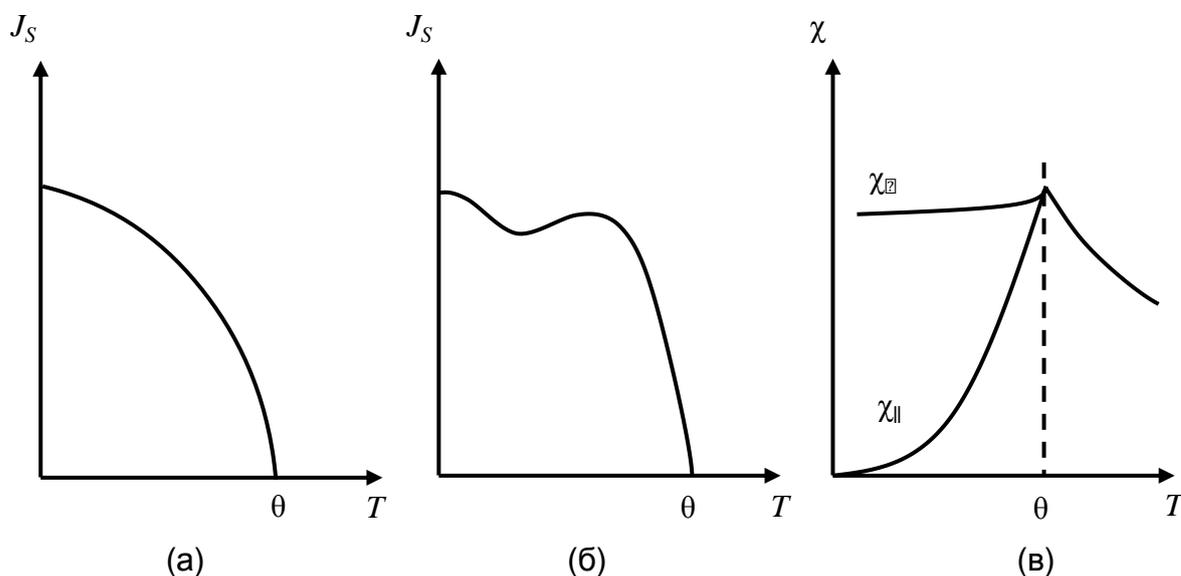


Рис. 13. Качественный вид температурных зависимостей спонтанной намагниченности ферромагнетика (а), ферримагнетика (б) и магнитной восприимчивости антиферромагнетика (в) (χ_{\perp} – восприимчивость для случая, когда магнитное поле \mathbf{H} перпендикулярно магнитной оси антиферромагнетика, χ_{\parallel} – вектор \mathbf{H} параллелен магнитной оси).

Таким образом, температура $T = |\theta|$ есть точка фазового перехода в ансамбле магнитных моментов твердого тела из упорядоченного состояния в парамагнитное (неупорядоченное) и является важной характеристикой магнитных свойств. Этот фазовый переход второго рода и проявляется не только в качественном изменении магнитных характеристик материала; многие важные физические величины имеют излом или скачок при $T = |\theta|$ (рис. 14).

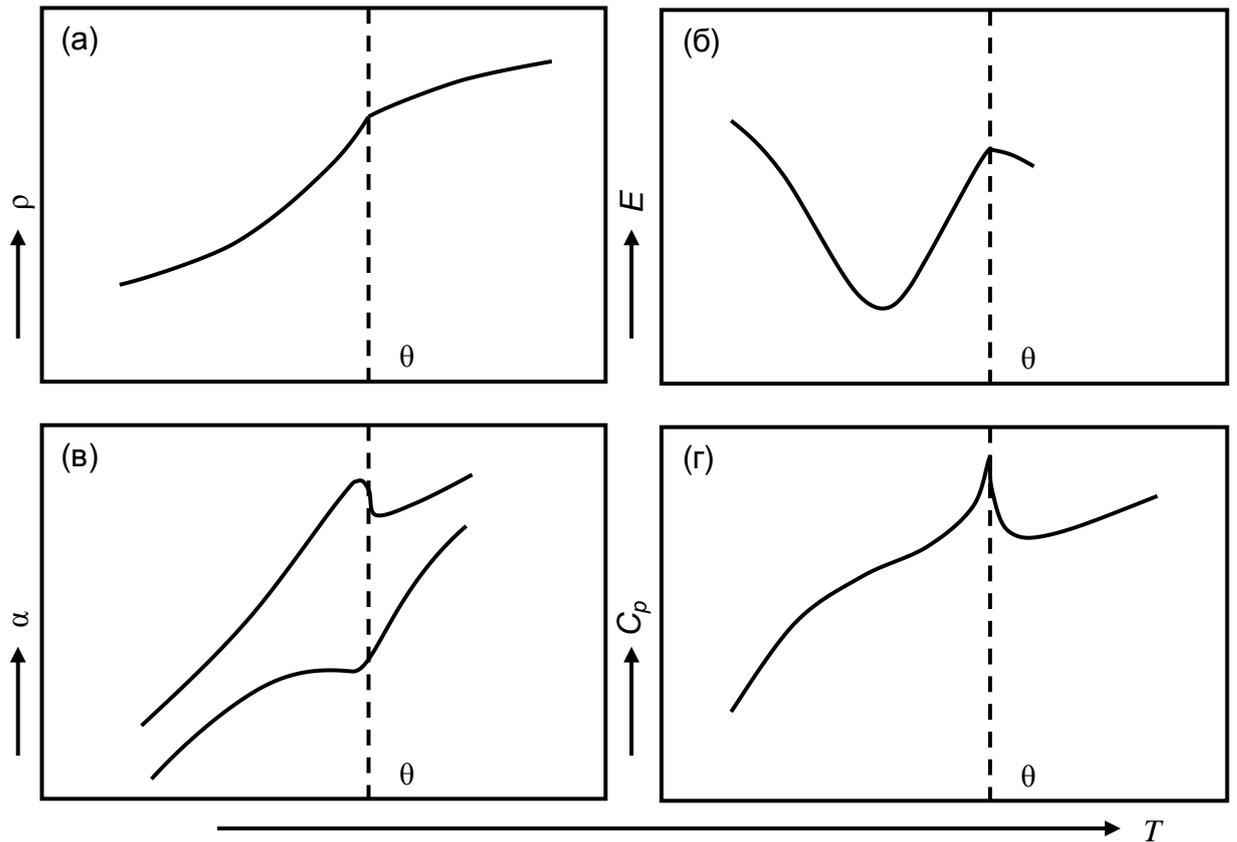


Рис. 14. Схематические температурные зависимости некоторых свойств твердого тела, обладающего магнитной упорядоченностью при $T < T_c$: (а) – удельное сопротивление, (б) – модуль упругости (при $\mu_0 H J_{ат.} \ll E_{об.}$), (в) – коэффициент расширения, (г) – теплоемкость.

