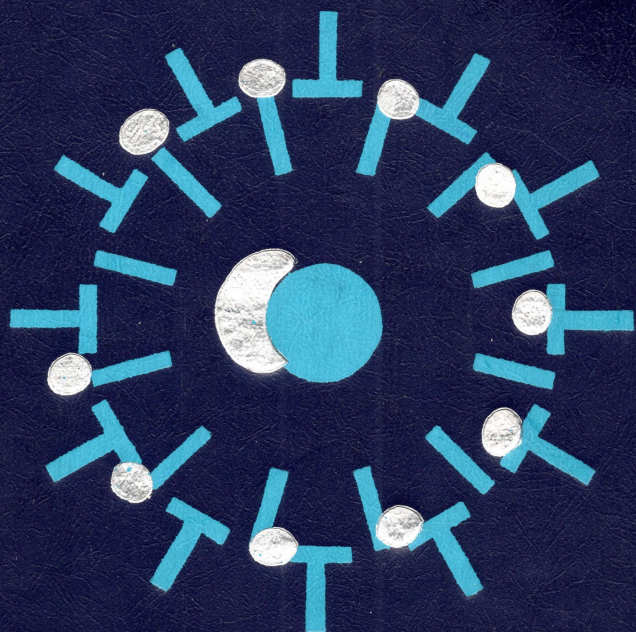


А.А.Преображенский
Е. Г. Бишард

Магнитные материалы и элементы



А. А. Преображенский
Е. Г. Бишард

Магнитные материалы и элементы

Издание третье,
переработанное и дополненное

Допущено Министерством
высшего и среднего специального
образования СССР
в качестве учебника для студентов вузов,
обучающихся по специальности
«Полупроводники и диэлектрики»



Москва «Высшая школа» 1986

ББК 22.33
П72
УДК 538.1+621.318

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Московского института
стали и сплавов Л. М. ЛЕТЮК

Преображенский А. А., Бишард Е. Г.

П72 Магнитные материалы и элементы: Учебник для студ.
вузов по спец. «Полупроводники и диэлектрики». — 3-е
изд., перераб. и доп. — М.: Высш. шк., 1986. — 352 с.: ил.

В книге изложены основные положения физики магнитных явлений, описаны магнитные материалы, требования к ним, методы их получения и области применения; приведены сведения об испытаниях этих материалов, рассмотрены принципы работы магнитных элементов и др. В 3-м издании (2-е — 1976 г.) большое внимание уделено магнитной микроэлектронике, рассмотрены физические свойства и возможности практического использования цилиндрических магнитных доменов и др.

П 2302020000—324
601(01)—86 124—86

ББК 22.33
537

©Издательство «Высшая школа», 1976
©Издательство «Высшая школа», 1986, с изменениями

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий учебник является четвертой опубликованной издательством «Высшая школа» книгой крупного специалиста в области магнитных материалов и устройств А. А. Преображенского (1918—1982). Первая книга «Магнитные материалы» (1965) предназначалась для студентов электротехнических и радиотехнических специальностей вузов, вторая книга «Теория магнетизма, магнитные материалы и элементы» (1972) и третья книга «Магнитные материалы и элементы» (1976) * — для студентов, обучающихся по специальности «Полупроводники и диэлектрики».

Данная книга является последней работой А. А. Преображенского, которую он не успел закончить. Завершила эту работу Е. Г. Бишард. По сравнению с предыдущими изданиями в учебник включены новые параграфы: «Магнитные резонансы», «Магнитооптические эффекты», «Аморфные магнитомягкие материалы», «Материалы для устройств ЦМД», «Материалы для магнитооптических устройств», «Материалы для термомагнитной записи», «Измерение параметров тонких магнитных пленок», «Магнитооптические устройства»; магнитные свойства атома рассмотрены с учетом ядерного магнетизма, полностью переработаны и представлены в виде отдельных параграфов сведения о физике образования и динамических свойствах цилиндрических магнитных доменов и устройствах на их основе, о тонких магнитных пленках и управляемых специфических доменных структурах и др.; учтены новые стандарты и нормалы; приведены данные о вновь освоенных в промышленном производстве магнитных материалах, например, таких, как электротехнические стали с кубической и плоскостной кубической текстурой, магнитострикционные материалы, монокристаллы ферритов для СВЧ, пленочные материалы для микроэлектроники и т. п.; рассмотрены технологические вопросы, связанные с производством аморфных магнитомягких материалов, монокристаллических пленок из ферритов-гранатов, получаемых эпитаксиальным методом, и др.

При работе над книгой учтены замечания и советы рецензента настоящего издания проф. Московского института стали и сплавов, д-ра техн. наук Л. М. Летюка, коллектива кафедры «Диэлектрики и полупроводники» Ленинградского электротехнического института им. В. И. Ульянова (Ленина) и, в частности, д-ра техн. наук проф. В. В. Пасынкова, который многие годы оказывал помощь в работе над перечисленными книгами.

Замечания по книге можно направлять по адресу: 101430, Москва, ГСП-4, Неглинная ул., 29/14, издательство «Высшая школа».

Е. Г. Бишард

* Изменение названий книг обусловлено изменением названий курсов в учебных планах.

ВВЕДЕНИЕ

Выдвинутая XXVII съездом КПСС задача ускорения социально-экономического развития страны может быть решена на основе ускорения научно-технического прогресса. Система мер, направленных на реализацию этого требования, включает создание и внедрение в различные отрасли народного хозяйства принципиально новой техники, основанной на использовании магнитных явлений и магнитных материалов.

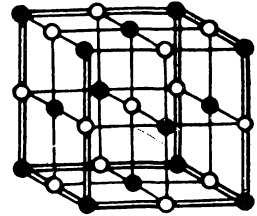
Магнитные материалы благодаря высокой универсальности магнитных свойств нашли широкое применение в различных областях науки и техники: радиотехнике, автоматике, информационно-измерительной и вычислительной технике, микроэлектронике и др.

Научные открытия в области физики магнитных материалов, появление новых прогрессивных методов технологии их производства обусловили новый качественный скачок в разработке магнитных материалов и на их основе новых видов электромагнитных устройств с уникальными свойствами. Так, в последние годы интенсивно развивается принципиально новое направление в построении вычислительных устройств с использованием материалов, в которых при определенных условиях образуются специфические доменные структуры с весьма малыми (около 1 мкм) размерами доменов и большой скоростью перемещения доменных границ. Параметры этих доменных структур выполняют функции носителей информации, обеспечивают ее запись, хранение и переработку при высоких плотностях и помехозащищенности. Можно считать перспективной недавно разработанную группу магнитных материалов, позволяющую осуществлять термомагнитную запись информации, проектировать различные магнитооптические устройства и т. п.

Многообразие видов магнитных материалов, их свойств, способов получения, расширение областей их применения требует от будущего специалиста при работе с магнитными материалами и устройствами знания физики и технологии создания магнитных материалов, особенностей их применения. Он должен разбираться в сложных процессах, протекающих при намагничивании вещества, его перемагничивании и т. д. Для усвоения этих вопросов читатель должен иметь достаточно высокую подготовку по общетехническим и некоторым специальным дисциплинам (физике, квантовой механике, электро- и радиоизмерениям, физической химии, кристаллографии, квантовой электронике и оптоэлектронике). Большое значение для понимания физики магнитных материалов имеет знакомство с современной физикой твердого тела.

Полученные представления о современном уровне развития науки, о физике магнитных материалов и магнитных устройствах, знакомство с основными областями применения магнитных материалов и перспективными направлениями их развития позволят будущим инженерам стать творцами новой техники, содействовать ускорению научно-технического прогресса.

Теория магнетизма



Теорию магнетизма можно разделить на две основные части:

а) атомный магнетизм, т. е. магнитные свойства изолированных микрочастиц;

б) магнетизм вещества, т. е. магнитные свойства групп атомов и молекул.

§ 1.1. Магнитные свойства атома и основные типы магнитного состояния вещества

Известно, что магнитные свойства атома определяются в основном магнитными свойствами электронов, так как магнетизм других его частиц (протонов, нейтронов) очень мал *. Поэтому прежде всего необходимо изучить магнитные свойства изолированного электрона, а затем магнетизм электронных оболочек. Последующее знакомство с ядерным магнетизмом позволит объяснить сложные внутриатомные процессы.

Модель Э. Резерфорда. В 1911 г. Э. Резерфорд предложил планетарную модель атома, согласно которой электроны вращаются вокруг ядра атома по круговым орбитам. При этом возникает орбитальный магнитный момент

$$\mu_l = iS = \frac{e}{T} S = \frac{e}{T} \pi R^2 = \frac{eR^2\omega m}{2m} = \frac{ep_l}{2m}, \quad (1.1)$$

где i — круговой ток; S — площадь орбиты; T — период обращения по орбите; e и m — заряд и масса электрона соответственно; R — радиус орбиты; ω — угловая частота; p_l — орбитальный механический момент количества движения;

* Например, магнитный момент атомного ядра приблизительно в тысячу раз меньше магнитного момента электронной оболочки атома.

μ_i и p_i представляют собой векторы *, направленные в противоположные стороны, поскольку заряд электрона отрицателен.

Из формулы (1.1) следует, что отношение магнитного момента к механическому, называемое гиромагнитным отношением:

$$\gamma_i = \mu_i / p_i = e / (2m), \quad (1.2)$$

есть величина постоянная, не зависящая от радиуса орбиты, по которой движется электрон.

Гиромагнитное отношение принято выражать в единицах $e/(2m)$ и обозначать буквой g , тогда $g_i = 1$.

Модель Резерфорда не позволяла объяснить многие экспериментальные установленные данные. В соответствии с этой моделью и с точки зрения классической физики электроны при движении с центростремительным ускорением должны были бы излучать энергию в виде электромагнитных волн и, следовательно, постепенно приближаться к ядру. В действительности же атомы представляют собой устойчивые системы.

Полуквантовая модель Н. Бора. В 1913 г. Н. Бор на основе выдвинутых им постулатов предложил новую теорию строения атома, которую иногда называют полуквантовой. В дальнейшем эта теория получила существенное развитие. Бор впервые показал неприемлемость классической физики для объяснения внутриатомных явлений, характеризующихся прежде всего дискретностью.

В соответствии с моделью Бора электроны могут занимать только такие орбиты, для которых момент количества движения является кратным постоянной Планка h^{**} :

$$p_i = m\omega R^2 = mvR = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar, \quad (1.3)$$

где $h = 6,65 \cdot 10^{-34}$ Дж·с; n — главное квантовое число, равное 1, 2, 3, ...; v — линейная скорость.

Сопоставление формул (1.1) и (1.3) показывает, что в модели Бора квантуется не только механический, но и магнитный момент, так как

$$\mu_i = p_i \frac{e}{2m} = n\hbar \frac{e}{2m} = n\mu_B, \quad (1.4)$$

где

$$\mu_B = \frac{\hbar e}{2m} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2 \quad (1.5)$$

— наименьшее значение орбитального магнитного момента, соответствующего движению по первой боровской орбите ($n=1$), называемое магнетоном Бора.

* Обозначение векторной величины будет дано только в тех случаях, когда это принципиально необходимо.

** Постоянной Планка называют константу h или константу $\hbar = h/(2\pi)$.

Бор рассматривал движение электрона по круговым орбитам, что соответствует системам с одной степенью свободы (с одной периодически меняющейся координатой — углом поворота φ радиуса-вектора между центром атома и электроном на орбите).

А. Зоммерфельд рассмотрел модель с эллиптическими орбитами, распространив правило квантования на систему с двумя степенями свободы (с двумя независимыми координатами φ и R). Решение этой задачи можно представить следующим образом. В общем виде правило квантования выражается так:

$$\oint p_i dq_i = n_i h, \quad (1.6)$$

где q_i — периодически меняющаяся координата, p_i — соответствующий импульс; n_i — целое число.

Для эллиптической орбиты имеются два квантовых условия:

$$\oint p_\varphi d\varphi = n_\varphi h; \quad (1.7)$$

$$\oint p_R dR = n_R h. \quad (1.8)$$

Целое число n_φ называют азимутальным квантовым числом, а целое число n_R — радиальным квантовым числом.

По закону сохранения количества движения, $p_\varphi = \text{const}$; вынося его из-под интеграла, получим

$$p_\varphi \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi p_\varphi. \quad (1.9)$$

Учитывая (1.7), имеем

$$p_\varphi = n_\varphi \frac{h}{2\pi} = n_\varphi \hbar. \quad (1.10)$$

n_φ может быть равно 1, 2, 3, ... (значение $n_\varphi = 0$ исключается, так как это соответствовало бы траектории, проходящей через ядро, и маятниковобразному движению электрона).

Можно доказать [1.12], что $n_R = 0, 1, 2, \dots$ (значение $n_R = 0$ соответствует круговой орбите).

Сумма азимутального и радиального квантовых чисел равна главному квантовому числу n .

Пространственное квантование. До этого движение электрона рассматривалось только в одной плоскости. Однако для решения ряда задач необходимо учитывать пространственную ориентацию орбиты, т. е. иметь в виду три степени свободы электрона.

Такая задача, например, возникла при изучении взаимодействия магнитного момента атома с внешним полем. Под действием магнитного поля напряженностью H орбита электрона и, следовательно, магнитный момент μ , представляющий собой вектор, перпендикулярный плоскости орбиты, начинают прецессировать вокруг внешнего поля. Это периодическое стационарное движение элек-

трона также квантовано, т. е. угол между плоскостью орбиты и направлением напряженности поля принимает дискретные значения. При этом квантуется проекция магнитного момента на направление внешнего поля:

$$\mu_{IH} = m\mu_B, \quad (1.11)$$

где m — магнитное квантовое число, которое может принимать как положительные, так и отрицательные целочисленные значения, включая нуль.

Из (1.4) и (1.11) следует, что $\alpha = \arccos m/n$, но, как увидим далее, расчеты по этой формуле расходятся с данными опыта. Это доказывает несовершенство модели Бора.

Экспериментальные данные, не объясняемые моделью Бора. Теория Бора была крупным достижением в области изучения атома. Однако и она не объясняла многие экспериментальные данные. Рассмотрим некоторые из них.

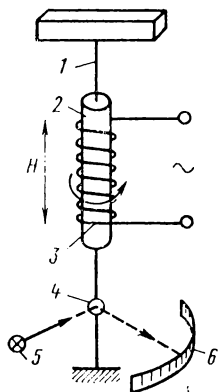


Рис. 1.1. Схема опыта Эйнштейна и де Гааза

Магнитомеханические (гиромангнитные) опыты Эйнштейна и де Гааза, впервые осуществленные в 1915 г., показали связь между механическим и магнитным моментами атома (рис. 1.1). На тонкой упругой нити 1 помещался образец 2 в виде цилиндра диаметром примерно 0,03 см и длиной 10 см из ферромагнетика (железа) или парамагнитных солей. Образец мог намагничиваться вдоль продольной оси магнитным полем соленоида 3. Поворот стержня можно было фиксировать с помощью оптической системы, состоящей из зеркальца 4, осветителя 5 и шкалы 6.

Под действием магнитного поля магнитные моменты атомов устанавливаются по полю. При изменении направления поля на обратное (коммутировании тока в обмотке катушки) магнитные моменты должны повернуться на 180° , а так как электроны вращаются быстро и их момент количества движения не равен нулю, то должен соответственно измениться полный момент количества движения системы, что невозможно. Поэтому согласно закону сохранения момента количества движения образец повернется на некоторый угол. Для усиления эффекта был использован резонанс между частотой изменения поля и собственной частотой колебаний стержня.

Из опыта можно было непосредственно определить гиромангнитное отношение, которое [в единицах $e/(2m)$] оказалось близким к 2, что противоречит полученному ранее [см. формулу (1.2)] выводу, где отношение орбитального магнитного момента к механическому равно 1. Это несоответствие назвали гиромангнитной аномалией.

Из опыта можно было непосредственно определить гиромангнитное отношение, которое [в единицах $e/(2m)$] оказалось близким к 2, что противоречит полученному ранее [см. формулу (1.2)] выводу, где отношение орбитального магнитного момента к механическому равно 1. Это несоответствие назвали гиромангнитной аномалией.

Данные, полученные Эйнштейном и де Гаазом, совпадали с расчетными, основанными на эффекте Барнетта, открытом в 1909 г. Барнетт приводил в быстрое движение железный стержень, который намагничивался вдоль продольной оси, что объясняется ориентировкой магнитных моментов вследствие гироскопических свойств электрона.

Опыт Штерна и Герлаха был произведен в 1922 г.* Схема опыта показана на рис. 1.2. Из печки 1 выходит поток испарившихся молекул или атомов, на который действует магнитное поле электромагнита 2; диафрагмы 3 служат для создания узкого пучка; экран 4 представляет собой пластинку, на которой можно обнаружить следы осевших частиц. Поле электромагнита в одном из направлений (на рис. 1.2 по оси z) должно быть неоднородным, что достигается специальной формой полюсных наконечников. В этом случае на атом, обладающий магнитным моментом μ , направленный под углом θ к направлению градиента поля по оси z , действует сила

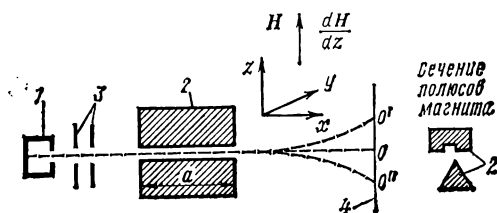


Рис. 1.2. Схема опыта Штерна и Герлаха

должно быть неоднородным, что достигается специальной формой полюсных наконечников. В этом случае на атом, обладающий магнитным моментом μ , направленный под углом θ к направлению градиента поля по оси z , действует сила

$$F = \mu \frac{dB^{**}}{dz} \cos \theta, \quad (1.12)$$

которая существует на участке длиной a . Движение на этом участке равномерно ускоренное. Поэтому отклонение (по оси z) в конце участка

$$z_{\theta} = \frac{\mu}{2m} \left(\frac{dB}{dz} \right)_{\text{ср}} t^2 \cos \theta, \quad (1.13)$$

где m — масса атома; t — время пролета через поле на участке a .

В качестве испаряемого вещества Штерн и Герлах использовали серебро. В дальнейшем опыты были проделаны со щелочными металлами и атомарным водородом.

На рис. 1.3 приведена фотомикрограмма «осадка» для атомов и молекул натрия.

При низких температурах большинство атомов образует молекулы Na_2 , у которых результирующий магнитный момент равен нулю и отклонение отсутствует.

Атомарное состояние характеризуется двугорбой кривой, т. е. на пластинке образуются две полосы, расположенные симметрич-

* Несколько ранее аналогичный опыт был произведен П. Л. Капицей и Н. Н. Семеновым.

** Магнитная индукция $B = \mu_0 H$, где μ_0 — магнитная постоянная; H — напряженность магнитного поля.

но относительно среднего положения. Дублеты получаются не только для Na, но и для всех других атомов, имеющих один валентный электрон.

Это свидетельствует о пространственном квантовании магнитного момента. Действительно, если бы все значения были равновероятны, на пластинке образовалась бы сплошная полоса между точками $0'$ и $0''$ (см. рис. 1.2); одна из этих точек соответствует значению $\theta=0$ (расположению магнитного момента параллельно полю), а вторая — значению $\theta=180^\circ$ (антипараллельному расположению магнитного момента и поля).

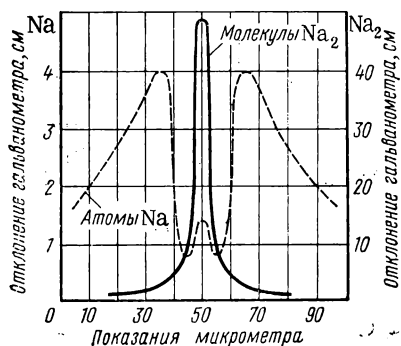


Рис. 1.3. Фотомикрограмма «осадка» для атомов и молекул натрия

Опыт Штерна и Герлаха позволил рассчитать [по формуле (1.13)] проекцию магнитного момента атома на направление внешнего поля, которая оказалась равной магнетону Бора.

Модель Бора не объясняет результаты рассмотренного опыта. Известно, что атомы водорода, серебра, щелочных металлов и других элементов первой группы не обладают орбитальными механическими и магнитными моментами (далее рассмотрено подробнее).

Следовательно, для таких атомов вообще не должно наблюдаться отклонение в магнитном поле. Кроме того, по правилу пространственного квантования, если бы даже $n_\phi=1$, магнитное квантовое число m в соответствии с возможными, по Бору, значениями для $\cos \alpha$ при $n=1$ должно было равняться $+1, 0, -1$, т. е. на пластинке должны были образоваться три полосы вместо наблюдаемых двух. Модель Бора не объясняет также аномальный эффект Зеемана, тонкую структуру спектральных линий и многое другое.

Квантовая модель. Основной недостаток теории Бора заключается в том, что она представляла собой компромиссное сочетание классической физики с квантовой теорией излучения. Методологически теория Бора требовала решения задач средствами классической физики с последующим отбором дискретных величин, удовлетворяющих требованиям квантовой механики. Выводы теории Бора оказались справедливыми лишь для самых простейших случаев.

Последовательное применение квантовой теории внесло поправки в некоторые из приведенных ранее формул квантования:

квантование орбитального момента количества движения [ср. с формулой (1.3)]

$$|P_\phi| \rightarrow |p_l| = \sqrt{l(l+1)}\hbar; \quad (1.14)$$

квантование орбитального магнитного момента [ср. с формулой (1.4)]

$$|\mu_l| = \sqrt{l(l+1)} \mu_B, \quad (1.15)$$

где l — орбитальное квантовое число, равное 0, 1, 2, ... $(n-1)$;

пространственное квантование магнитного момента [ср. с формулой (1.11)]

$$\mu_{lH} = m_l \mu_B, \quad (1.16)$$

где m_l — орбитальное магнитное квантовое число, принимающее значения: $-l, (-l+1), \dots, -1, 0, +1, \dots, (l-1), l$; всего $2l+1$ значений.

Одновременно с развитием квантовой теории и применением ее для объяснения явлений магнетизма было сделано значительное открытие, связанное с понятием спина.

В 1925 г. Гаудсмит и Юленбек высказали предположение о том, что электрон помимо заряда и массы обладает собственным моментом количества движения и соответствующим ему магнитным моментом μ_s . Это свойство электрона называли спином, потому что согласно классической физике спиновые свойства электрона можно объяснить вращением его вокруг своей оси (от англ. to spin — вращаться). Спин свойствен всем микрочастицам.

В 1928 г. создатель релятивистской квантовой теории П. Дирак показал, что свидетельство о наличии спина и его свойствах можно получить автоматически из теоретических выводов.

В соответствии с общими положениями квантовой механики собственный механический момент \mathbf{p}_s выражается [см. формулу (1.14)] через спиновое квантовое число s :

$$|\mathbf{p}_s| = \sqrt{s(s+1)} \hbar. \quad (1.17)$$

При этом проекция момента на ось z может принимать $2s+1$ значений в единицах \hbar .

Рассмотрим результаты опытов Штерна — Герлаха и Эйнштейна — де Гааза с учетом введенных на основе квантовой механики поправок и понятия спина.

В опыте Штерна — Герлаха исследовались элементы первой группы, у которых атомы не обладают орбитальными магнитными моментами. Поэтому было непонятно отклонение пучка атомов в магнитном поле. Наличие спинового магнитного момента это объясняет. Нельзя было также понять, почему пучок атомов разбивается на два. Теперь стало ясно, что этому соответствуют возможные ориентации спина относительно оси z :

$$2s+1=2. \quad (1.18)$$

Из формулы (1.18) следует, что $s=1/2$, т. е. спиновое квантовое число в отличие от орбитальных квантовых чисел является не целым, а полуцелым.

Опыт Штерна — Герлаха позволил непосредственно определить проекцию спинового магнитного момента на ось z , которая оказалась равной магнетону Бора. Это значит, что в соответствии с (1.16)

$$\mu_{sH} = \mu_B = 2m_s \mu_B, \quad (1.19)$$

где $m_s = \pm 1/2$.

Магнитомеханические опыты показали, что

$$\gamma_s = e/m \quad (1.20)$$

или в единицах $e/(2m)$

$$g_s = 2. \quad (1.21)$$

Но это может быть только в том случае, если

$$|\mu_s| = 2\sqrt{s(s+1)}\mu_B. \quad (1.22)$$

Действительно, на основании формул (1.17), (1.22) и (1.5) имеем

$$\gamma_s = \frac{\mu_s}{p_s} = \frac{2\sqrt{s(s+1)}\mu_B}{\sqrt{s(s+1)}\hbar} = \frac{2\mu_B}{\hbar} = \frac{2\hbar e}{2m\hbar} = \frac{e}{m}. \quad (1.23)$$

В данном опыте (а также другими методами) получены следующие гироманнитные отношения g [в единицах $e/(2m)$]:

Железо	1,93
Кобальт	1,85
Никель	1,84—1,92
Магнетит (Fe_3O_4)	1,93
Пермаллой	1,90

Эти данные свидетельствует о том, что основную роль в образовании магнитных моментов атомов для ферромагнетиков играют спинные моменты (g ближе к 2, чем к 1), хотя некоторое влияние оказывают и орбитальные моменты ($g < 2$).

Электронные конфигурации и заполнение оболочек. Состояние движения изолированного электрона в кулоновском поле ядра атома характеризуется четырьмя квантовыми числами: n , l , m_l , m_s . Этими же числами характеризуют состояние электрона и сложных атомов, в которых имеет место взаимодействие между электронами.

Совокупность электронов, обладающих одним и тем же квантовым числом n , образует оболочку атома. Оболочки атома при $n=1, 2, 3, 4, 5, \dots$ обозначают соответственно буквами K, L, M, N, O и т. д.

Структура электронных оболочек сложных атомов объясняется на основе принципа *запрета Паули*, сформулированного в 1925 г. Предполагается, что в одном квантовом состоянии, определяющемся тремя квантовыми числами n, l, m_l , может находиться не более двух электронов с различным направлением спина. Отсюда следу-

ет, что в первой оболочке электронов может быть всего 2, во второй — 8, в третьей — 18, в четвертой — 32 и т. д. Действительно, например, для второй оболочки $n=2$ и возможные значения $l=0$ или $l=1$; $l=0$ соответствует $m_l=0$ и $l=1$ соответствует $m_l=-1, 0, +1$, т. е. всего имеется четыре состояния, которые при условии заполнения каждого двумя электронами составляют оболочку, содержащую 8 электронов. Максимальное число электронов в оболочке равно $2n^2$.

Таблица 1.1. Распределение электронов при нормальной последовательности квантовых состояний

n	s	p	d	f	g
	$l=0$	$l=1$	$l=2$	$l=3$	$l=4$
1	2				
2	2	6			
3	2	6	10		
4	2	6	10	14	
5	2	6	10	14	18

Совокупность электронов с одним и тем же значением l называют слоем *. Слои обозначают буквами: первый s , второй p , третий d , четвертый f , пятый g . Число электронов в слое ограничено. Оно не может превышать в s —2, в p —6, в d —10, в f —14, в g —18. Электронную конфигурацию атома записывают следующим образом: первым пишут число, означающее номер оболочки, второй — букву, означающую слой, в виде показателя степени у буквы указывают число электронов в данном слое. Например, $1s^2$, $2s^2$, $2p^6$ — это атом, который содержит два электрона в первом слое первой оболочки, два электрона в первом слое второй оболочки и шесть электронов во втором слое второй оболочки, что соответствует структуре атома неона.

При нормальной последовательности заполнения слоев с увеличением атомного номера элемента сначала заполняются слои электронов с меньшими порядковыми номерами, а потом с более отдаленными.

Распределение электронов при нормальной последовательности квантовых состояний приведено в табл. 1.1. Нормальный порядок заполнения не всегда имеет место, он нарушается, начиная с элемента калия. В атоме калия начинают заполняться не $3d$ -состояния, что должно было бы иметь место при нормальном порядке заполнения уровней, а $4s$ -состояния. «Запоздавшая» застройка имеет место не только для $3d$ -состояния, но также для ряда других d - и f -слоев ($4d$, $4f$, $5d$, $5f$, $6d$). Элементы, в которых имеет место «запоздавшая» застройка этих слоев, называют переходными. Всего в таблице Менделеева (исключая трансурановые элементы) имеется 42 переходных элемента. К ним относятся и три ферромагнит-

* Принятая терминология не является строго установленной.

ных элемента Fe, Ni, Co. Так, атом железа имеет структуру $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 3d^6, 4s^2$, т. е. у него при не полностью заполненном слое $3d$ (6 электронов вместо 10 в соответствии с табл. 1.1) заполняется s -слой четвертой оболочки.

Момент количества движения электронной оболочки атома. Анализ экспериментальных данных по характеру взаимодействия между электронами в атоме показывает, что в большинстве случаев сила взаимодействия между спиновыми и орбитальными моментами всех электронов больше, чем сила взаимодействия между спиновым и орбитальным моментами каждого электрона. Такую связь называют *связью Рассела — Саундерса*. В этом случае полный момент количества движения электронной оболочки P_J определяют следующим образом. Складывая орбитальные моменты всех электронов атома, находят суммарный орбитальный момент P_L ; складывая спиновые моменты, находят суммарный спиновый момент P_S .

Полный момент количества движения электронной оболочки

$$P_J = P_L + P_S. \quad (1.24)$$

Значения векторов P_L , P_S и P_J можно представить в следующем виде:

$$|P_L| = \sqrt{L(L+1)}\hbar; \quad (1.25)$$

$$|P_S| = \sqrt{S(S+1)}\hbar; \quad (1.26)$$

$$|P_J| = \sqrt{J(J+1)}\hbar, \quad (1.27)$$

где L , S , J — квантовые числа, характеризующие соответствующие моменты.

Квантовое число L может иметь все целочисленные значения от суммы квантовых орбитальных чисел l_i для отдельных электронов, входящих в расчет, до их наименьшей алгебраической суммы. Например, в случае двух электронов с квантовыми числами l_1 и l_2 возможны (при $l_1 > l_2$) следующие значения для L : $l_1 + l_2$; $l_1 + l_2 - 1$; ...; $l_1 - l_2$; всего $2l_2 + 1$ значений.

Квантовое число S для атома, содержащего N электронов, может принимать следующие значения:

$$\frac{N}{2}; \frac{N}{2} - 1; \dots; 0 \text{ при четном } N,$$

$$\frac{N}{2}; \frac{N}{2} - 1, \dots, \frac{1}{2} \text{ при нечетном } N.$$

Квантовое число J принимает следующие значения: если $L > S$, то

$$J = L + S; L + S - 1; \dots; L - S \text{ (всего } 2S + 1 \text{ значений);}$$

если $L < S$, то

$$J = S + L; S + L - 1; \dots; S - L \text{ (всего } 2L + 1 \text{ значений).}$$

МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКИ АТОМА

Для определения полного магнитного момента необходимо найти его составляющие: суммарный спиновый магнитный момент

$$|M_S| = 2\sqrt{S(S+1)}\mu_B, \quad (1.28)$$

суммарный орбитальный магнитный момент

$$|M_L| = \sqrt{L(L+1)}\mu_B \quad (1.29)$$

и произвести их векторное суммирование:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_L + \mathbf{M}_S. \quad (1.30)$$

Найденный таким образом магнитный момент \mathbf{M} в силу гиромагнитной аномалии спина ($g_S = 2g_L$) не будет антипараллелен полному механическому моменту \mathbf{P}_J . Это иллюстрируется рис. 1.4, на котором масштабы выбраны так, что $K_1|M_L| = K_2|P_L|$; тогда $K_1|M_S| = K_2|P_S|$ и $|\mathbf{M}|$ не лежит на одной прямой с $|\mathbf{P}_J|$.