2.2. Температурная зависимость намагниченности ферромагнетика

Рассмотрим кристаллический ферромагнетик, в каждом i -ом узле кристаллической решетки которого находится ион со спином S_i . На ориентацию спинов могут влиять только два фактора: магнитное поле \mathbf{H} и обменное взаимодействие между ионами. Гамильтониан \mathcal{H} для спина, находящегося в узле под номером K , при наличии магнитного поля \mathbf{H} имеет вид:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 - S_0 \sum_{i=1} A_{Ki} S_i - \mu_0 g \mu_B (S_0 \mathbf{H}), \quad (14)$$

здесь \mathcal{H}_0 – часть гамильтониана, не зависящая ни от поля, ни от ориентации спина, A_{Ki} – обменный интеграл, появляющийся в результате взаимодействия избранного спина S_0 со спином S_i ; μ_B – магнетон Бора, g – фактор Ланде, μ_0 – магнитная постоянная.

Хотя слагаемое $s_0 \sum_{i=1} A_{Ki} S_i$ имеет немагнитную природу, формально гамильтониан (14) можно рассматривать как энергию частицы со спином S_0 в эффективном магнитном поле $H_{\text{эф.}}$:

$$H_{\text{эф.}} = H + \frac{1}{\mu_0 g \mu_B} \sum_{i=1} A_{Ki} S_i, \quad (15)$$

Последнее слагаемое в (15) сложным образом зависит от пространственного расположения спиновых моментов. Если точно известна кристаллическая структура и волновые функции обменно взаимодействующих электронов, то его можно подсчитать. Для облегчения задачи представим его в виде:

$$\sum_{i=1} A_{Ki} S_i \approx \langle S \rangle \sum_{i=1} A_{Ki} = A_K \langle S \rangle, \quad (16)$$

где $\langle S \rangle$ – средний спин. Его величину можно определить, как

$$\langle S \rangle = \frac{J_S(T)}{g \mu_B N}. \quad (17)$$

Здесь $J_S(T)$ – намагниченность насыщения ферромагнетика при температуре T , N – концентрация спинов (магнитных ионов) в образце.

Для $H_{\text{эф.}}$ получим:

$$H_{\text{эф.}} = H + \lambda \cdot J_S(T), \quad (18)$$

Где

$$\lambda = \frac{A_0}{\mu_0 g^2 \mu_B^2 N}. \quad (19)$$

Такое описание взаимодействия магнитного поля с системой спинов получило название «модель молекулярного поля²», а величина λ – «константа молекулярного поля».

Теперь воспользуемся результатами, полученными для температурной зависимости намагниченности системы невзаимодействующих спинов, каждый из которых имеет величину S . Тогда для парамагнетика (соответствующие разделы в [1, 2, 6, 7]):

² Иногда употребляют термин «усредненное обменное поле». Такой подход был предложен Вейсом в 1911 г.

$$\mathbf{J}(T) = N \cdot g \cdot \mu_B \cdot \mathbf{S} \cdot B_S \left\{ \frac{\mu_0 \cdot g \cdot \mu_B (\mathbf{S} \cdot \mathbf{H})}{kT} \right\}, \quad (20)$$

где $B_S\{\beta\}$ – функция Бриллюэна, k – постоянная Больцмана.

При условии слабых полей и низких температур, т.е. при

$$\mu_0 \cdot g \cdot \mu_B (\mathbf{S} \cdot \mathbf{H}) \ll kT \quad (21)$$

выражение (33) переходит в закон Кюри:

$$\mathbf{J}(T) = \frac{N \cdot g^2 \cdot \mu_B \cdot \mathbf{S} \cdot (\mathbf{S} + 1)}{kT} \cdot \mu_0 \cdot \mathbf{H} = \frac{C}{T} \cdot \mathbf{H}, \quad (22)$$

где C – константа Кюри.

Поскольку в нашем случае на спины действует не \mathbf{H} , а $\mathbf{H}_{\text{эф.}}$, то имеем

$$\mathbf{J}_S(T) = N \cdot g \cdot \mu_B \cdot \mathbf{S} \cdot B_S \left\{ \frac{\mu_0 \cdot g \cdot \mu_B (\mathbf{S} \cdot [\mathbf{H} + \lambda \cdot \mathbf{J}_S(T)])}{kT} \right\} \quad (23)$$

При условии, что аргумент функции Бриллюэна

$$\frac{\mu_0 \cdot g \cdot \mu_B (\mathbf{S} \cdot [\mathbf{H} + \lambda \cdot \mathbf{J}_S(T)])}{kT} \ll 1, \quad (24)$$

получим

$$\mathbf{J}_S(T) = \frac{N \cdot g^2 \cdot \mu_B \cdot \mathbf{S} \cdot (\mathbf{S} + 1)}{3kT} \cdot [\mathbf{H} + \lambda \cdot \mathbf{J}_S(T)], \quad (25)$$

откуда для $\mathbf{J}_S(T)$:

$$\mathbf{J}_S(T) = \frac{N \cdot \mu_0 \cdot g^2 \cdot \mu_B \cdot \mathbf{S} \cdot (\mathbf{S} + 1)}{3k \left(T - \lambda \frac{N \cdot g^2 \cdot \mu_B^2 \cdot \mathbf{S} \cdot (\mathbf{S} + 1)}{3k} \right)} \cdot \mathbf{H} \quad (26)$$

или

$$\mathbf{J}_S(T) = \frac{N \cdot \mu_0 \cdot g^2 \cdot \mu_B \cdot \mathbf{S} \cdot (\mathbf{S} + 1)}{3k \left(T - \frac{A_0}{3k} \mathbf{S} \cdot (\mathbf{S} + 1) \right)} \cdot \mathbf{H}. \quad (27)$$

Выражения (26), (27) представляют собой закон Кюри-Вейса:

$$\mathbf{J}_S = \frac{C}{T - \theta} \cdot \mathbf{H}, \quad (28)$$

где $\theta = \frac{A_0 \cdot \mathbf{S} \cdot (\mathbf{S} + 1)}{3k}$ – температура Кюри.