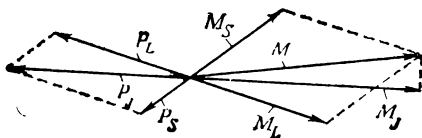


Рис. 1.4. Сложение механических и магнитных моментов электронной оболочки атома

Составляющие M_L и M_S магнитного момента прецессируют вокруг направления \mathbf{P}_J^* . При этом перпендикулярные к \mathbf{P}_J составляющие моментов в среднем по времени за период вращения равны нулю, ибо они непрерывно меняют свое направление, и полный магнитный момент \mathbf{M}_J^{**} электронной оболочки атома определяется только параллельными к \mathbf{P}_J составляющими моментов, т. е.

$$M_J = M_S \cos(\mathbf{P}_S, \mathbf{P}_J) + M_L \cos(\mathbf{P}_L, \mathbf{P}_J); \quad (1.31)$$

$$\cos(\mathbf{P}_S, \mathbf{P}_J) = \frac{S(S+1) + J(J+1) - L(L+1)}{2\sqrt{S(S+1)}\sqrt{J(J+1)}}; \quad (1.32)$$

$$\cos(\mathbf{P}_L, \mathbf{P}_J) = \frac{L(L+1) + J(J+1) - S(S+1)}{2\sqrt{L(L+1)}\sqrt{J(J+1)}}. \quad (1.33)$$

Отсюда

$$\begin{aligned} M_J &= \left[1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \right] \sqrt{J(J+1)}\mu_B = \\ &= g_J \sqrt{J(J+1)}\mu_B, \end{aligned} \quad (1.34)$$

* В изолированном атоме, как в изолированной системе, вектор $\mathbf{P}_J = \text{const}$ по значению и направлению.

** Полным магнитным моментом является \mathbf{M} , а \mathbf{M}_J представляет собой составляющую полного магнитного момента в направлении, параллельном \mathbf{P}_J ; во поскольку среднее значение M за конечный промежуток времени равно M_J , то его и называют полным магнитным моментом электронной оболочки.

где

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (1.35)$$

называют *фактором Ланде или g-фактором*.

Для чисто орбитального момента $S=0$, $J=L$, $g_J=g_L=1$; для чисто спинного $L=0$, $S=J$, $g_J=g_S=2$; в общем случае g_J — дробное число, а при определенных соотношениях между L и S может быть равным нулю.

Векторы \mathbf{P}_J и \mathbf{M}_J подчиняются правилу пространственного квантования.

При этом следует отметить, что проекция

$$M_J = g_J m_J \mu_B, \quad (1.36)$$

где $m_J = J; (J-1); \dots; (-J+1); (-J)$ не является целым числом, кратным μ_B , поскольку g_J в общем случае дробное число.

Определение полного магнитного момента атома существенно облегчается в связи с тем, что у заполненных слоев как орбитальные, так и спинные магнитные моменты скомпенсированы. Поэтому при рассмотрении надо учитывать только не полностью заполненные слои.

Момент количества движения ядра. Атомное ядро состоит из Z положительно заряженных протонов, N нейтральных частиц — нейтронов и характеризуется массовым числом $A=Z+N$.

Различают нечетно-четные ядра, у которых нечетное A , нечетно-нечетные, у которых нечетные Z и N , и ядра с четным числом Z и N . Поскольку масса этих частиц * существенно больше массы электрона, то принято считать ядро относительно неподвижным, а его орбитальный механический момент количества движения — близким к нулю. Таким образом, механический момент количества движения ядра \mathbf{P}_I определяется собственными (спиновыми) механическими моментами количества движения протонов и нейтронов. Экспериментально установлено, что спин нейтрона, так же как и протона, равен $1/2$.

В соответствии с правилами квантования значения суммарного момента количества движения ядра можно представить в следующем виде:

$$|\mathbf{P}_I| = \sqrt{I(I+1)} \hbar, \quad (1.37)$$

где I — спиновое квантовое число атомного ядра. Для ядер с четными Z и N $I=0$; для нечетно-нечетных ядер I — целые числа; для нечетно-четных ядер I — полуцелые числа.

Магнитный момент ядра. Магнитный момент ядра \mathbf{M}_I обусловлен магнитными моментами сильно взаимодействующих протонов и нейтронов.

* Отношение массы протона m_p к массе электрона m известно с высокой точностью и равняется $1836 \pm 0,02$.

Значения вектора \mathbf{M}_I по аналогии с магнитным моментом электронной оболочки определяются выражением

$$|\mathbf{M}_I| = g_I' \sqrt{I(I+1)} \mu_B = g_I \sqrt{I(I+1)} \mu_N, \quad (1.38)$$

где g_I — ядерный g -фактор; $g_I' = g_I m/m_N$; $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_N} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ А} \times \text{м}^2$ — ядерный магнетон.

Векторы \mathbf{P}_I и \mathbf{M}_I подчиняются правилам пространственного квантования.

Проекция \mathbf{M}_I на направление поля \mathbf{H}

$$M_I = g_I m_I \mu_N, \quad (1.39)$$

где магнитное квантовое число $m_I = I; (I-1); \dots; (-I+1); (-I)$ и принимает $2I+1$ значений.

Благодаря сильному нуклонному взаимодействию магнитный момент ядра, несмотря на положительный заряд ядра, может принимать различные (целые и дробные) не только положительные, но и отрицательные значения. Экспериментально установлено, что около 30% ядер имеют отрицательный магнитный момент. У ядер с четным числом Z и N магнитный момент равен нулю.

На основании (1.37) и (1.38) гироманнитное отношение ядра

$$\gamma_N = g_I \mu_N / \hbar. \quad (1.40)$$

Момент количества движения атома. Момент количества движения атома \mathbf{P}_F можно представить как векторную сумму моментов количества движения электронной оболочки и ядра, т. е.

$$\mathbf{P}_F = \mathbf{P}_J + \mathbf{P}_I. \quad (1.41)$$

С учетом правил квантования значения вектора \mathbf{P}_F могут быть найдены в виде

$$|\mathbf{P}_F| = \sqrt{F(F+1)} \hbar, \quad (1.42)$$

где F — положительное квантовое число, равное $J+I; J+I-1; \dots; J-I$.

Связь между \mathbf{P}_J и \mathbf{P}_I приводит к сверхтонкому взаимодействию, суть которого сводится к следующему. Электронная оболочка создает в месте расположения ядра магнитное поле с напряженностью $\mathbf{H}(0)$, которое взаимодействует с магнитным моментом ядра \mathbf{M}_I . Значение $\mathbf{H}(0)$ зависит от структуры электронной оболочки. Так, для атомов с полностью заполненной оболочкой $\mathbf{H}(0) = 0$. Для элементов с незаполненной оболочкой и валентными электронами это поле достигает больших значений ($\approx 1000 \text{ кА/м}$). С увеличением порядкового номера Z $\mathbf{H}(0)$ возрастает.

Для элементов первой группы с электроном в s -состоянии и для большинства других атомов направление поля $\mathbf{H}(0)$ антипараллельно направлению вектора количества движения электронной оболочки. Энергия сверхтонкого взаимодействия E зависит не

только от значений \mathbf{M}_I и $\mathbf{H}(0)$, но и от их взаимной ориентации и определяется следующим образом:

$$E = a(\mathbf{P}_I \mathbf{P}_J), \quad (1.43)$$

где a — константа сверхтонкого взаимодействия.

Магнитный момент атома. Для определения полного магнитного момента атома необходимо произвести векторное суммирование магнитных моментов электронной оболочки \mathbf{M}_J и ядра \mathbf{M}_I . Найденный при этом магнитный момент \mathbf{M}_F' в силу различия g -факторов электронной оболочки и ядра не будет антипараллелен механическому моменту \mathbf{P}_F , а располагается под некоторым углом к нему.

Вводят понятие *эффективного магнитного момента атома* \mathbf{M}_F . Его значение определяется как сумма проекций магнитных моментов \mathbf{M}_I и \mathbf{M}_J на направление \mathbf{P}_F , и в соответствии с правилами квантования

$$M_F = g_F \sqrt{F(F+1)} \mu_B, \quad (1.44)$$

$$\text{где } g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} + \\ + g_I \frac{m}{m_n} \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)}. \quad (1.45)$$

Проекцию \mathbf{M}_F на направление поля \mathbf{H} находят как

$$M_F = g_F m_F \mu_B, \quad (1.46)$$

где магнитное атомное квантовое число m_F принимает значения $F; F-1; \dots; -F$ (всего $2F+1$ значений).

Магнитный момент атома в веществе может отличаться от значения в изолированном (свободном) атоме. Степень различия зависит от строения и состояния вещества, т. е. от типа связей и энергии взаимодействия между атомными носителями магнетизма. Так, для металлов, состоящих из атомов с неполностью застроенным $3d$ -слоем, магнитный момент существенно ниже момента свободного атома. Например, атомный магнитный момент изолированного атома железа составляет $4\mu_B$ вследствие перевеса положительного спинового магнитного момента над отрицательным в недостроенном $3d$ -слое (6 электронов вместо 10). Средний же момент, приходящийся на отдельный атом в кристалле железа, составляет только $2,21 \mu_B$. Такое распределение электронов в атоме железа показывает, что при образовании кристалла в связи с коллективизацией внешних $4s$ -электронов и частично $3d$ -электронов (ибо они расположены далеко от ядра) происходит уменьшение магнитного момента атома из-за дополнительной компенсации $4s$ -электронами нескомпенсированных $3d$ -электронов. Другая причина уменьшения их атомного момента заключается в явлении замораживания орбитальных моментов (практически их исчезновении) вследствие воздействия соседних ионов кристаллической решетки на каждый данный ион.

Основные типы магнитного состояния вещества. Все вещества в природе можно считать магнетиками, так как они обладают определенными магнитными свойствами и соответствующим образом взаимодействуют с внешним магнитным полем. В течение длительного времени магнетики классифицировали по внешним признакам, прежде всего по их магнитной восприимчивости $\chi = I/H$, где I — намагниченность (интенсивность намагничивания); H — напряженность магнитного поля.

В зависимости от значения χ , характера ее зависимости от H и температуры выделили следующие основные типы магнетиков (магнитных явлений): *диамагнетики* (диамагнетизм), *парамагнетики* (парамагнетизм), *ферромагнетики* (ферромагнетизм). Затем установили, что кроме указанных трех групп следует выделять еще две: *антиферромагнетики* (антиферромагнетизм) и *ферримагнетики* (ферримагнетизм). Однако при этом формальный классификационный признак (χ) оказывается несостоятельным.

Дело в том, что магнитные свойства вещества, представляющего собой сложную динамическую систему атомов, состоящую из большого числа ядер и электронов, определяются внутри- и межатомными взаимодействиями элементарных носителей магнетизма: частиц, диполей, квадруполей и т. д. Только изучение видов связей и значений энергии взаимодействий между микроносителями магнетизма позволяет объяснить различные типы магнитного состояния вещества.

Диамагнитный эффект является результатом воздействия внешнего магнитного поля на молекулярные токи и проявляется в том, что возникает магнитный момент, направленный в сторону, обратную внешнему полю (см. § 1.2). Следовательно, диамагнитная восприимчивость отрицательна; по значению она весьма мала ($\chi \approx -10^{-5}$) и в большинстве случаев не зависит от температуры и напряженности поля. Диамагнетизм существует во всех веществах независимо от структуры их атомов и видов связи, т. е. в жидком, твердом и газообразном состояниях. Однако в «чистом виде» он проявляется только в тех веществах (диамагнетиках), в которых имеет место полная взаимная компенсация как орбитальных, так и спиновых магнитных моментов. Для веществ, в которых собственный суммарный магнитный момент атомных образований не равен нулю, на диамагнетизм накладывается значительно больший его по значению нескомпенсированный момент электронов. В этом случае наблюдаются другие типы магнитного состояния, подавляющие диамагнетизм.

Парамагнитный эффект возникает в веществах с наличием нескомпенсированных магнитных моментов и отсутствием магнитного атомного порядка. Это проявляется в том, что в отсутствие внешнего поля векторы магнитных моментов под действием тепловой энергии располагаются равновероятно, в результате чего магнитный момент парамагнетика равен нулю. Под действием внешнего поля возникает направление преимущественной ориентации магнитных моментов, совпадающее с направлением поля, т. е.

появляется положительная намагниченность ($\chi > 0$). Для большинства парамагнетиков χ сильно зависит от температуры.

Ферромагнитный эффект состоит в том, что при температуре не выше точки Кюри (особой для каждого ферромагнетика) даже в отсутствие внешнего магнитного поля энергетически выгодно существование *ферромагнитного атомного порядка*. Этому порядку соответствует параллельное расположение спинов. Следовательно, даже в отсутствие внешнего магнитного поля ферромагнетик находится в состоянии технического насыщения (*самопроизвольного или спонтанного намагничивания*). Магнитная восприимчивость χ ферромагнетиков имеет очень большое положительное значение и существенно зависит от напряженности магнитного поля и температуры.

Антиферромагнитный эффект характеризуется наличием антиферромагнитного атомного порядка, заключающегося в том, что в отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты одинаковых соседних атомов или ионов вследствие взаимодействия ориентированы антипараллельно, так что результирующий магнитный момент равен нулю. При воздействии внешнего поля магнитные моменты стремятся установиться вдоль него, и антиферромагнетик обладает малой положительной χ , значение которой зависит от температуры.

Ферримагнитный эффект представляет собой нескомпенсированный антиферромагнетизм (*ферримагнитный атомный порядок*).

Антиферромагнетизм и ферримагнетизм существуют при температуре не выше точки Нееля.

При температуре выше точки Кюри у ферромагнетиков и точки Нееля у антиферромагнетиков и ферримагнетиков атомный магнитный порядок разрушается и вещества переходят в парамагнитное состояние.

Диамagnetики и парамагнетики иногда объединяют под названием *слабoмагнитных веществ*, не обладающих атомным магнитным порядком, а ферромагнетики и ферримагнетики — под названием *сильномагнитных веществ*, обладающих атомным магнитным порядком; для антиферромагнетиков характерен атомный магнитный порядок, но количественно этот эффект весьма мал.

К сильномагнитным веществам относятся не только чистые ферромагнитные элементы, но и ряд металлических и интерметаллических сплавов, твердых растворов, полупроводниковых и диэлектрических соединений. Магнитный порядок в этих разнообразных типах веществ обусловлен наличием в их химическом составе компонентов из числа переходных элементов и *обменным взаимодействием* между элементарными носителями магнетизма, энергия которого превышает среднюю энергию теплового движения. Типы обменных взаимодействий и механизм их действия зависят от строения вещества, параметров его микроструктуры, природы химической связи. Так, для металлов и их сплавов, у которых магнитный момент обусловлен неполностью застроенным $3d$ -слоем электрон-

ной оболочки, имеет место прямое обменное взаимодействие за счет перекрытия электронов, принадлежащих соседним атомам в решетке, поскольку расстояние между атомами в данной решетке мало. В веществах, атомы которых расположены на значительном расстоянии друг от друга, прямое обменное взаимодействие мало и возникают различные виды косвенных взаимодействий. Например, у редкоземельных металлов имеет место косвенный обмен через электроны проводимости. Для ряда кристаллических химических соединений, у которых магнитоактивные носители атомных магнитных моментов разделены между собой магнитейтральными ионами, осуществляется косвенное обменное взаимодействие между магнитными ионами через возбужденные немагнитные промежуточные ионы (см. § 1.12).

В сильномагнитных веществах наблюдаются различные типы атомных магнитных порядков. Наряду с рассмотренными простейшими коллинеарными структурами, в которых магнитные моменты соседних атомов или ионов ориентированы по направлению одной и той же оси, имеют место сложные неколлинеарные (угловые) структуры (см. рис. 1.55), возникающие чаще всего в веществах с несимметричным строением кристаллической решетки либо в веществах, обменное взаимодействие в которых обусловлено присутствием электронов проводимости [1.7].

Магнитный порядок присущ не только кристаллическим веществам, но и некоторым химическим соединениям в *аморфном* состоянии, у которых отсутствует кристаллическая решетка, но имеет место обменное взаимодействие. Наличие последнего можно объяснить тем, что обменная энергия в основном зависит от расстояния между ближайшими соседями, а не от периодичности расположения атомов в решетке. Действительно, хотя для аморфных тел характерен только ближний* порядок в расположении атомов, но он приводит к дальнему порядку, сохраняемому на расстояниях, значительно превышающих межатомные, а следовательно, и к магнитоупорядоченной структуре. Воздействуя на структурный и химический ближний порядок, определяемый видом атомов и их взаимным расположением, получают сплавы аморфного строения за счет подбора концентрации компонентов, различающихся атомными радиусами.

В последнее время получены сильномагнитные вещества с ферро- и антиферромагнитным порядком из класса *спиновых* (магнитных) стекол. Для спиновых стекол характерно при упорядоченном расположении атомов в кристаллической решетке наличие беспорядка в распределении атомных магнитных моментов при температурах ниже температуры T_z , называемой температурой замораживания магнитных моментов. Такие структуры возникают в сильно разбавленных электропроводящих сплавах (с малым содержанием переходных элементов), а также в непроводящих магнитных системах — в разбавленных диэлектриках. Причинами, приводящими

* Ближний порядок — порядок на расстояниях, соизмеримых с межатомными.

к дальнему магнитному порядку, являются косвенные обменные взаимодействия в первом случае через электроны проводимости, а во втором — через возбуждение промежуточных немагнитных атомов. Если в веществах, в которых возможно существование спиновых стекол, увеличивать содержание магнитных атомов, то в них благодаря возникновению около дефектов кристаллической решетки неограниченных по размеру магнитных кластеров (областей с определенным атомным порядком) возникают упорядоченные магнитные структуры [1.4].

Атомные представления о природе сильномагнитных веществ положены в основу практического получения магнитных материалов с широким набором магнитных и других физико-химических свойств. Варьируя химический состав вещества, применяя сложный комплекс термических, термомеханических и термомагнитных обработок, можно направленно влиять на атомную структуру с целью упорядочивания атомов составляющих вещество элементов, изменять взаимное расположение зерен поликристаллов в веществе и их деформацию и т. п. Действительно, при создании сплавов необходимо знать атомные свойства чистых металлов, чтобы на их основе определить атомные характеристики системы в целом.

Другим примером, подтверждающим изложенное, служит технология получения *композиционных* магнитных материалов (КММ). КММ изготавливают путем соединения (например, с использованием энергии взрыва, совместной деформации при обработке давлением и т. д.) специально подобранных компонентов, в результате чего получают гетерогенный (макроскопически неоднородный) монокристалл, совмещающий в себе свойства составляющих либо новую комбинацию свойств за счет взаимодействия исходных компонентов.

§ 1.2. Диамагнетизм

К диамагнетикам относятся все инертные газы, водород, азот, хлор, аммиак и др., ряд металлов (цинк, золото, ртуть и т. д.); неметаллы (кремний, фосфор, сера, и т. д.), а также дерево, мрамор, стекло, воск, нефть, вода и многие другие вещества. Внешне диамагнетики проявляются тем, что выталкиваются из неоднородного магнитного поля.

Объяснение явления диамагнетизма впервые было дано в 1905 г. Ланжевеном на основе классической электронной теории. Дальнейшие крупные работы в этой области принадлежат Паули (1920). Строгая квантовомеханическая теория диамагнетизма была разработана Ван-Флеком.

Качественное объяснение явления диамагнетизма состоит в следующем. Под действием внешнего поля, по закону электромагнитной индукции, в замкнутом контуре (которым в данном случае является движущийся по орбите электрон) возникают электродвижущая сила и дополнительный ток. Этот ток создает момент, на-

правленный, по закону Ленца, в сторону, обратную внешнему полю.

Математически диамагнетизм можно описать как результат прецессии электронных орбит атома относительно оси, проходящей через ядро атома параллельно направлению приложенного магнитного поля (рис. 1.5). В результате прецессии возникает изменение (торможение) угловой скорости движения $\Delta\omega$, что приводит к изменению магнитного момента на $\Delta\mu$.

Величины $\Delta\omega$ и $\Delta\mu$ можно определить на основании следующих рассуждений. Предположим, что электрон движется с угловой скоростью ω_0 по круговой орбите радиусом R , плоскость которой перпендикулярна внешнему магнитному полю H (рис. 1.5, а). Будем также считать: поле недостаточно для того, чтобы вызвать деформацию системы (изменение радиуса), что практически всегда имеет место.

При отсутствии магнитного поля на электрон действует центростремительная сила

$$F_0 = m\omega_0^2 R = mv_0^2/R, \quad (1.47)$$

где v_0 — линейная скорость электрона.

Наличие магнитного поля H приводит к возникновению силы Лоренца F_H , т. е. силы, действующей на заряженную частицу, движущуюся в электромагнитном поле. В общем случае эта сила состоит из двух частей, обусловленных действием соответственно электрической и магнитной составляющих поля. В данном случае имеет место только магнитная составляющая:

$$F_H = -\mu_0 H e \omega_1 R = -\mu_0 H e v_1^*, \quad (1.48)$$

где ω_1 — измененное значение угловой скорости электрона.

Сила F_H перпендикулярна плоскости, в которой лежат векторы \mathbf{v} и \mathbf{H} , т. е. направлена так же, как центростремительная сила F_0 , по радиусу.

Результирующая сила

$$F = F_0 + (-F_H) = m\omega_1^2 R = m\omega_0^2 R - \mu_0 H e \omega_1 R. \quad (1.49)$$

Выражение (1.49) представляет собой квадратное уравнение относительно ω_1 ; решая его, получим

$$\omega_1 = -\frac{\mu_0 H e}{2m} \pm \sqrt{\left(\frac{\mu_0 H e}{2m}\right)^2 + \omega_0^2} \approx \omega_0 - \frac{\mu_0 H e}{2m}, \quad (1.50)$$

* Знак силы F_H определяется из условий: $\omega_1 > \omega_0$, $F_H > 0$ или $\omega_1 < \omega_0$, $F_H < 0$. Для случая диамагнетизма имеет место эффект торможения скорости и поэтому F_H отрицательна.

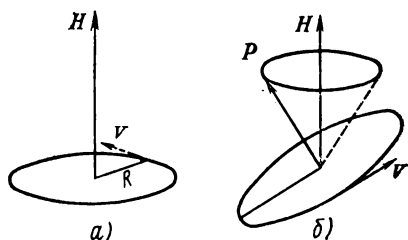


Рис. 1.5. Схематическое изображение прецессии электронной орбиты

так как $\left(\frac{\mu_0 He}{2m}\right)^2$ соизмеримо с ω_0^2 только в очень сильных полях (порядка 10^{11} А·м), которые в лабораторных условиях еще не получены. Положительное значение радикала взято потому, что, как указывалось, внешнее магнитное поле вызывает торможение электрона, т. е. $\omega_1 < \omega_0$.

Из (1.50) получаем

$$\Delta\omega = \omega_0 - \omega_1 = \mu_0 He / (2m). \quad (1.51)$$

Величину $\Delta\omega$ называют ларморовской частотой или частотой ларморовской прецессии. Поскольку в формулу (1.51) не входит радиус, частота прецессии определяется с помощью этого выражения для любого значения угла между H и плоскостью орбиты.

Изменение угловой скорости на $\Delta\omega$ вызывает в соответствии с формулой (1.1) изменение магнитного момента на

$$\Delta\mu = - \frac{eR_{\perp}^2}{2} \Delta\omega, \quad (1.52)$$

где R_{\perp} — проекция радиуса орбиты на плоскость, перпендикулярную H^* .

Знак минус в (1.52) означает, что $\Delta\mu$ и H направлены в противоположные стороны.

Подставив в (1.52) значение $\Delta\omega$ из (1.51), получим

$$\Delta\mu = - \frac{eR_{\perp}^2}{2} \frac{\mu_0 He}{2m} = - \frac{e^2 R_{\perp}^2 \mu_0 H}{4m} = - \frac{e^2 S_{\perp} \mu_0 H}{4\pi m}, \quad (1.53)$$

где S_{\perp} — площадь проекции орбиты на плоскость, перпендикулярную направлению внешнего поля.

Преобразуем формулу (1.53) для атома, содержащего z электронов. При этом необходимо учесть, что в общем случае эллиптических орбит радиус имеет переменное значение; кроме того, вследствие теплового движения ориентация орбит относительно поля H и, следовательно, проекция радиуса на плоскость, перпендикулярную этому направлению, также меняются. Поэтому надо принимать средние по времени значения $\overline{R_{\perp}^2}$ и $\overline{S_{\perp}}$.

Для атома с равновероятной ориентацией орбит

$$\overline{R_{\perp}^2} = \frac{2}{3} \overline{R^2},$$

где $\overline{R^2}$ — среднее значение квадрата радиуса орбиты.

* Все предыдущие рассуждения проводились, как было отмечено, в предположении, что электрон движется по круговой орбите радиусом R , плоскость которой перпендикулярна H . Для данного случая $R_{\perp} = R$.

Следовательно, для грамм-атома

$$\Delta M_A = -N \frac{e^2 \mu_0 H}{6m} \sum_{i=1}^z \overline{R_i^2}, \quad (1.54)$$

где N — число Авогадро.

Отсюда грамм-атомная диамагнитная восприимчивость

$$\chi_A = \frac{\Delta M_A}{H} = -N \frac{e^2 \mu_0}{6m} \sum_{i=1}^z \overline{R_i^2}. \quad (1.55)$$

Формула (1.55), называемая формулой Ланжевена — Паули, показывает, что диамагнитная восприимчивость зависит от радиусов электронных орбит и не зависит от температуры* и напряженности поля. Величины χ_A , подсчитанные по формуле (1.55) и определенные экспериментально, имеют одинаковый порядок.

Квантовомеханическая теория диамагнетизма для атомов и молекул со сферически симметричной электронной оболочкой дает выражение для χ_A , совпадающее с формулой (1.55). Разница заключается только в том, что расчет $\sum \overline{R_{\perp i}^2}$ производится квантовомеханически.

Изложенное относится к диамагнетизму атомных остовов. Диамагнетизм металлов можно рассматривать как сумму диамагнетизмов атомных остовов и электронного газа. Квантовомеханическое решение задачи по определению диамагнитной восприимчивости электронного газа было получено Л. Д. Ландау (1930). Подсчеты показали, что эта восприимчивость не зависит от температуры и очень мала.

В данном параграфе рассматривались только нормальные диамагнетики. Помимо них имеются аномальные диамагнетики (например, висмут), обладающие повышенной диамагнитной восприимчивостью, зависящей от температуры, и «сверхдиамагнетики», к которым относятся сверхпроводники.

Объяснение диамагнетизма представляет большой интерес, однако в технике диамагнитный эффект ввиду его малости практически не используется.

§ 1.3. Парамагнетизм

Магнитная восприимчивость парамагнетиков имеет положительное значение и при комнатных температурах равна 10^{-2} — 10^{-5} , т. е. парамагнетизм проявляется в направлении, обратном диамагнетизму, и несколько больше его по значению. Магнитная восприимчи-

* Объемная диамагнитная восприимчивость в отличие от грамм-атомной зависит от температуры, поскольку с изменением температуры меняется количество частиц в единице объема.

вость нормальных парамагнетиков в слабых полях не зависит от напряженности поля и существенно зависит от температуры.

Парамагнетики, помещенные в неоднородное магнитное поле, втягиваются в него.

Для парамагнетиков, у которых молекулярное взаимодействие между элементарными носителями магнетизма мало (например, для молекулярного кислорода, окиси азота и др.), температурная зависимость характеризуется установленным экспериментально в 1895 г. законом Кюри

$$\chi = C/T, \quad (1.56)$$

где C — постоянная Кюри.

Для парамагнетиков, у которых взаимодействием между элементарными носителями магнетизма (молекулярным полем) пренебречь нельзя, справедлив более общий закон Кюри—Вейсса

$$\chi = \frac{C}{T - \Delta}, \quad (1.57)$$

где Δ — постоянная Вейсса, различная для разных веществ (может быть и больше, и меньше нуля).

Имеются парамагнетики, для которых χ очень слабо зависит от температуры (например, щелочные металлы) и с аномальной температурной зависимостью (титан, цирконий и др.).

Парамагнетики обладают свойствами насыщения, т. е. в очень сильных полях или при очень низких температурах их намагниченность стремится к определенному пределу. Для намагничивания парамагнетиков до такого состояния, когда все элементарные магнитные моменты станут параллельными внешнему полю, при комнатных температурах требуется напряженность магнитного поля приблизительно 10^{11} А/м, а при температуре 1 К — $3 \cdot 10^5$ А/м.

Обязательным условием парамагнитного состояния является наличие в атомах или молекулах* нескомпенсированных магнитных моментов μ_m , которые можно представить в виде элементарных магнетиков.

При отсутствии внешнего магнитного поля упорядоченному расположению этих магнетиков препятствует тепловое движение. Расчеты показывают, что энергия магнитного взаимодействия двух магнетиков составляет 10^{-23} Дж, а тепловая энергия даже при 10 К (-263°C) равна 10^{-22} Дж, т. е. на порядок выше. Поэтому при обычных температурах магнитные моменты разупорядочены и результирующая намагниченность равна нулю.

* Большинство молекул, содержащих более одного атома, имеет четное число электронов, магнитные моменты которых компенсируют друг друга, такие молекулы диамагнитны. Молекулы с нескомпенсированными магнитными моментами парамагнитны.

При наличии внешнего магнитного поля магнетики получают дополнительную энергию взаимодействия с полем

$$E_M = -\mu_0 H \mu_M \cos \theta, \quad (1.58)$$

где θ — угол между направлениями магнитного момента и внешнего магнитного поля.

Благодаря этому происходит упорядочение расположения магнитных моментов. Степень ориентации моментов и значения результирующего момента (результатирующей намагниченности) определяются соотношением магнитной и тепловой энергий.

Задача нахождения значения намагниченности была решена в 1905 г. Ланжевром на основе методов статистической физики.

Рассмотрим объем V вещества, содержащий N атомов с некомпенсированными магнитными моментами μ_M . Сведем все эти моменты в точку и окружим ее сферой единичного радиуса. Каждый из моментов на поверхности сферы изобразится в виде точки. При отсутствии внешнего магнитного поля расположение моментов будет равновероятно и, следовательно, вся поверхность сферы равномерно покроется точками.

При наличии внешнего магнитного поля появится преимущественное расположение точек (ориентация моментов μ_M) по направлению поля; росту упорядоченности будет препятствовать тепловая энергия $E_T = kT$.

Согласно закону распределения Больцмана*, вероятность нахождения магнитных моментов с энергией E_M внутри телесного угла $d\Omega$, выделенного на сфере, можно представить следующим образом:

$$dN = A e^{-\frac{E_M}{kT}} d\Omega = A e^{-\frac{\mu_0 H \mu_M \cos \theta}{kT}} d\Omega, \quad (1.59)$$

где $e^{-\frac{E_M}{kT}}$ — функция Больцмана; A — коэффициент пропорциональности.