Отметим, что величина температуры θ определяется средней энергией обменного взаимодействия, приходящейся на один ион со спином S :

$$\theta = \frac{\langle E_{об.} \rangle}{3k} = \frac{A_K \cdot S \cdot (S+1)}{3k}. \quad (29)$$

С учетом полученного результата условие (24) переходит в

$$T \gg \theta, \quad (30a)$$

$$H \ll \frac{k \cdot \theta}{\mu_0 \cdot g \cdot \mu_B \cdot S}. \quad (30b)$$

При выполнении неравенств (30) ферромагнетик ведет себя подобно парамагнетику с той лишь разницей, что ось температур для зависимости $J(T)$ как бы сдвинута на θ (рис. 15).

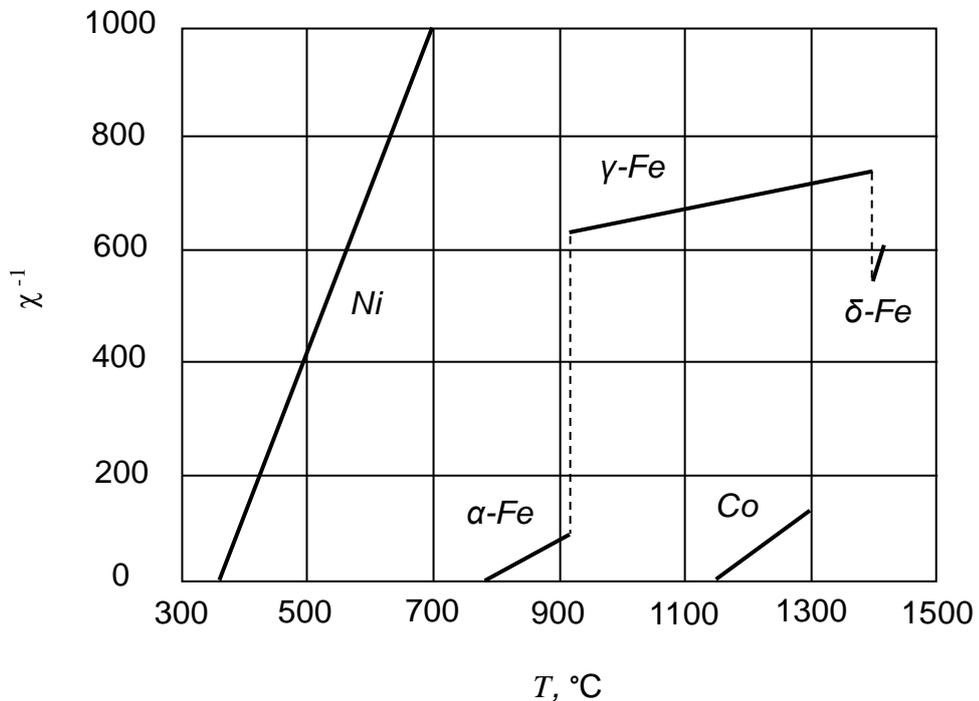


Рис. 15. Температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости $\chi^{-1}=H/J(T)$ железа, кобальта и никеля при температурах выше точки Кюри [3].

На рис. 16 представлены температурные зависимости намагниченности для железа, кобальта и никеля при $T < \theta$, а также решения уравнения (23) для $S = 1/2$, $S = 1$ и $S \rightarrow \infty$.

Строгая упорядоченность спинов в ферромагнетике достигается лишь при $T = 0$, а при этом J_S достигает максимального значения

$$J_S(T=0) = N \cdot \mu_0 \cdot g \cdot \mu_B \cdot \sqrt{S \cdot (S+1)}. \quad (31)$$

По мере увеличения температуры магнитный порядок всё больше нарушается тепловым движением, в результате спонтанная намагниченность уменьшается и при $T = \theta$ обращается в нуль.

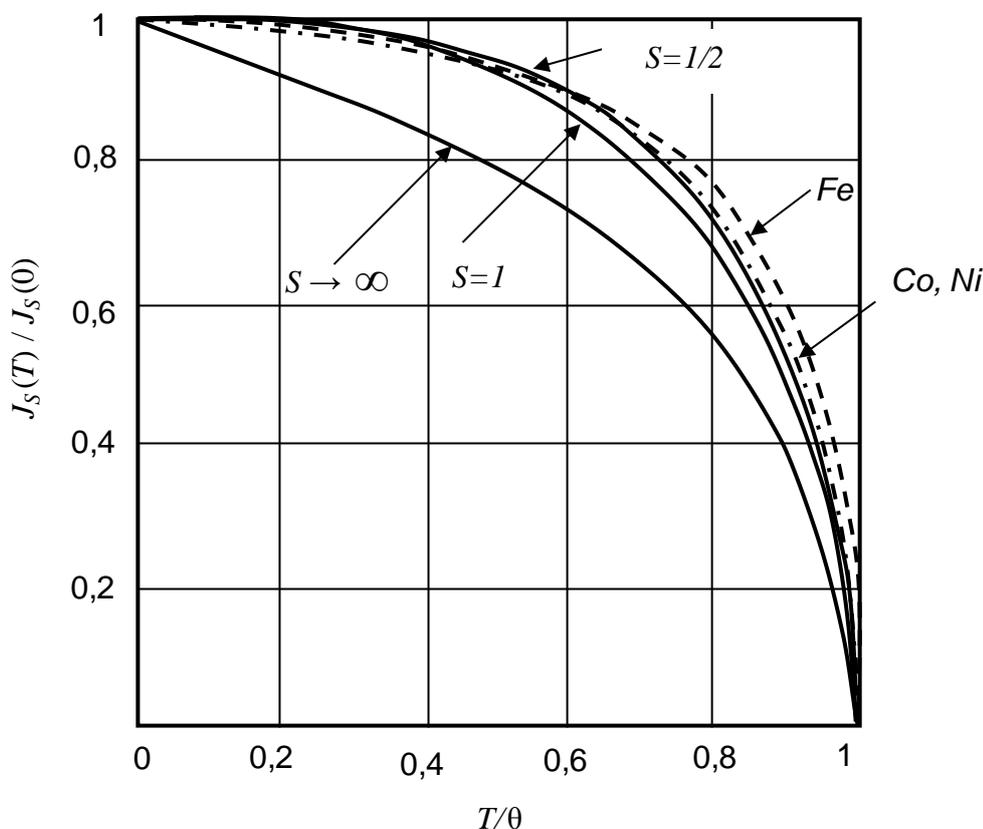


Рис. 16. Теоретические и экспериментальные температурные зависимости спонтанной намагниченности железа, кобальта и никеля [3]. Сплошные линии – теоретические кривые, полученные из уравнения (36) для $S = 1/2$, $S = 1$ и $S \rightarrow \infty$

Представленный выше подход можно распространить на случай антиферромагнетиков и ферромагнетиков, если представить их в виде двух кристаллических решеток с ферромагнитным упорядочением и вставленных одна в другую с учетом ориентации спинов.