Обозначим

$$a = \frac{\mu_0 H \mu_M}{kT}, \quad (1.60)$$

тогда

$$dN = A e^{a \cos \theta} d\Omega. \quad (1.61)$$

Найдем значение A , для чего проинтегрируем выражение (1.61) по всей сфере:

$$N = A 2\pi \int_0^\pi e^{a \cos \theta} \sin \theta d\theta = 2\pi \frac{A}{a} (e^a - e^{-a}) = 4\pi \frac{A}{a} \operatorname{sh} a.$$

* Закон распределения гласит, что вероятность нахождения частицы в состоянии с энергией E пропорциональна $e^{-E/kT}$.

Отсюда

$$A = \frac{Na}{4\pi \operatorname{sh} a} \quad (1.62)$$

и

$$dN = \frac{Na}{4\pi \operatorname{sh} a} e^{a \cos \theta} d\Omega. \quad (1.63)$$

Проекция магнитного момента dN частиц на направление поля

$$dM = \mu_m dN \cos \theta. \quad (1.64)$$

Подставляя dN из (1.63), получим

$$dM = \frac{\mu_m Na}{4\pi \operatorname{sh} a} e^{a \cos \theta} \cos \theta d\Omega. \quad (1.65)$$

Чтобы найти результирующий момент, вновь произведем интегрирование по всей сфере:

$$\begin{aligned} M_N &= \frac{\mu_m Na}{4\pi \operatorname{sh} a} 2\pi \int_0^\pi e^{a \cos \theta} \sin \theta \cos \theta d\theta = \\ &= \frac{\mu_m Na}{4\pi \operatorname{sh} a} 2\pi \frac{2}{a} \left(\operatorname{ch} a - \frac{\operatorname{sh} a}{a} \right), \end{aligned}$$

откуда

$$M_N = \mu_m N \left(\operatorname{cth} a - \frac{1}{a} \right). \quad (1.66)$$

Функцию $L(a) = \operatorname{cth} a - \frac{1}{a}$ называют *функцией Ланжевена*.

При комнатных температурах и не очень сильных полях $a \ll 1$ *. Это означает, что энергия взаимодействия магнитного момента с полем мала по сравнению с энергией теплового движения. В данном случае $L(a) \approx a/3$. Учитывая, что $a = \frac{\mu_0 H \mu_m}{kT}$, вместо (1.66) получим

$$M_N = \frac{N \mu_m^2 \mu_0 H}{3kT}, \quad (1.67)$$

откуда намагниченность

$$I = \frac{M_N}{V} = \frac{N \mu_m^2 \mu_0 H}{V 3kT} \quad (1.68)$$

* При комнатной температуре и напряженности поля $H = 8 \cdot 10^5$ А/м $a \approx 1/400$.

и объемная магнитная восприимчивость

$$\chi = \frac{I}{H} = \frac{N\mu_m^2\mu_0}{V3kT} = \frac{C}{T}, \quad (1.69)$$

где постоянная Кюри

$$C = \frac{N\mu_m^2\mu_0}{V3k}. \quad (1.70)$$

Формула (1.69) представляет собой закон Кюри [ср. с формулой (1.56)].

При доказательстве закона Кюри были допущены следующие упрощения:

а) не учтены силы взаимодействия между элементарными носителями магнетизма парамагнетика (молекулярное магнитное поле);

б) не принято во внимание правило пространственного квантования.

Для учета влияния молекулярного магнитного поля Вейсс предложил считать это поле пропорциональным намагниченности, появившейся вследствие упорядоченности. Поэтому в парамагнетике действует поле

$$H_{\text{эф}} = H + nI, \quad (1.71)$$

где n — коэффициент пропорциональности.

Подставляя выражение для $H_{\text{эф}}$ в формулу (1.68) и учитывая (1.69), получим

$$I = \frac{C}{T} (H + nI);$$

отсюда

$$\chi = \frac{I}{H} = \frac{C}{T - nC} = \frac{C}{T - \Delta}, \quad (1.72)$$

где Δ — постоянная Вейсса.

Выражение (1.72) представляет собой закон Кюри — Вейсса [ср. с формулой (1.57)].

Учет правила пространственного квантования сводится к тому, что угол θ может принимать не любые значения, а лишь дискретный ряд возможных значений. В соответствии с этим при квантовомеханическом выводе формулы (см. например, [1.2]) парамагнитного момента, аналогичной формуле (1.67), интегрирование заменяется суммированием дискретных значений.

При этом выражение для магнитной восприимчивости принимает следующий вид:

$$\chi = \frac{N\mu_0 J(J+1)\mu_B^2 g^2}{V3kT}. \quad (1.73)$$

Сравнивая (1.73) и (1.69), находим, что постоянная Кюри

$$C = \frac{N\mu_0}{V3k} \mu_B^2 g_J^2 J(J+1). \quad (1.74)$$

При рассмотрении магнитных свойств парамагнитных веществ следует также помнить о том, что, как указывалось (см. § 1.2), одновременно с парамагнетизмом обязательно имеет место и диамагнетизм. Поскольку эти эффекты обратны по знаку, суммарные магнитные свойства определяются их разностью; причем у большинства веществ парамагнетизм преобладает над диамагнетизмом.

Сравнение полученных формул с экспериментом показывает, что для парамагнитных газов и редкоземельных элементов, у которых парамагнетизм определяется магнитным моментом внутренних (недостроенных) слоев оболочек, слабо взаимодействующих между собой, свойства довольно точно отвечают закону Кюри; для парамагнитных металлов переходного ряда необходимо учитывать действие молекулярного поля. В некоторых случаях этому соответствует закон Кюри — Вейсса. Однако у некоторых парамагнетиков, например у многих солей железа, учет молекулярного поля путем введения поправки Δ [см. формулу (1.72)] является недостаточным. В таких веществах под действием поля кристалла возникает жесткая связь («замораживание») электронных орбит и под действием магнитного поля возможна ориентация только спиновых моментов. Свойства таких парамагнетиков не отвечают законам Кюри и Кюри — Вейсса.

Для некоторых металлов (например, щелочных), как отмечалось, магнитная восприимчивость очень слабо зависит от температуры.

Я. Г. Дорфман в 1923 г. высказал предположение о том, что причиной парамагнетизма таких металлов являются в первую очередь электроны проводимости («электронный газ»). В дальнейшем эта гипотеза получила подтверждение в квантовомеханической теории парамагнетизма.

Теория парамагнетизма Ланжевена базируется на классической статистической физике; для объяснения явления парамагнетизма электронного газа необходимо обратиться к статистике Ферми.

Рассмотрим вопрос энергетического состояния системы при 0 К. По классической статистике 0 К означает, что все частицы собрались в фазовой ячейке с нулевой энергией. По статистике Ферми это запрещено принципом Паули, который в применении к электронному газу можно сформулировать следующим образом: в фазовой ячейке, характеризующейся определенным значением кинетической энергии электрона, не может быть больше двух электронов с противоположно направленными спинами. Поэтому 0 К соответствует такое энергетическое состояние, при котором электроны наиболее плотно заполняют уровни с возможно меньшими значениями энергии.

При отсутствии магнитного поля плотность распределения спинов, направленных вверх и вниз, одинакова и имеет вид парабол (рис. 1.6, а).

Верхнюю границу энергии при таком распределении называют уровнем или энергией Ферми. При повышении температуры характер распределения изменяется, переходя при температуре около 10^5 К, когда тепловая энергия сравняется с энергией Ферми, в классическое распределение Максвелла — Больцмана. Однако при температурах существования твердых тел распределение электронов по энергиям мало отличается от распределения при 0 К.

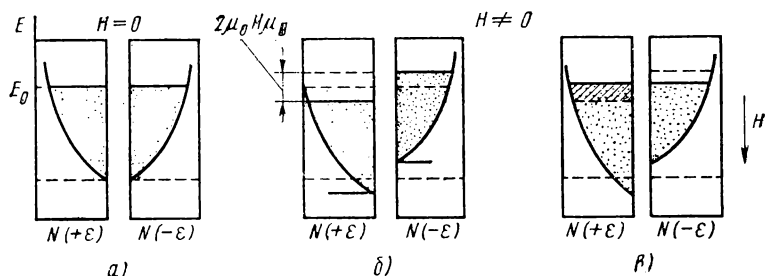


Рис. 1.6. К объяснению парамагнетизма электронного газа

При отсутствии внешнего магнитного поля суммарный магнитный момент электронного газа равен нулю. При включении поля H энергия электронов со спином, параллельным полю, уменьшится на $\mu_B \mu_0 H$, а со спином, антипараллельным полю, увеличится на $\mu_B \mu_0 H$, и кривые сместятся так, как показано на рис. 1.6, б. Однако такое состояние не отвечает минимуму энергии и является неустойчивым. Поэтому часть антипараллельно направленных спинов перейдет в полосу с параллельными спинами, т. е. произойдет выравнивание уровней. В результате этого появится избыток электронов с параллельной ориентацией спинов и возникнет магнитный момент, обусловленный парамагнетизмом электронного газа (рис. 1.6, в).

Парамагнитная восприимчивость электронного газа может быть представлена * как

$$\chi = \frac{3n\mu_B^2\mu_0}{2E_0}, \quad (1.75)$$

где n — число электронов в единице объема; E_0 — энергия Ферми.

Сравнение формулы (1.75) с формулой (1.69) для магнитной восприимчивости идеального парамагнетика показывает, что:

а) парамагнитная восприимчивость металлов (электронного газа) в отличие от парамагнитной восприимчивости идеальных

* Вывод формулы (1.75) см., например, в [1.2].

парамагнетиков не зависит от температуры (при более строгом определении имеется небольшая зависимость χ от T);

б) парамагнетизм у металлов меньше, чем у идеальных парамагнетиков, так как $E_0 \gg kT$.

Электронный газ обладает и диамагнетизмом, что необходимо иметь в виду при определении суммарной намагниченности.

Ранее было рассмотрено поведение парамагнетиков при условии $\mu_0 H_m \ll kT$, т. е. при сравнительно слабых полях и обычных температурах. В очень сильных полях или при очень низких температурах указанное допущение не может быть принято. Для этих условий теория показывает, что магнитная восприимчивость зависит от напряженности поля и парамагнетикам свойственно явление насыщения, что подтверждается и опытом.

Долгое время парамагнитный эффект ввиду своей малости не находил применения в технике, однако в последнее время это положение изменилось.

В физике используется метод получения особо низких температур путем адиабатического размагничивания парамагнетиков. Испарение жидкого гелия позволило получить температуру $T = 0,71$ К; с помощью размагничивания парамагнетиков удалось достигнуть температуры $T = 0,0044$ К. Ограничение нижнего предела температуры при использовании метода испарения объясняется следующим. При температурах порядка 3—4 К даже гелий существует в газообразном состоянии только при очень низких давлениях. Поэтому работа на расширение в адиабатических условиях очень мала и понижение температуры за счет уменьшения внутренней энергии хладагента незначительно. Метод адиабатического размагничивания парамагнетика для получения особо низких температур основан на том, что в этих условиях работа на размагничивание производится за счет уменьшения внутренней энергии тела, т. е. сопровождается понижением его температуры.

Парамагнитный эффект используют также в квантовых парамагнитных усилителях и для решения других технических задач: в газоанализаторах на кислород, при исследовании физико-химической структуры вещества и т. д.

§ 1.4. Общие сведения о ферромагнетизме

К ферромагнетикам относятся железо, никель, кобальт, их соединения и сплавы, а также некоторые сплавы марганца, серебра алюминия и др. При относительно низких температурах ферромагнитны некоторые редкоземельные элементы (гадолиний, тербий, диспрозий, гольмий, эрбий и тулий).

Все ферромагнетики характеризуются:

- 1) кристаллическим строением;
- 2) большим положительным значением магнитной восприимчивости (магнитной проницаемости), а также существенной и нелинейной ее зависимостью от напряженности поля и температуры;

3) способностью намагничиваться до насыщения при обычных температурах даже в слабых полях;

4) гистерезисом — зависимостью магнитных свойств от предшествующего магнитного состояния («магнитной предыстории»);

5) точкой Кюри, т. е. температурой, выше которой материал теряет ферромагнитные свойства.

Кривые намагничивания. Магнитные свойства ферромагнетиков характеризуются зависимостями магнитной индукции B или намагниченности I^* от напряженности поля H и потерь на перемагничивание P от индукции и частоты.

Зависимости вида $B=f(H)$ или $B_i=f(H)$ называют кривыми намагничивания. Ранее было отмечено, что магнитные свойства материала зависят не только от напряженности поля, температуры, наличия или отсутствия механических напряжений и т. д., но и от предшествующего магнитного состояния.

Во многих случаях для получения кривых намагничивания в качестве исходного принимают размагниченное состояние образца, при котором в отсутствие внешнего поля индукция равна нулю и нет преимущественного направления намагничивания доменов (о доменной структуре см. § 1.8), т. е. их магнитные моменты расположены статистически равномерно.

Наилучшее размагничивание возможно при нагреве материала выше точки Кюри и последующего охлаждения при отсутствии внешнего поля. Однако в технике этот способ применяют редко в связи с неудобствами его практического осуществления. Чаще всего образец размагничивают, воздействуя на него переменным полем с убывающей до нуля амплитудой, используя для этой цели специальные устройства или измерительную схему.

Максимальная напряженность размагничивающего поля, необходимая для полного размагничивания, различна у разных групп материалов и должна в несколько раз превышать значение коэрцитивной силы. Требуется также, чтобы частота поля не была большой, иначе размагничиванию будет препятствовать экранирующее действие вихревых токов. Для размагничивания металлических материалов лучше всего применять поле с частотой 5—10 Гц и скоростью убывания не больше 1—2% при каждом цикле. Практически часто используют поле с частотой 50 Гц или непрерывно коммутируют и уменьшают постоянное поле.

При намагничивании предварительно размагниченного образца различают следующие типы зависимостей:

1) *начальную (нулевую) кривую намагничивания*, которую получают при монотонном увеличении H ;

2) *безгистерезисную (идеальную) кривую намагничивания*, получаемую при одновременном действии постоянного поля и переменного поля с убывающей до нуля амплитудой (кривая a на рис. 7);

* Зависимость I от H обычно изображают в координатах: для СИ — $\mu_0 I = f(H)$; для системы СГСМ — $4\pi I = f(H)$, где $\mu_0 I (4\pi I)$ — внутренняя индукция B_i , называемая также иногда магнитной поляризацией.

3) основную (коммутационную) кривую намагничивания, представляющую собой геометрическое место вершин симметричных петель гистерезиса, получающихся при циклическом перемагничивании (кривая b на рис. 1.7).

Начальная кривая обычно мало отличается от основной.

Начальная кривая намагничивания зависит от случайных причин, например от механических сотрясений, колебаний температуры, характера изменения намагничивающего поля и др. Для этой

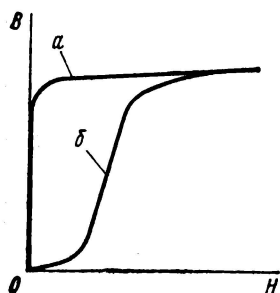


Рис. 1.7. Кривые намагничивания предварительно размагниченного образца

кривой особенно сильно проявляется эффект Баркгаузена — нерегулярный, ступенчатый характер намагничивания. Следовательно, нулевая кривая не отвечает требованию хорошей воспроизводимости и не может быть использована для сравнительной оценки свойств различных материалов. Однако в последнее время выявлена возможность использования скачкообразных изменений намагниченности в магнитоизмерительной технике и для исследования физико-химических свойств магнитных материалов.

Безгистерезисная кривая намагничивания характеризуется быстрым ростом индукции до значения насыщения в слабых постоянных полях независимо от вида магнитного материала. Намагничивание согласно этой кривой имеет место только в некоторых случаях.

Основная кривая намагничивания является важнейшей характеристикой магнитных материалов, отвечает требованиям хорошей воспроизводимости и широко используется для характеристики намагничивания материалов в постоянных полях.