Модель молекулярного поля дает качественно верное описание магнитных свойств магнетиков, однако вблизи точек $T = 0$ и $T = |\theta|$ наблюдается заметное расхождение с экспериментом. Связано это, во-первых, с тем, что локальное обменное поле отличается от среднего, т.е. усреднение, примененное в ходе вывода формулы, является грубым упрощением; а во-вторых, здесь не учитываются коллективные тепловые колебания обменно-связанных спинов.

2.3. Легированные ферромагнетики

В этом разделе кратко рассмотрим влияние легирования ферромагнетиков немагнитными примесями на такие параметры, как намагниченность насыщения J_s и температура Кюри θ . В результате легирования обычно обе эти величины уменьшаются в сравнении с чистым материалом.

Зависимость намагниченности насыщения ферромагнетика от концентрации немагнитной примеси.

Данный вопрос будет рассмотрен на примере сплава *Ni-Cu*.

В свободном атоме никеля электроны на внешних *3d*-и *4s*-оболочках распределены следующим образом: 8 электронов в *3d*-оболочке (т.е. имеется 2 пустых состояния) и 2 электрона *4s*. В металлическом никеле *4s*- и *3d*-состояния образуют перекрывающиеся энергетические зоны. В результате этого перекрытия зона из *3d*-состояний оказывается почти заполненной, но там еще остается 0,6 незанятых мест на один атом. В зоне из *4s*-состояний оказывается по 0,6 электрона на один атом, и соответственно, 1,4 пустых мест.

В свободном атоме меди *3d*-оболочка заполнена полностью (10 электронов), а в *4s*-оболочке имеется 1 электрон. В металлической меди это распределение по зонам из *4s*- и *3d*-состояний остается.

При встраивании атомов меди в решетку никеля «медные» *4s*-электроны стремятся заполнить свободные состояния в *3d*-зоне никеля. Чем больше будет атомов меди, тем меньше атомов никеля будут оставаться «ферромагнитными», т.е. по мере увеличения концентрации меди в никеле будет уменьшаться число магнетонов Бора на один атом, и, следовательно, будет понижаться величина спонтанной намагниченности. Когда количество атомов меди в сплаве достигнет 60 %, все пустые места в *3d*-зоне будут заполнены, и спонтанная намагниченность обратится в ноль (рис. 17).

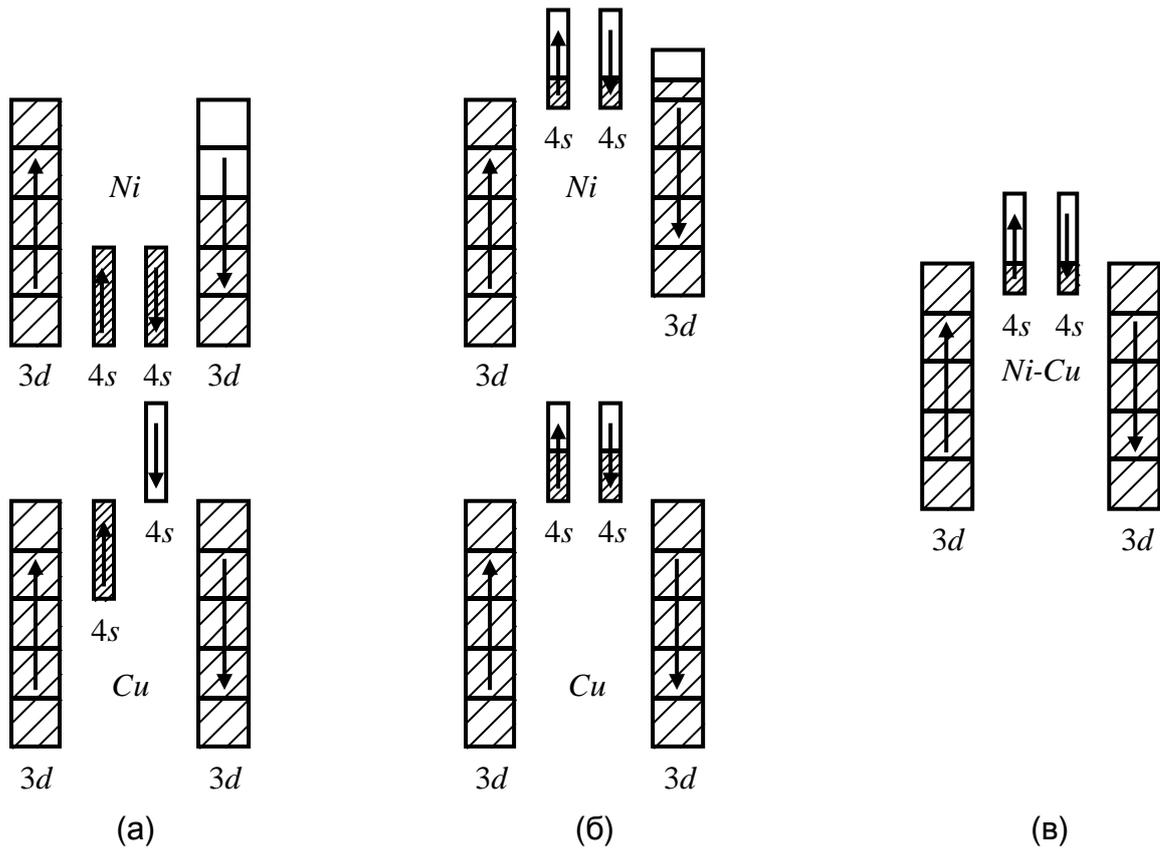


Рис. 17. Схема заполнения электронных 3d- и 4s-состояний в никеле и меди: (а) свободные атомы; (б) чистые металлы; (в) сплав 40 % и 60 % меди.

Очевидно, что для достижения такого же эффекта при легировании цинком потребуется 30 %, алюминием – 20 %, кремнием – 15 %, сурьмой – 12 % соответствующих примесных атомов (рис. 18).

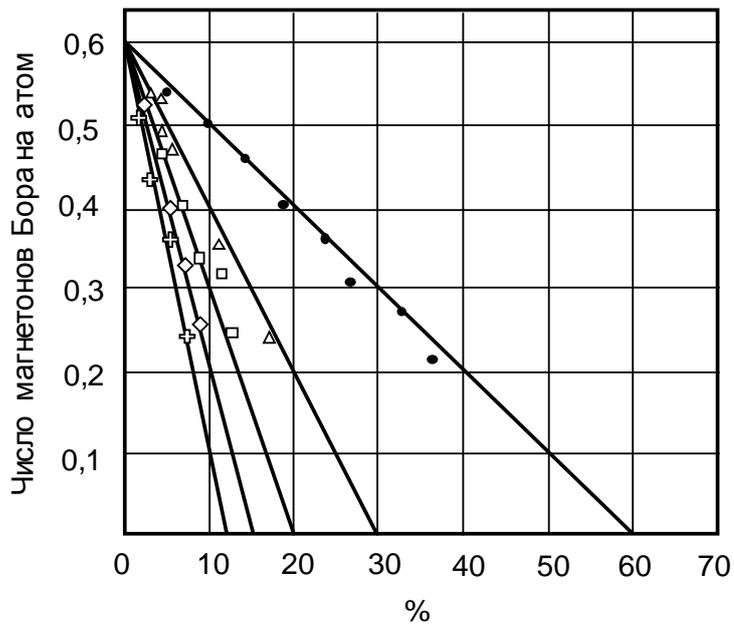


Рис. 18. Изменение эффективного числа магнетонов Бора на один атом в металлическом никеле при легировании немагнитными примесями.

Изменение температуры Кюри ферромагнетика при легировании немагнитными примесями.

Другим важным эффектом легирования ферромагнетиков немагнитными примесями является изменение (обычно снижение) температуры Кюри (θ). Как правило, зависимость точки Кюри от концентрации немагнитного элемента близка к линейной (рис. 19). Причина сдвига θ связана с изменением энергии обменного взаимодействия $E_{об.}$. Если опять вернуться к сплаву *Ni-Cu*, то здесь θ понижается, во-первых, из-за уменьшения среднего атомного магнитного момента (уменьшается средний спин); во-вторых, из-за уменьшения обменного интеграла (уменьшается перекрытие *3d*-оболочек).

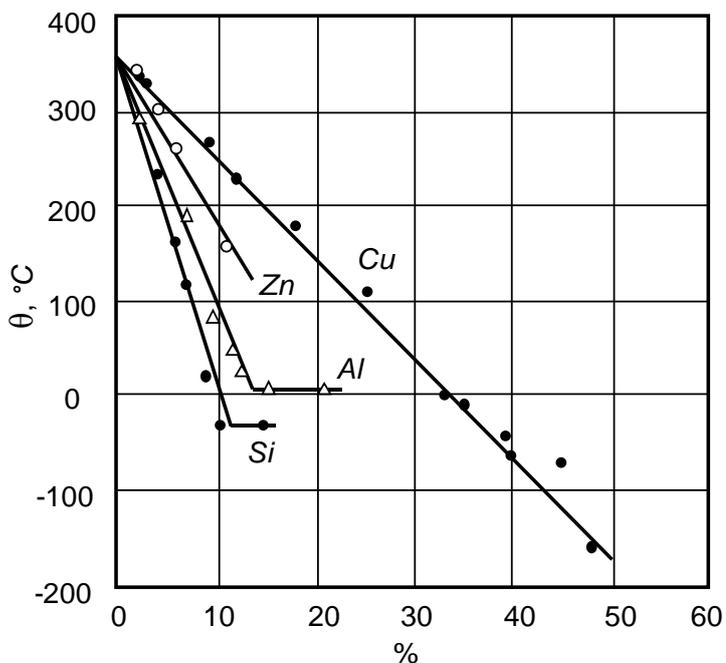


Рис. 19. Изменение температуры Кюри в зависимости от состава для некоторых бинарных сплавов никеля [3].

В том случае, когда добавляемый элемент имеет ограниченную растворимость и образует химическое соединение с основным металлом, точка Кюри обычно понижается до концентрации, соответствующей пределу растворимости, а затем остается постоянной до тех пор, пока присутствует это соединение (имеющее определенный состав и определенную точку Кюри). Если образец представляет собой смесь фаз с разными θ , то на

температурной зависимости спонтанной намагниченности будет наблюдаться перегиб при температуре, равной наименьшей из точек Кюри. В качестве примера такого случая на рис. 20 приведена температурная зависимость намагниченности сплава *Ni-Au* (50 % *Au*).

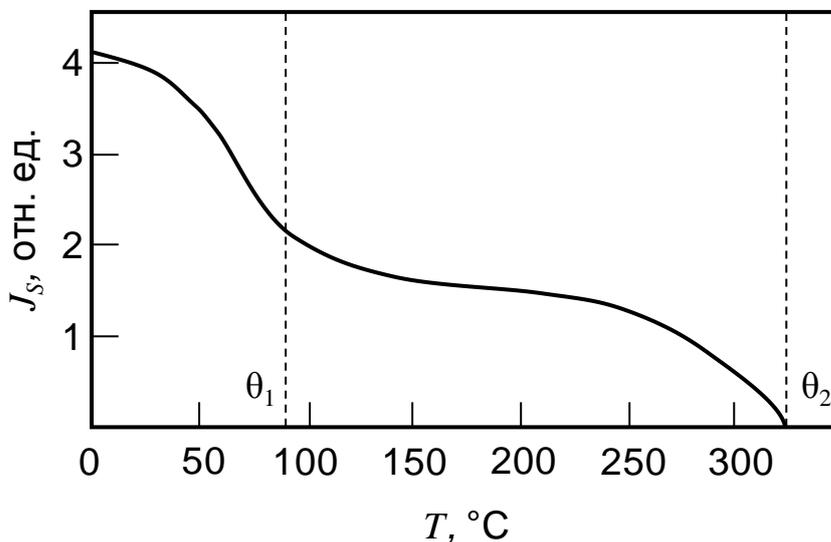


Рис. 20. Температурная зависимость спонтанной намагниченности сплава *Ni-Au* (50 % *Au*) [3], θ_1 и θ_2 – температуры Кюри, соответствующие двум фазам с гранецентрированными решетками с разными периодом.