На основной кривой намагничивания принято различать три участка: начальный, соответствующий нижнему колену кривой, участок быстрого возрастания индукции (намагниченности) и участок насыщения (выше верхнего колена кривой).

Петля гистерезиса. При циклическом перемагничивании кривая намагничивания образует петлю гистерезиса (рис. 1.8) *.

Если намагничивание происходит так, как показано стрелками на рис. 1.8, a , то при однократном прохождении петли точки A и A' , соответствующие одному и тому же полю H , не совпадают, что объясняется различной для этих точек магнитной историей.

Для получения более определенной симметричной ** (установившейся) петли (рис. 1.8, b) при измерениях в цепях постоянного тока производят так называемую магнитную подготовку, которая состоит в многократном (5—10 раз) коммутировании тока в намагничивающей обмотке после установления его значения.

* Существуют материалы с более сложной формой петли гистерезиса.

** В дальнейшем симметричную петлю будем называть петлей гистерезиса.

Форма петли для данного материала зависит от значения поля H_{\max} . Для слабых полей она имеет вид эллипсов, с увеличением поля у нее начинают вытягиваться «носики», соответствующие точкам A_1 и A_2 (рис. 1.8, б).

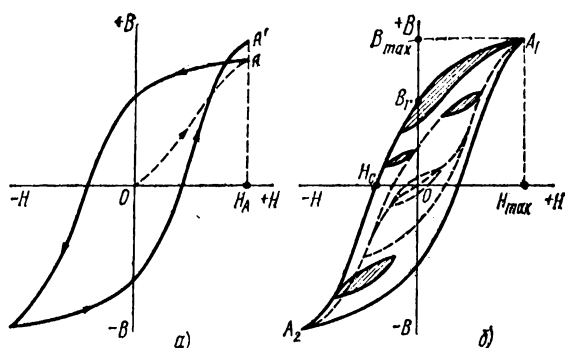


Рис. 1.8. Петли гистерезиса

Петлю гистерезиса, полученную при условии насыщения, называют предельной. В справочниках обычно приводятся симметричные предельные петли гистерезиса.

Основными характеристиками петли гистерезиса являются *остаточная индукция B_r , коэрцитивная сила H_c и площадь петли, характеризующая потери на гистерезис P_r за один цикл перемагничивания.*

Остаточной индукцией B_r называют индукцию, которая остается в предварительно намагниченном образце после снятия внешнего магнитного поля.

Коэрцитивная сила H_c — это размагничивающее поле, которое должно быть приложено к предварительно намагниченному образцу, для того чтобы индукция в нем стала равной нулю.

При изображении петли гистерезиса в координатах $B_i = f(H)$ (рис. 1.9) остаточная индукция сохраняет то же значение, что и в координатах $B = f(H)$, а коэрцитивная сила по намагниченности ${}_1H_c$ отличается от коэрцитивной силы по магнитной индукции H_c . Для большинства применяемых в технике магнитных материалов разница между этими величинами незначительна, однако для некоторых материалов (магнитотвердых с большими значениями коэрцитивной силы) ${}_1H_c$ и H_c могут отличаться очень сильно.

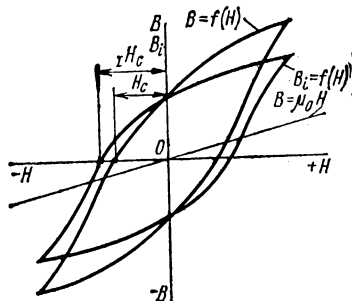


Рис. 1.9. Петли гистерезиса в координатах $B=f(H)$ и $B_i=f(H)$

Потери на гистерезис, отнесенные к единице объема вещества (удельные потери),

$$p_r, \text{ Дж/м}^3 = \oint H dB. \quad (1.76)$$

При перемагничивании материала с частотой f (Гц) потери на гистерезис

$$p_r, \text{ Вт/кг} = f \frac{\oint H dB}{\gamma}, \quad (1.77)$$

где γ — плотность материала, кг/м³.

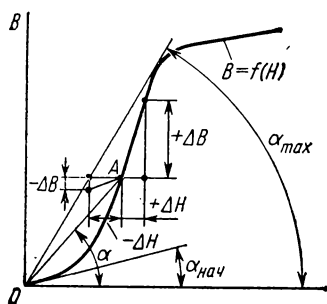


Рис. 1.10. К объяснению различных понятий магнитной проницаемости

Большое значение для материалов, применяемых в постоянных магнитах, имеет *размагничивающий участок петли гистерезиса* — ее часть, расположенная во втором квадранте.

Кроме петли гистерезиса, вершины которой соответствуют основной кривой намагничивания, во многих случаях рассматривают так называемые частные петли гистерезиса, у которых вершины не лежат на основной кривой. Примеры частных петель приведены на рис. 1.8, б (они заштрихованы). Особое значение имеют частные петли возврата, получающиеся при уменьшении размагничивающего поля.

Магнитная проницаемость. Различают абсолютную $\mu_a = B/H$ и относительную $\mu = \frac{B}{\mu_0 H}$ магнитные проницаемости.

Подставляя в эти отношения конкретные значения B и H , получают различные виды магнитной проницаемости, применяемые в технике (свыше нескольких десятков).

Наиболее часто используют понятия нормальной магнитной проницаемости μ^{**} , начальной $\mu_{нач}$, максимальной μ_{max} , дифференциальной $\mu_{диф}$ и импульсной $\mu_{и}$.

Для точки A (рис. 1.10) магнитная проницаемость μ определяется как тангенс угла наклона секущей OA к оси абсцисс, т. е.

$$\mu = \operatorname{tg} \alpha = \frac{B_A}{\mu_0 H_A}. \quad (1.78)$$

Начальная и максимальная проницаемости представляют собой частные случаи нормальной проницаемости:

* В дальнейшем будем пользоваться термином «магнитная проницаемость», опуская слово «относительная».

** Слово «нормальная» принято опускать.

$$\mu_{\text{нач}} = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B}{\mu_0 H} = \operatorname{tg} \alpha_{\text{нач}}; \quad (1.79)$$

$$\mu_{\text{max}} = \frac{B \mu_{\text{max}}}{\mu_0 H \mu_{\text{max}}} = \operatorname{tg} \alpha_{\text{max}}, \quad (1.80)$$

т. е. наклон касательной на начальном участке кривой $B=f(H)$ характеризует начальную проницаемость, а наклон прямой, проведенной из начала координат в точку верхнего перегиба кривой, соответствует максимальной проницаемости.

Дифференциальную проницаемость $\mu_{\text{диф}}$ определяют как производную от магнитной индукции по напряженности магнитного поля для любой точки кривой намагничивания, т. е. она представляет собой тангенс угла между осью абсцисс и касательной к кривой намагничивания в этой точке:

$$\mu_{\text{диф}} = \frac{dB}{\mu_0 dH}. \quad (1.81)$$

Понятие $\mu_{\text{диф}}$ чаще всего используют при анализе вопросов, связанных с одновременным действием на магнитный материал постоянного H_0 и переменного H_{\sim} магнитных полей, и обычно при условии $H_{\sim} \ll H_0$ (см. § 4.1).

Импульсная проницаемость

$$\mu_{\text{и}} = \frac{\Delta B_{\text{и}}}{\mu_0 \Delta H_{\text{и}}}, \quad (1.82)$$

где $\Delta B_{\text{и}}$ — максимальное изменение магнитной индукции при намагничивании импульсным полем $\Delta H_{\text{и}}$.

На рис. 1.11 представлена зависимость $\mu=f(H)$.

Намагничивание переменным полем. При намагничивании магнитного материала переменным полем петля гистерезиса, характеризующая затраты энергии в течение одного цикла перемагничивания, расширяется (увеличивает свою площадь) как за счет *потерь на гистерезис* $P_{\text{г}}$, так и *потерь на вихревые токи* $P_{\text{в}}$ и *дополнительные потери* $P_{\text{д}}$. Такую петлю называют динамической, а сумму составляющих потерь — полными или суммарными потерями.

Удельные потери на гистерезис при частоте перемагничивания f определяют по формуле (1.77).

Потери на вихревые токи зависят не только от магнитных, но также от электрических свойств материала (удельного электрического сопротивления) и формы сердечника. Для листового образца удельные потери на вихревые токи можно найти из выражения [2.3]

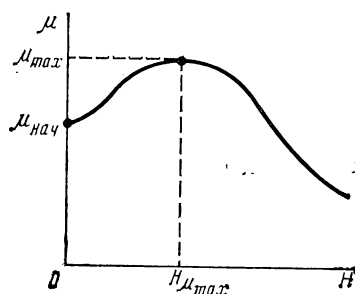


Рис. 1.11. Зависимость магнитной проницаемости μ от напряженности поля H

$$P_{\text{в}}, \text{ Вт/кг} = \frac{1,64 d^2 f^2 B_{\text{max}}^2}{\gamma \rho}, \quad (1.83)$$

где B_{max} — амплитуда магнитной индукции, Тл; f — частота переменного тока, Гц; d — толщина листа, м; γ — плотность, кг/м³; ρ — удельное электросопротивление, Ом·м.

Дополнительные потери нельзя рассчитать аналитически, их определяют обычно как разность между полными потерями и суммой потерь на гистерезис и вихревые токи:

$$P_{\text{х}} = P - (P_{\text{г}} + P_{\text{в}}). \quad (1.84)$$

В соответствии с определением основной кривой намагничивания (см. ранее) геометрическое место вершин динамических петель называют *динамической кривой намагничивания*, а отношение индукции к напряженности поля на этой кривой — динамической магнитной проницаемостью μ_{\sim} .

При изменении во времени величин B и H необходимо учитывать два явления: искажение формы кривой и сдвиг по фазе между магнитной индукцией и напряженностью магнитного поля.

Зависимость между B и H определяется формой динамической петли, поэтому при синусоидальном изменении одной из рассматриваемых величин в общем случае вторая изменяется несинусоидально (появляются высшие гармоники). Одновременное синусоидальное изменение B и H возможно лишь в случае эллиптической петли.

При заданном значении B_{max} форма и площадь динамической петли зависят от того, что меняется по синусоидальному закону — магнитная индукция или напряженность поля.

При синусоидальной индукции петля уже (потери меньше), чем при синусоидальной напряженности поля. Это объясняется тем, что потери на вихревые токи возрастают очень быстро при наличии высших гармонических составляющих на кривой магнитной индукции [см. формулу (1.83)]. Чем большее сопротивление включено последовательно с намагничивающей обмоткой магнитного элемента, тем ближе к синусоидальной форма кривой напряженности магнитного поля (сильнее искажена кривая индукции), и наоборот (подробно см. в [1.14]).

Отставание по фазе кривой индукции от кривой напряженности поля объясняется действием вихревых токов, препятствующих, согласно закону Ленца, изменению индукции, гистерезисом и магнитной вязкостью. Угол отставания δ называют углом потерь.

Математический учет искажений формы кривой и сдвига по фазе в зависимости $B=f(H)$ при намагничивании переменным полем, предложенный В. К. Аркадьевым, нашел широкое применение.

В. К. Аркадьев заменил реальную динамическую петлю эквивалентным эллипсом, уравнения которого в координатах h и b имеют вид:

$$h = H_{\text{max}} \sin \omega t; \quad (1.85)$$

$$b = B_{\text{max}} \sin (\omega t - \delta). \quad (1.86)$$

Введение эквивалентного эллипса не только позволяет решить сложную задачу, но во многих случаях и приблизиться к реальным условиям намагничивания, так как в слабых полях и на высоких частотах динамическая петля практически имеет форму эллипса. Если ввести составляющую индукции $B_{\max 1} = B_{\max} \cos \delta$, совпадающую по фазе с напряженностью H , и составляющую $B_{\max 2} = B_{\max} \sin \delta$, отстающую на 90° от напряженности H , то можно показать, что $B_{\max 1}$ связана с обратимыми процессами превращения энергии при перемагничивании, $B_{\max 2}$ — с необратимыми [1.14].

Соответственно значениям H_{\max} , B_{\max} , $B_{\max 1}$, $B_{\max 2}$ и углу потерь δ для характеристики магнитных свойств материалов, используемых в цепях переменного тока, существуют следующие виды магнитной проницаемости: *амплитудная (полная) μ_n , упругая (консервативная) μ' , вязкая (проницаемость потерь) μ'' , комплексная $\tilde{\mu}$.*

Амплитудная проницаемость

$$\mu_n = \frac{B_{\max}}{\mu_0 H_{\max}} \quad (1.87)$$

не определяет фазового сдвига и должна быть пополнена другими понятиями.

Упругая проницаемость

$$\mu' = \frac{B_{\max 1}}{\mu_0 H_{\max}}. \quad (1.88)$$

Проницаемость потерь

$$\mu'' = \frac{B_{\max 2}}{\mu_0 H_{\max}}. \quad (1.89)$$

Комплексная проницаемость

$$\tilde{\mu} = \frac{\dot{B}}{\mu_0 \dot{H}} = \frac{B_{\max} e^{j(\omega t - \delta)}}{\mu_0 H_{\max} e^{j\omega t}} = \mu_n e^{-j\delta} = \mu' - j\mu''. \quad (1.90)$$

Очевидно, что последний вид проницаемости описывает процессы намагничивания в переменных полях наиболее полно.

При магнитных измерениях в переменных полях чаще всего применяют зависимости $B_{\max} = f(H_{\max})$ с одновременным измерением угла потерь δ . Пользуются и другими зависимостями, например $B_{\max 1} = f(H_{\max 1})$, где $B_{\max 1}$ и $H_{\max 1}$ — амплитудные значения первых гармоник. (Вопросы методики магнитных измерений рассмотрены в гл. 3).

При исследовании магнитных материалов, используемых в специальных режимах намагничивания (например, импульсном, при одновременном действии переменного и постоянного полей), измеряют, рассматривают и применяют в расчетах самые разнообразные кривые намагничивания. Некоторые из них рассмотрены далее.

Влияние воздушного зазора. Все изложенное о магнитных характеристиках относилось к замкнутой магнитной цепи, например

к кольцевым образцам, витым сердечникам трансформаторов и дросселей и т. п. Однако на практике в большинстве случаев магнитная цепь является разомкнутой, т. е. содержит воздушный зазор, обладающий, как правило, большим магнитным сопротивлением по сравнению с остальной частью цепи. Наличие зазора может существенно изменить ход кривых намагничивания, значения проницаемости, стабильности и другие свойства.

В теле с воздушным зазором при его намагничивании возникают свободные полюса, создающие размагничивающее поле H_0 , направленное навстречу внешнему намагничивающему полю H_e . Магнитные свойства такого тела определяются внутренним полем

$$H_i = H_e - H_0. \quad (1.91)$$

Размагничивающее поле приближенно можно считать пропорциональным намагниченности. Коэффициент пропорциональности между ними называют коэффициентом размагничивания по намагниченности N_p . Можно записать

$$H_0 = N_p I^*. \quad (1.92)$$

Точное значение N_p имеют только однородно намагниченные тела, к которым относятся эллипсоиды вращения. Например, для шара $N_p = 1/3$, для бесконечно длинного цилиндра, продольная ось которого перпендикулярна внешнему полю, $N_p = 1/2$ и изменится, если цилиндр расположить относительно поля по-другому и т. д.

Практически в большинстве случаев имеем неоднородно намагниченные тела, у которых I , а следовательно, и N_p в разных точках различны. Поэтому пользуются некоторыми усредненными значениями N_p , определяемыми по приближенным формулам или справочным таблицам для тел заданной формы.

Кроме коэффициента размагничивания по намагниченности иногда используют коэффициент размагничивания по магнитной индукции N_B . Связь между N_p и N_B можно установить следующим образом:

$$H_0 = N_p I = N_B B = N_B \mu_0 (H_i + I) \approx N_B \mu_0 I$$

(так как обычно $H_i \ll I$), откуда

$$N_B \approx N_p / \mu_0. \quad (1.93)$$

Чаще всего коэффициент размагничивания применяют при графоаналитических методах расчета магнитных цепей. На рис. 1.12 приведено геометрическое изображение H_e , H_0 , H_i , N_B и B .