Таким образом, исследование температурной зависимости спонтанной намагниченности ферромагнетика позволяет судить о фазовом составе материала и – при известных компонентах – о процентном соотношении металла и легирующего элемента.

III. Практическая часть

3.1. Получение кривой намагничивания

В настоящей лабораторной работе в качестве исследуемого материала применяется феррит $FeO \square Fe_2O_3$ (магнетит). Этот материал имеет кристаллическую структуру шпинели ($Mg \square Al_2O_3$) и обладает спецификой магнитного порядка: магнитные моменты ионов Fe^{3+} в Fe_2O_3 ориентированы антипараллельно друг другу, а магнитные моменты ионов Fe^{2+} в FeO – параллельно. Вещества с подобным магнитным порядком относят к ферримагнетикам. Термином "феррит" обычно называют диэлектрические ферримагнетики, в состав которых входит железо. Ферримагнитные металлические сплавы (например, некоторые марки нержавеющей стали) обладают высокой проводимостью, их так и называют – ферримагнетики.

Массивные ферриты имеют доменную структуру, которая формируется в результате таких же взаимодействий внутри кристалла, что и в ферромагнетиках, а кривые намагничивания качественно подобны кривым намагничивания для ферромагнетиков.

Для практических применений ферритовые материалы получают методами порошковой металлургии, т.е. природный магнетит измельчают до размеров ~ 10 мкм, затем прессуют, придавая ему нужную форму и, наконец спекают. Следствием такой технологии являются высокие значения коэрцитивного поля H_C на кривых технического намагничивания, а также то, что необратимые процессы в доменной структуре начинаются при малых значениях намагниченности феррита. Последнее качество делает ферриты удобным материалом для наблюдения на экране осциллографа хорошо разрешаемой петли гистерезиса при перемагничивании.

Подробнее о ферритах и других ферромагнетиках можно узнать в [2].

Петлю гистерезиса при перемагничивании феррита можно получить на экране осциллографа. Для этого нужно поместить исследуемый материал в переменное магнитное поле, на входные клеммы осциллографа по осям "х"

и "у" подать напряжения, пропорциональные напряженности внешнего поля H и магнитной индукции в образце B . Такой метод можно реализовать по схеме, изображенной на рис. 21.

На ферритовом тороиде имеются 2 обмотки. Первичная обмотка питается переменным током I_1 от генератора Γ через сопротивление R_1 . Напряженность магнитного поля внутри этой обмотки равна

$$H(t) = \frac{n_1}{l} I_1(t), \quad (32)$$

где n_1 – число витков в первичной обмотке, l – средняя длина окружности в тороиде: $l = \pi (r_{\text{внеш}} + r_{\text{внут}})$, $r_{\text{внеш}}$ и $r_{\text{внут}}$ – внешний и внутренний радиусы тороида.

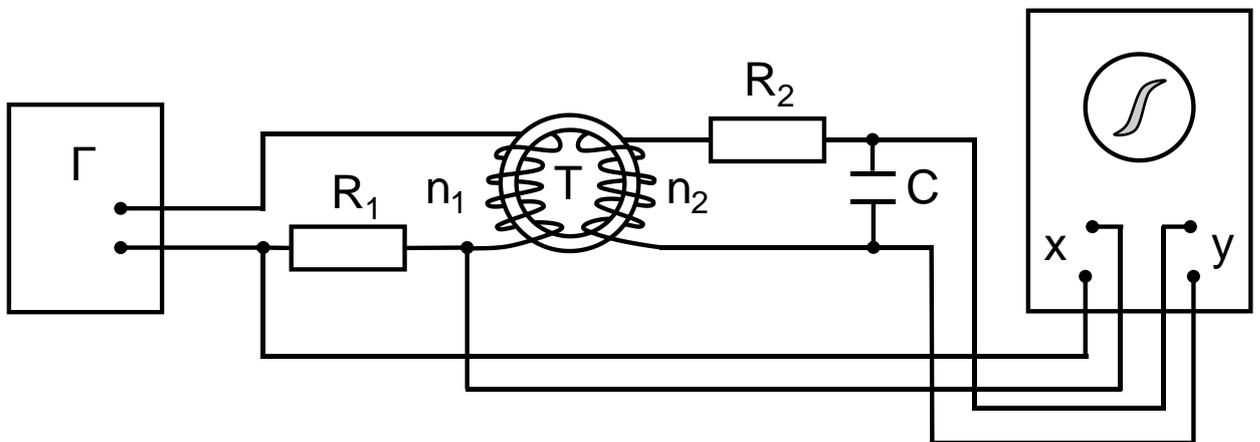


Рис. 21. Схема для наблюдения петли гистерезиса. Γ – генератор синусоидальных сигналов с частотой $\nu = \omega/2\pi$, T – ферритовый тороид.

Напряжение U_x , подаваемое на вход "х" осциллографа с сопротивления R_1 , будет пропорционально $H(t)$:

$$U_x(t) = I_1(t) \cdot R_1. \quad (33)$$

Во вторичной обмотке n_2 будет возникать ЭДС электромагнитной индукции:

$$E(t) = -\frac{d\Phi(t)}{dt} \cdot n_2, \quad (34)$$

где Φ – поток вектора B через витки вторичной обмотки. Если S – площадь одного витка, то

$$\Phi(t) = B(t) \cdot S, \quad (35)$$

$$E(t) = -S \cdot n_2 \cdot \frac{dB(t)}{dt}. \quad (36)$$

Поскольку ЭДС индукции пропорциональна dB/dt , то в схеме применена интегрирующая цепочка на резисторе R_2 и конденсаторе C . Такая цепочка интегрирует подаваемое на нее напряжение, если время перезарядки конденсатора $\tau = R_2 C$ много больше периода колебаний сигнала, т.е.

$$R_2 C \gg 1/\omega \quad \text{или} \quad R_2 \gg 1/\omega C. \quad (37)$$

Можно показать, что при выполнении условия (37) напряжение на конденсаторе пропорционально величине магнитной индукции в тороиде.

Если пренебречь самоиндукцией, то закон Ома для вторичной цепи имеет вид

$$E(t) = U_c(t) + I_2(t)R_2, \quad (38)$$

где $U_c(t) = \int_0^t \frac{I_2(t')dt'}{C}$ – напряжение на конденсаторе в момент времени t .

При соблюдении условия (37) вместо (38) можно записать

$$E(t) = I_2(t)R_2, \quad (39)$$

можно записать

$$I_2(t) = -\frac{S \cdot n_2}{R_2} \cdot \frac{dB(t)}{dt}. \quad (40)$$

Теперь напряжение на конденсаторе выражается, как

$$U_c(t) = \int_0^t \frac{I_2(t')dt'}{C} = -\frac{S \cdot n_2}{R_2 \cdot C} \cdot \int_0^t \frac{dB(t')}{dt'} dt' = -\frac{n_2 S}{R_2 C} B(t). \quad (41)$$

Из (41) следует, что на вход «у» осциллографа следует подать напряжение с конденсатора C , т.е.

$$U_y = U_c = -\frac{n_2 S}{R_2 C} \cdot B(t). \quad (42)$$

Таким образом, координаты электронного луча на экране осциллографа будут меняться пропорционально $H(t)$ по оси «х» и $B(t)$ – по оси «у». Поскольку $B = \mu_0(H + J)$, то по изменению величины магнитной индукции B можно судить о намагниченности J изучаемого образца. Следует

отметить, что при $H = 0$ остаточная индукция $B_{\text{ост.}}$ с точностью до множителя μ_0 равна остаточной намагниченности $J_{\text{ост.}}$.

Изменяя амплитуду тока I_1 в первичной обмотке, будут изменяться, соответственно, U_x и U_y , а значит и размеры петли гистерезиса. Следовательно, для построения кривой первоначального намагничивания необходимо зафиксировать координаты вершин петель гистерезиса при различных амплитудах сигнала генератора и, перенеся их на график, последовательно соединить.

Для определения энергетических потерь на перемагничивание необходимо при определенной амплитуде магнитного поля $H_0(t)$ оцифровать петлю гистерезиса. Затем откалибровать оси « H » и « B », подсчитав амплитудные значения H_0 и B_0

$$H_0 = \frac{n_1}{l \cdot R_1} U_{0x}, \quad (43)$$

$$B_0 = \frac{R_2 C}{n_2 S} U_{0y}. \quad (44)$$

После этого нужно подсчитать площадь петли в единицах « $B \square H$ ». Поскольку энергия магнитного поля в середине единичного объема $E_H = HB/2$, то энергетические потери на перемагничивание торроида за один цикл:

$$W = \frac{1}{2} \cdot S_{\text{гис.}} \cdot V, \quad (45)$$

где $S_{\text{гис.}}$ – площадь петли гистерезиса в единицах « $B \square H$ », V – объем торроида. Тогда потери мощности на перемагничивание при частоте сигнала ν :

$$P = \nu \cdot W = \frac{1}{2} \cdot S_{\text{гис.}} \cdot V \cdot \nu. \quad (46)$$

Задания для проведения эксперимента.

1. Подав на схему сигнал с генератора, получить на экране осциллографа изображение петли гистерезиса.

2. Снять семейство петель гистерезиса, изменяя амплитуду сигнала с генератора от $U_{\text{ген.}} = 0$ до $U_{\text{ген.}} = U_{\text{max}}$ ($U_{\text{max}} < 10$ В).

3. Из полученного семейства петель гистерезиса построить кривую первоначального намагничивания. На построенной кривой выделить (примерно) участки, соответствующие обратимым и необратимым процессам изменения намагниченности.

4. Определить энергетические потери на перемагничивание петли гистерезиса. Для этой же петли определить коэрцитивное поле H_C , остаточную магнитную индукцию $B_{ост.}$ и остаточную намагниченность $J_{ост.}$

5. Оценить экспериментальные погрешности для величин, определяемых в задании 4.

3.2. Методика измерения температуры Кюри ферромагнитных образцов

В данной лабораторной работе для определения температуры Кюри ферромагнетика используется метод электромагнитной индукции, который реализуется с помощью схемы, показанной на рис. 22.

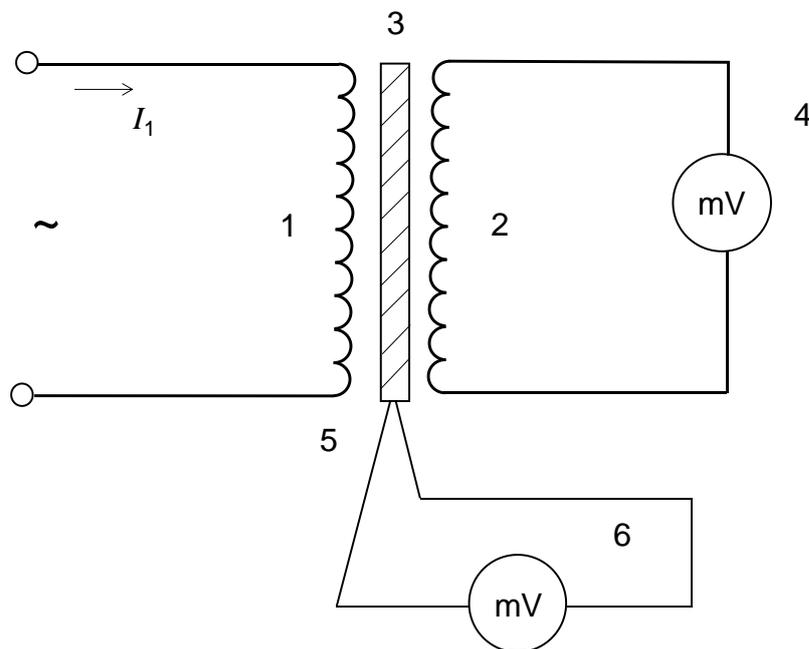


Рис. 22.Схема для измерения температуры Кюри ферромагнитных образцов: 1 – первичная катушка (задающая), 2 – вторичная катушка (измерительная), 3 – ферромагнитный образец, 4 – вольтметр переменного тока, 5 – термопара, 6 – милливольтметр.