Зависимость $B = f(H_i)$, полученную для замкнутой магнитной цепи ($N_p = 0$), называют кривой намагничивания вещества. Если из произвольной точки A этой кривой провести до пе-

* Формула (1.92) справедлива для СИ; для системы СГСМ $H_0 = NI$, где $N = 4\pi N_p$.

пересечения с осью абсцисс луч AC так, чтобы $\operatorname{tg} \theta = N_B^*$, то отрезки

$$\begin{aligned} OD &= H_i \text{ и } OC = OD - DC = H_i + CE \operatorname{tg} \theta = H_i + B_A N_B = \\ &= H_i + H_O = H_e. \end{aligned}$$

Луч AC называют иногда линией коэффициента размагничивания (линией среза). Так как $AD = CE = B_A$, то точка E соответствует значению магнитной индукции в теле, помещенном во внешнее магнитное поле H_e . Выполнив построение для других точек кривой $H_i = f(B)$, получим точки, аналогичные точке E . Кривую $B = f(H_e)$, проведенную через эти точки, называют кривой намагничивания тела.

Сравнивая кривые намагничивания вещества и тела, можно сделать следующее замечание. Чем больше коэффициент размагничивания, т. е. чем короче и толще образец, тем более пологий вид принимает кривая намагничивания тела. Отсюда следует, что при больших воздушных зазорах ход кривой намагничивания определяется в основном не магнитными свойствами материалов, а конструкцией цепи.

В. К. Аркадьев кроме понятия магнитной проницаемости вещества $\mu = B/\mu_0 H_i$ ввел понятие магнитной проницаемости тела $\mu_O = B/\mu_0 H_e$, которое учитывает как свойства материала, так и конструкцию магнитной цепи.

Для СИ

$$\mu_O = \frac{1}{1 + N_p(\mu - 1)} \mu. \quad (1.94)$$

Из формулы (1.94) следует, что чем больше проницаемость вещества μ (меньше $1/\mu$), тем сильнее зависимость магнитной проницаемости тела от конструкции цепи, в пределе приближаясь к проницаемости формы μ_ϕ .

Для СИ

$$\mu_\phi = 1/N_p. \quad (1.95)$$

Магнитная проницаемость тела всегда меньше проницаемости вещества и меньше зависит от напряженности намагничивающего поля, а также от изменений, вызванных внешними причинами (температурой, механическими напряжениями и т. п.), т. е. стабильность свойств разомкнутой магнитной цепи выше стабильности замкнутой цепи из того же материала. Эту особенность учитывают на практике. Например, для повышения стабильности ферритовых магнитопроводов в них иногда специально вводят воздушные зазоры, но при этом уменьшается проницаемость (см. § 2.8).

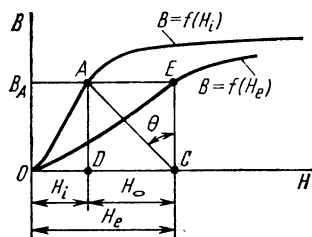


Рис. 1.12. Геометрическое изображение коэффициента размагничивания

* При определении угла θ необходимо учитывать масштабы графика.

Графическое построение рис. 1.12 можно применить и к петле гистерезиса. Это важно прежде всего для цепей с постоянными магнитами, в которых наличие воздушного зазора является обязательным (см. гл. 2).

§ 1.5. Теория ферромагнетизма Вейсса

Теория ферромагнетизма должна объяснить прежде всего способность ферромагнетиков намагничиваться до насыщения при комнатных температурах даже в слабых полях и наличие точки Кюри.

Ферромагнетики являются элементами переходного ряда и, так же как парамагнетики, обладают нескомпенсированными спинами. Указанная особенность необходима, но недостаточна для существования ферромагнетизма, потому что, как было указано в § 1.3, дезориентирующее тепловое движение требует для намагничивания до насыщения при обычных температурах очень сильные поля.

Вейсс считал, что в ферромагнетиках благодаря особенностям их структуры всегда действуют мощные внутримолекулярные поля, вызывающие *самопроизвольное (спонтанное) намагничивание* ферромагнетика даже при отсутствии внешнего магнитного поля* (первая гипотеза Вейсса).

Однако из опыта известно, что в отсутствие внешнего магнитного поля результирующий магнитный момент ферромагнитных тел равен нулю**, что противоречит, на первый взгляд, наличию самопроизвольного намагничивания. Для объяснения этого кажущегося противоречия Вейсс выдвинул гипотезу о том, что при $H=0$ энергетически выгодным является такое состояние, при котором ферромагнитное тело разбивается на большое число областей макроскопического размера с равновероятным распределением направлений магнитных моментов, вследствие чего результирующий магнитный момент тела оказывается равным нулю (вторая гипотеза Вейсса). Эти области были названы доменами. Дальнейшие исследования подтвердили предположения Вейсса.

Основные положения первой гипотезы Вейсса рассмотрим на простейшей модели ферромагнетика — свободном газе электронных спинов, под которым будем понимать совокупность нескомпенсированных спинов в узлах решетки ферромагнетика.

Обозначим: N — общее число электронов; r — число электронов с «правой» ориентацией; l — число электронов с «левой» ориентацией спинов.

Относительная намагниченность

$$y = \frac{r-l}{N}. \quad (1.96)$$

* Впервые предположение о существовании внутренних сил, помогающих намагничиванию ферромагнетиков, было высказано в 1892 г. русским ученым Б. Л. Розингом.

** Остаточная намагниченность относится к вторичным явлениям.

Учитывая, что $r+l=N$, получим

$$r = \frac{N}{2}(1+y); \quad (1.97)$$

$$l = \frac{N}{2}(1-y). \quad (1.98)$$

Исходя из положения о том, что в устойчивом состоянии любое тело обладает минимумом свободной энергии F , можно установить связь внутренней энергии U , обуславливающей самопроизвольную намагниченность, с намагниченностью y и температурой T . По законам термодинамики,

$$F = U - ST. \quad (1.99)$$

Здесь S — энтропия тела, связанная со статистической вероятностью состояния W равенством

$$S = k \ln W, \quad (1.100)$$

где k — постоянная Больцмана.

Вероятность состояния равна числу возможных способов осуществления состояния с заданной y :

$$W = \frac{N!}{r!l!}. \quad (1.101)$$

Подставляя (1.101) в (1.100), получим

$$S = k (\ln N! - \ln r! - \ln l!). \quad (1.102)$$

Используя формулу Стирлинга $\ln n! = n(\ln n - 1)$, преобразуем (1.102) следующим образом:

$$S = k (N \ln N - r \ln r - l \ln l). \quad (1.103)$$

Учитывая (1.96) — (1.98), получим для энтропии следующее выражение:

$$S = \frac{1}{2} Nk [(1+y) \ln(1+y) + (1-y) \ln(1-y)]. \quad (1.104)$$

Минимум свободной энергии находим согласно условию

$$\partial F / \partial y = 0. \quad (1.105)$$

Считаем, что внешнее поле отсутствует, т. е. $H=0$. При этом следует иметь в виду две возможные предпосылки:

- а) энергия U тела не зависит от намагниченности;
- б) энергия U тела является функцией намагниченности.

Для случая, когда U не зависит от y , условие (1.105) можно представить так:

$$\ln(1+y) - \ln(1-y) = 0. \quad (1.106)$$

Но это возможно только, если $y=0$, т. е. равновесному состоянию ферромагнетика при отсутствии внешнего поля соответствует

отсутствие самопроизвольной намагниченности, что противоречит теории Вейсса.

Для случая, когда U является функцией намагниченности, выражение (1.99) можно переписать так:

$$F = U_0 + U(y) - TS, \quad (1.107)$$

где U_0 — постоянная составляющая внутренней энергии; $U(y)$ — часть внутренней энергии, зависящая от намагниченности y .

Вид функции $U(y)$ заранее неизвестен. Можно только указать на то, что поскольку энергия U не зависит от знака y , то эта функция четная, т. е.

$$U(y) = -A_1 N y^2, \quad (1.108)$$

где $A_1 > 0$ — энергия взаимодействия, рассчитанная на одну частицу при $y = \pm 1$.

Подставив (1.104) и (1.108) в (1.109), при условии $\partial F / \partial y = 0$ получим

$$\frac{4A_1}{kT} y = \ln \frac{1+y}{1-y}. \quad (1.109)$$

Уравнение (1.109) соответствует экстремуму, однако не ясно, максимуму или минимуму функции он отвечает.

Для анализа уравнения (1.109) введем вспомогательную переменную:

$$q = \frac{4A_1}{kT} y; \quad q = \ln \frac{1+y}{1-y}. \quad (1.110)$$

Графическое решение уравнений (1.110) в координатах $y = f(q)$ приведено на рис. 1.13, где I — логарифмическая кривая $q = \ln \frac{1+y}{1-y}$; II, III, IV — прямая линия $q = \frac{4A_1}{kT} y$ для различных значений T .

Решение уравнения (1.109) соответствует точкам пересечения этих кривых.

Из рис. 1.13 и уравнений (1.110) видно, что

$$\operatorname{tg} \alpha = 4A_1 / (kT). \quad (1.111)$$

В равенстве (1.111) единственной переменной является температура T . Для достаточно низких температур прямая имеет три точки пересечения с кривой. При некотором критическом значении температуры Θ прямая превращается в касательную. Угловый коэффициент касательной находят из условия совпадения углов наклона функций (1.110) в точке $y = 0$:

$$\left. \frac{\partial q}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{4A_1}{k\Theta} = 2; \quad (1.112)$$

откуда

$$\Theta = 2A_1 / k, \quad (1.113)$$

где Θ — точка (температура) Кюри.

При всех температурах выше точки Кюри для рассматриваемого случая ($H=0$) $y=0$, т. е. самопроизвольная намагниченность отсутствует. Покажем, что именно точки пересечения секущей с кривой $y=\pm y_1$ соответствуют минимуму, а точка $q=0$, $y=0$ — максимуму функции. Действительно, при $q=0$, $y=0$

$$\left(\frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \right)_{y=0} = Nk(T - \Theta).$$

Поэтому при $T < \Theta$ эта величина отрицательна и $y=0$ соответствует максимуму свободной энергии, а точки пересечения при

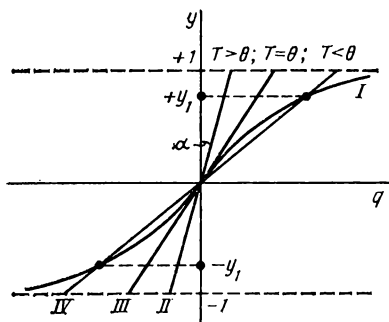


Рис. 1.13. График зависимости $y=f(q)$

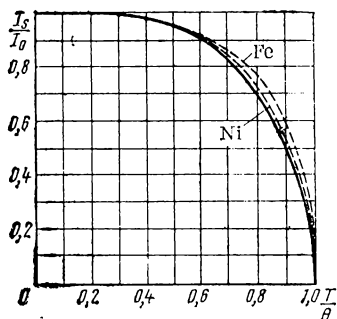


Рис. 1.14. Температурная зависимость самопроизвольной намагниченности [сплошная кривая получена путем расчета по формуле (1.114); пунктирные — по данным опыта]

$y=\pm y_1$ отвечают минимуму, так как два максимума рядом быть не могут.

Таким образом, в отсутствие внешнего поля и при температурах ниже точки Кюри устойчивому состоянию ферромагнетика соответствует существование отличной от нуля намагниченности, температурная зависимость которой имеет вид [преобразованное уравнение (1.109)]

$$y = \tanh \frac{\Theta}{T} y. \quad (1.114)$$

При $T=\Theta$ намагниченность обращается в нуль, т. е. вещество теряет свои ферромагнитные свойства. На рис. 1.14 приведены графическая зависимость (1.114)* и экспериментальные данные для железа и никеля. Кривые показывают удовлетворительное совпадение теории с опытом.

Выражение (1.113) позволяет подсчитать энергию A_1 по извест-

* Кривые даны в координатах $(I_s/I_0)=f(T/\Theta)$, где I_s — намагниченность при температуре T ; I_0 — намагниченность при 0 К.

ному значению точки Кюри Θ , которую можно определить экспериментально. Для типичных ферромагнетиков $\Theta \approx 1000 \text{ К}$ и $A_1 \approx 10^{-20} \text{ Дж}$, т. е. для существования самопроизвольной намагниченности энергия взаимодействия между двумя электронами должна быть не меньше этого значения.

Вейсс предполагал, что A_1 имеет магнитную природу. Однако подсчеты показали, что эта энергия на атомных расстояниях не превышает 10^{-23} Дж , т. е. соответствует ферромагнетикам с точкой Кюри $\Theta \approx 1 \text{ К}$.

В 1927 г. Я. Г. Дорфман измерил магнитное поле в ферромагнетиках. В его опытах наблюдалось отклонение пучков быстрых электронов при прохождении через намагниченную никелевую фольгу. Значение поля при этом оказалось меньше 1% от молекулярного поля Вейсса. Таким образом, опыты Дорфмана подтвердили, что молекулярное поле имеет немагнитную природу. Ориентировочная оценка сил электростатического происхождения показала, что их значение достаточно для существования самопроизвольной намагниченности. Действительно, энергия электростатического взаимодействия двух элементарных зарядов, находящихся на межуатомном расстоянии, приблизительно равна $10^{-19} - 10^{-20} \text{ Дж}$ [1.8], т. е. достаточна для самопроизвольного намагничивания. Но классическая физика не могла объяснить, каким образом электростатическое поле может влиять на магнитные свойства вещества.

Новое решение вопроса о природе внутримолекулярного поля, приводящего к возникновению самопроизвольной намагниченности, было найдено при последовательном применении квантовой механики благодаря работам Я. И. Френкеля (1928) и независимо от него В. Гейзенберга (1928).

§ 1.6. Квантовая теория самопроизвольной намагниченности

Рассмотренная в § 1.5 теория Вейсса базировалась на введении понятия фиктивного молекулярного поля, создающего упорядоченное расположение элементарных магнитных моментов, которому соответствует самопроизвольная намагниченность. Теорию Вейсса можно весьма успешно использовать для описания многих макроскопических магнитных явлений, но она не позволяет вскрыть природу молекулярного поля. Несостоятельность классической физики при решении этой задачи объясняется тем, что самопроизвольная намагниченность относится к внутриатомным явлениям и ее природу можно установить только с позиций атомной физики, на основе квантовомеханических понятий.

Поставленную задачу можно сформулировать следующим образом. Необходимо доказать, что при сильном электростатическом взаимодействии между электронами намагниченное состояние, т. е. наличие самопроизвольной намагниченности, является энергетически выгодным. Следует также определить условия, при которых электростатическое взаимодействие становится достаточным для

возникновения самопроизвольной намагниченности, т. е. установить критерий ферромагнетизма.

Общее решение этой задачи, приведенное, например, в [1.8], весьма сложно и требует громоздких математических выкладок. В настоящей книге приводится лишь общий ход решения задачи и конечные результаты.

Для установления некоторых важных исходных понятий рассмотрим вначале одну из простейших атомных структур — молекулу водорода.

На рис. 1.15 схематически показано расположение электронов и ядер молекулы водорода, состоящей из двух атомов. Определим энергию системы в зависимости от расстояния R между ядрами a и b . Для этого обратимся к основному уравнению нерелятивистской квантовой механики — волновому уравнению

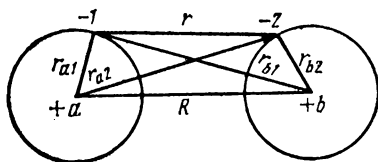


Рис. 1.15. Схематическое изображение расположения электронов и ядер в молекуле водорода

Шредингера, которое можно представить в следующем виде:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}[E - U(x, y, z)]\psi = 0, \quad (1.115)$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ — оператор Лапласа; $\psi = \psi(x, y, z)$ — волновая функция, зависящая от координат x, y, z микрочастицы*; m, E, U — масса, полная энергия и потенциальная энергия частицы соответственно.