Суть метода заключается в регистрации температурной зависимости э.д.с. электромагнитной индукции (ϵ_2) в измерительной катушке (вторичная

обмотка трансформатора) при электрическом токе постоянной амплитуды (I_1) в задающей катушке (первичная обмотка трансформатора); исследуемый ферромагнитный образец выступает в качестве сердечника.

Можно показать, что температурная зависимость ε_2 будет повторять температурную зависимость намагниченности сердечника.

Известно, что

$$\varepsilon_2 = -\mu_{21} \frac{dI_1}{dt}, \quad (47)$$

где μ_{21} – коэффициент взаимной индукции. Если обе катушки имеют одинаковую длину l и диаметр, обе намотаны «виток к витку», то для μ_{21} справедливо

$$\mu_{21} = \frac{N_1 \cdot N_2}{l} \mu_0 \cdot \mu \cdot S. \quad (48)$$

Здесь S – площадь, охватываемая одним витком, μ – магнитная проницаемость сердечника, N_1 и N_2 – количество витков в задающей измерительной катушках соответственно.

Магнитная проницаемость связана с намагниченностью соотношением

$$\mu = \frac{J_s(T)}{H} + 1. \quad (49)$$

Если диаметр катушек значительно меньше из длины, то

$$H \approx \frac{N_1 \cdot I_1}{l}. \quad (50)$$

Для ε_2 получаем

$$\varepsilon_2 = -\mu_0 J_s(T) \cdot \frac{N_2 \cdot S}{I_1} \cdot \frac{dI_1}{dt} - \mu_0 \cdot N_1 \cdot N_2 \cdot \frac{S}{l} \cdot \frac{dI_1}{dt}. \quad (51)$$

Таким образом, с точностью до температурно независимого слагаемого ε_2 пропорциональна $J_s(T)$.

Задания для проведения эксперимента.

1. Измерить температурную зависимость э.д.с. измерительной катушки (рис. 22), используя в качестве сердечников исследуемые ферромагнитные образцы.
2. Из полученных экспериментальных зависимостей определить температуры Кюри для каждого из образцов.
3. Для сплавов с известными компонентами по определённым экспериментальным точкам Кюри определить процентный состав³.
4. Оценить среднюю обменную энергию, приходящуюся на один магнитный атом в исследуемых сплавах.

3.3. Вопросы для самоподготовки

1. Запишите уравнения, описывающие магнитное поле в среде. Дайте определение величин, входящих в эти уравнения.
2. Какова природа ферромагнетизма? Назовите необходимые условия для появления магнитной упорядоченности.
3. С чем связано появление доменов в ферромагнетиках? Какие факторы влияют на формирование доменной структуры?
4. Почему микрочастицы ферромагнитных материалов (размеры $\sim 10^3$ мкм) обычно оказываются однодоменными?
5. В монокристаллических и текстурированных пленках железа или никеля магнитный поток «замкнут», а в подобных пленках кобальта он обычно оказывается разомкнут. Объясните эти факты.
6. Как внешнее магнитное поле влияет на доменную структуру ферромагнетика? Какие процессы происходят в ферромагнетике с ростом напряженности магнитного поля?
7. Дайте качественное объяснение появлению гистерезиса на зависимости $\mathbf{J} = f(\mathbf{H})$ и $\mathbf{B} = f(\mathbf{H})$ при перемагничивании ферромагнетика.

³ Используется зависимости температуры Кюри от состава бинарных сплавов, имеющиеся в [3] на с. 568.

8. Возможно ли массивный ферромагнетик перевести из многодоменного состояния в однодоменное с помощью магнитного поля?
9. Как можно управлять шириной петли гистерезиса в ферромагнитном материале?
10. Предложите объяснения зависимостям на рис. 8.
11. Чем отличаются ферримагнетики от ферромагнетиков? Каковы наиболее важные свойства ферритов?
12. Дайте обоснование методике регистрации петли гистерезиса. Как определить основные параметры петли гистерезиса: остаточную намагниченность, коэрцитивное поле, потери на перемагничивание?
13. Какие вклады в магнитную восприимчивость магнитно неупорядоченного тела могут существовать и при каких условиях? Какова природа каждого из них?
- 14*. (а) Оцените магнитную восприимчивость металлического лития. Считать, что концентрация атомов Li $N_{Li} = 6 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, радиус $1s$ -орбит равен боровскому радиусу $a_0 = 0,53 \text{ \AA}$;
- (б) Оцените парамагнитную восприимчивость монокристалла $CuSO_4$ при $T = 300 \text{ К}$. Орбитальный момент иона меди считать замороженным $L_{Cu} = 0$.
15. В чем заключается причина магнитной упорядоченности в твердых телах? Каковы необходимые условия существования магнитного порядка?
16. Дайте описание температурной зависимости намагниченности ферромагнетика в рамках модели молекулярного поля.
17. Как по известной температуре Кюри определить усреднённую энергию обменного взаимодействия, приходящуюся на один атом?
18. Какой вид будет иметь температурная зависимость намагниченности в монокристаллическом антиферромагнетике, если вектор магнитного поля будет составлять угол ϕ с направлением магнитной оси?

19. Почему температурная зависимость спонтанной намагниченности ферромагнетика обычно представляет собой сложную кривую немонотонного характера?

20*. Оцените спонтанную намагниченность монокристаллической крупинки железа при $T \approx 0$ К. Считать, что $N_{Fe} = 6 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $L = 0$, $S = 1$.

21. К каким изменениям в характеристиках ферромагнетика приводит легирование его немагнитными примесями? Как неоднородность в распределении примеси может сказаться на температурной зависимости $J_S = f(T)$?

22. Дайте обоснование метода электромагнитной индукции для регистрации температурной зависимости намагниченности ферромагнетика.

23. Каким образом из температурной зависимости $\varepsilon_2 = f(T)$ можно определить температуру Кюри?

ЛИТЕРАТУРА

- [1] П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов. Физика твердого тела. Н. Новгород: изд. Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского, 1993. 490 с.
- [2] Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 789 с.
- [3] Р. Бозорт. Ферромагнетизм. М.: изд. иностр. литературы, 1956. 784 с.
- [4] С.В. Вонсовский. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1031 с.
- [5] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. М.: Мир, 1987. 420 с.
- [6] Дж. Блейкмор. Физика твердого тела. М.: Мир, 1988.
- [7] Н. Ашкрофт, Н. Мермин. Физика твердого тела. Т.2. М.: Мир, 1979. 422 с.