Важнейшими положениями квантовой механики являются:

- 1) корпускулярно-волновой дуализм, заключающийся в том, что микрочастицы обладают одновременно как свойствами корпускул, так и волновыми свойствами;
- 2) вероятностный характер описания поведения отдельных частиц.

Волновая функция ψ не имеет непосредственного физического смысла и не может рассматриваться как волна в пространстве. С помощью волновой функции можно лишь предсказать вероятность того, что в определенный момент времени частица будет находиться в соответствующей точке пространства. В общем случае функция ψ может быть комплексной; квадрат модуля этой функции, т. е. $|\psi|^2$, пропорционален плотности вероятности нахождения частицы в точке с координатами x, y, z .

Уравнение Шредингера для системы, содержащей два электрона и два ядра (рис. 1.15), можно представить следующим образом:

* Волновая функция зависит также от спиновой переменной σ , что учтено далее.

$$\left[\Delta_1 + \Delta_2 + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \right] \psi = 0. \quad (1.116)$$

Здесь

$$\psi = \psi(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2), \quad (1.117)$$

где $x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2$ — пространственные координаты первого и второго электронов;

$$\Delta_1 = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_1^2}; \quad (1.118a)$$

$$\Delta_2 = \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_2^2}; \quad (1.118б)$$

U — потенциальная энергия системы, равная сумме взаимодействий: между протонами (ядрами) $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R}$, электронами $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$, между электронами и протонами $-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{a1}}$, $-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{a2}}$, $-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{b1}}$, $-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{b2}}$;

поэтому

$$U = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r} - \frac{1}{r_{a1}} - \frac{1}{r_{a2}} - \frac{1}{r_{b1}} - \frac{1}{r_{b2}} \right). \quad (1.119)$$

Решение уравнения (1.116) обычно проводят методом последовательных приближений.

В нулевом приближении рассматривают систему, состоящую из двух изолированных атомов ($R \rightarrow \infty$) с электронами, находящимися в s -состояниях. Полная энергия такой системы $E = 2E_0$, где E_0 — энергия каждого из невзаимодействующих атомов.

Обозначим через $\psi_a(1)$ волновую функцию электрона 1 в поле ядра атома a , через $\psi_b(2)$ — волновую функцию электрона 2 в поле ядра атома b . Тогда волновую функцию двух электронов можно представить в виде $\psi(1, 2) = \psi_a(1)\psi_b(2)$. Такое представление основано на вероятностном характере волновых функций и на том, что вероятность осуществления двух независимых событий равняется произведению вероятностей осуществления каждого из событий.

Дальнейшие рассуждения базируются на квантовомеханическом принципе тождественности частиц, который можно сформулировать следующим образом: все физические свойства различных экземпляров электронов аналогичны друг другу. Поэтому, если один из электронов заменить другим, то в рассматриваемой ситуации ничего не изменится.

Для нашего случая это выглядит так: если электрон 2 поместить в состояние a , занимаемое электроном 1, а электрон 1 поместить в состояние b , занимаемое электроном 2, т. е. поменять электроны местами, то ничего не изменится. Следовательно, волновая

функция $\psi(2, 1) = \psi_a(2)\psi_b(1)$, получившаяся в результате такого обмена, также является решением уравнения Шредингера.

Таким образом, одной и той же энергии системы $2E_0$ соответствуют две различные волновые функции $\psi(1, 2)$ и $\psi(2, 1)$. По терминологии квантовой механики говорят, что система вырождена. Причиной вырождения в данном случае является возможность обмена электронами двух атомов («обменное вырождение»).

Согласно принципу суперпозиции*, общее решение задачи можно представить в виде

$$\psi_0 = \alpha \psi_a(1) \psi_b(2) + \beta \psi_a(2) \psi_b(1). \quad (1.120)$$

Волновая функция ψ_0 описывает состояние системы, в которой $|\alpha|^2$ дает вероятность нахождения электрона 1 у атома a , а электрона 2 — у атома b ; $|\beta|^2$ дает вероятность обратного распределения.

После решения задачи в нулевом приближении ($R \rightarrow \infty$) перейдем к первому приближению — рассмотрению системы при сближении ядер с учетом электростатического взаимодействия между атомами. Влияние спина не учитываем.

Полная энергия системы

$$E = 2E_0 \pm E' \quad (1.121)$$

где E' — поправка, которую получают при учете электростатического взаимодействия атомов.

Предполагают, что волновая функция (1.120) является решением и в случае первого приближения. Задача сводится к подбору значений α , β и E' , удовлетворяющих уравнению Шредингера для всей молекулы водорода.

Анализ показывает (см., например, [1.81]), что существует два возможных решения:

$$\psi_0^{(1)} = \alpha [\psi_a(1) \psi_b(2) + \psi_b(1) \psi_a(2)], \quad (1.122)$$

которому соответствует энергия

$$E^{(1)} = 2E_0 + C + A, \quad (1.122')$$

и

$$\psi_0^{(2)} = \alpha [\psi_a(1) \psi_b(2) - \psi_b(1) \psi_a(2)], \quad (1.123)$$

которому соответствует энергия

$$E^{(2)} = 2E_0 + C - A. \quad (1.123')$$

*Принцип суперпозиции заключается в следующем: если квантовая система может находиться в состояниях ψ_1 и ψ_2 , то она может находиться и в состоянии, описываемом волновой функцией $\psi = \alpha \psi_1 + \beta \psi_2$, где α и β — произвольные, в общем случае комплексные числа.

Коэффициенты C и A из уравнений (1.122') и (1.123') равны:

$$C = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R} + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_{b1}} - \frac{1}{r_{a2}} \right) |\psi_a(1)|^2 \times \\ \times |\psi_b(2)|^2 dq_1 dq_2; \quad (1.124)$$

$$A = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_{a2}} - \frac{1}{r_{b1}} \right) \psi_a^*(1) \psi_b(1) \times \\ \times \psi_a(2) \psi_b^*(2) dq_1 dq_2, \quad (1.125)$$

где $dq_1 = dx_1 dy_1 dz_1$; $dq_2 = dx_2 dy_2 dz_2$ — элементы объемов интегрирования по пространственным координатам электронов.

На основе равенств (1.122) и (1.123), а также (1.124) и (1.125) можно сделать следующие замечания.

При рассмотрении молекулы водорода с учетом сил электростатического взаимодействия между частицами (в первом приближении) было получено расщепление энергии системы на два уровня, различающихся на $2A$.

Коэффициент C в соответствии с выражением (1.124) представляет собой среднюю электростатическую (кулоновскую) энергию взаимодействия двух атомов, ядра которых находятся на расстоянии R , а заряды электронов «размазаны» по всему пространству с плотностями $e|\psi_a(1)|^2$ и $e|\psi_b(2)|^2$.

Коэффициент A не имеет классического аналога. Согласно выражению (1.125), он обладает размерностью энергии, которая носит электростатический характер, поскольку никакие другие виды взаимодействия не учитывались. Энергия A возникает благодаря тождественности частиц, позволившей произвести операцию обмена электронами между атомами. Поэтому A называют обменной энергией или интегралом обменной энергии.

На рис. 1.16 представлены зависимости $E = f(R/a_0)$ для молекулы водорода (a_0 — борковский радиус атома водорода). Из кривых видно, что состояние, соответствующее $\psi_0^{(1)}$ с энергией $E^{(1)} = 2E_0 + C + A$, является устойчивым, поскольку зависимость $E^{(1)} = f(R/a_0)$ при $R/a_0 \approx 1,5$ имеет минимум; состояние же, соответствующее $\psi_0^{(2)}$, неустойчиво, поскольку функция изменяется монотонно. Из указанных кривых следует, что интеграл обменной энергии A в зависимости от величины R меняет не только значение, но и знак. На рис. 1.16 пунктиром показана экспериментальная кривая для энергии E , которая хотя и несколько отличается от теоре-

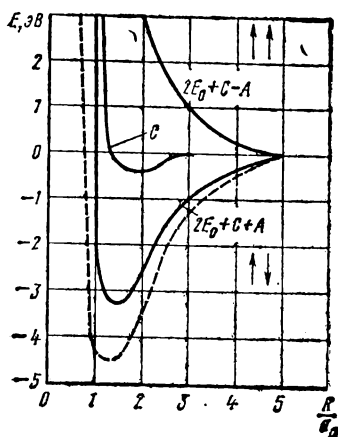


Рис. 1.16. Энергия взаимодействия двух атомов водорода

тической, но все же может служить подтверждением правильности полученного решения.

Далее выявим роль спина электрона. В квантовой механике спин вводится как дополнительная степень свободы электрона, так что волновая функция одной частицы зависит не только от трех пространственных координат x, y, z , но также и от спиновой переменной σ . Спиновая переменная σ дискретна и принимает только два значения соответственно двум возможным ориентациям спина. Поскольку в этой задаче не учитывается магнитное взаимодействие электронов, то вероятность распределения по координатам не будет зависеть от направления спинов и полная волновая функция может быть представлена как произведение функций, зависящих от пространственных координат и от спиновых. В данном случае (молекулы водорода) это можно представить так:

$$\psi(q, \sigma) = \psi_0(q_1, q_2) \varphi(\sigma_1, \sigma_2), \quad (1.126)$$

где σ_1 и σ_2 — спиновые переменные первого и второго электронов соответственно.

Дальнейшие рассуждения требуют введения понятий симметричности и антисимметричности волновых функций. Если волновая функция не меняет знака при перемене координат электрона, то она симметрична; если меняет — антисимметрична.

В соответствии с этим функция $\psi_0^{(1)}$ [выражение (1.122)] является симметричной, а функция $\psi_0^{(2)}$ [выражение (1.123)] — антисимметричной. Волновые функции спинов симметричны при параллельном расположении спинов и антисимметричны при антипараллельном.

Свойство симметрии волновых функций связано с определением возможных состояний системы. Согласно принципу Паули, полная волновая функция двух электронов должна быть антисимметричной. Отсюда, если учесть (1.126), следует, что симметричной волновой функции $\psi_0^{(1)}$ соответствует антипараллельное расположение спинов (антисимметричная спиновая функция), а антисимметричной волновой функции $\psi_0^{(2)}$ — параллельное расположение спинов (симметричная спиновая функция).

Ранее было показано, что равновесному состоянию атомов в молекуле водорода соответствует функция $\psi_0^{(1)}$ и, следовательно, антипараллельное расположение спинов. Значит, магнитный момент молекулы водорода равен нулю, т. е. водород является диамагнетиком. Это заключение подтверждается опытом.

При решении поставленной в § 1.6 задачи об энергетическом состоянии молекулы водорода нигде не вводилось магнитное взаимодействие и, несмотря на это, на основании принципа Паули получен вывод о том, что энергия системы зависит от спинов и их состояния, т. е. от намагниченности системы. Кроме того, было установлено, что энергия системы определяется не только квазиклассической электростатической энергией, но и обменной энергией, обусловленной тождественностью частиц и не имеющей классического

аналога. Полученные выводы легли в основу квантовой теории самопроизвольной намагниченности.

При решении этой задачи Френкель и Гейзенберг определяли энергию системы, состоящей из N водородоподобных атомов, электроны в которых находятся в s -состояниях. Общий ход решения был таким же, как и при рассмотрении молекулы водорода. Вначале анализировалась система изолированных атомов, каждый из которых обладает энергией E_0 . Затем учитывалось взаимодействие всех частиц между собой. Строгий учет этого взаимодействия представляет большие математические трудности. Поэтому Френкель и Гейзенберг приняли ряд допущений, главное из которых состояло в том, что отбрасывались все виды взаимодействий, кроме электростатического.

Полная энергия, как и в случае молекулы водорода, была представлена в виде суммы трех составляющих: энергии изолированных атомов NE_0 , энергии обычного электростатического взаимодействия электронов и ионов C и обменной энергии $E_{\text{обм}}$. Далее было получено выражение для интеграла обменной энергии A_{ij} между атомами i и j и произведено суммирование для определения полной обменной энергии $E_{\text{обм}}$ системы, которая может быть представлена в следующем виде:

$$E_{\text{обм}} = -2 \sum_{ij} H_{ij}(\sigma_i \sigma_j) \quad (1.127)$$

или

$$E_{\text{обм}} = -2 \sum_{ij} A_{ij} \sigma^2 \cos \varphi_{ij}, \quad (1.128)$$

где σ_i, σ_j — векторы электронных спинов (спиновые механические моменты) атомов i и j в единицах \hbar ; φ_{ij} — угол между направлениями векторов спиновых моментов.

Учитывая, что A_{ij} быстро убывает по мере увеличения расстояния между атомами, при суммировании можно ограничиться только ближайшими соседями и представить $E_{\text{обм}}$ несколько иначе, чем это сделано в выражениях (1.127) и (1.128).

Для системы, содержащей N атомов, каждый из которых имеет z ближайших соседей, при условии параллельного расположения всех спинов ($y=1$) величина $E_{\text{обм}} = -NzA$, где $A = A_{ij}$ для ближайших соседей. Если не все спины параллельны, то вероятность того, что направление спина для данного атома совпадает с выбранным направлением, приблизительно равна y , а вероятность того, что это будет иметь место для двух соседних атомов, пропорциональна y^2 . Следовательно, можно написать, что

$$E_{\text{обм}} = -N y^2 z A. \quad (1.129)$$

Из (1.129) следует, что если интеграл A для соседних атомов положителен, то минимум обменной энергии получится при $y = \pm 1$, т. е. при намагниченном до насыщения состоянии вещества. Следо-

вательно, постулированное Вейссом положение об энергетической выгоды самопроизвольного намагничивания Френкелем и Гейзенбергом было доказано путем расчета. Равенства (1.108) и (1.129) идентичны при условии замены

$$A_1 = zA. \quad (1.130)$$

Итак, положительное значение интеграла обменной энергии является необходимым требованием для появления самопроизвольной намагниченности. Это требование можно свести к следующим двум условиям (критериям ферромагнетизма):

1) должна существовать незаполненная оболочка с большим орбитальным числом l (d или f);

2) радиус этих оболочек должен быть мал по сравнению с расстоянием между ядрами в решетке.

Первому условию отвечают все элементы переходного ряда; второе лучше всего выполняется для ферромагнетиков — железа, никеля, кобальта и гадолиния.

На рис. 1.17 приведена зависимость интеграла обменной энергии A от отношения v меж-

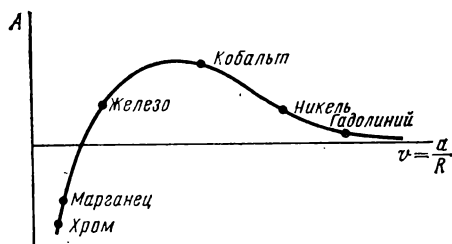


Рис. 1.17. Зависимость интеграла обменной энергии A от отношения межатомного расстояния к радиусу незаполненной оболочки

атомного расстояния a к радиусу R не заполненной электронами оболочки. Эта зависимость показывает, что ферромагнетики имеют положительное значение интеграла обменной энергии, которое оказывается достаточным для возникновения самопроизвольной намагниченности. Кроме того, зависимость $A=f(v)$ позволила объяснить возникновение ферромагнитных свойств некоторых сплавов с пьеферромагнитными компонентами (например, марганца с висмутом, сурьмой, серой и др.). Так, в сплавах с марганцем эти свойства обусловлены тем, что введение в решетку марганца атомов некоторых элементов вызывает изменение межатомного расстояния до условий, необходимых для возникновения самопроизвольной намагниченности.

Теория Френкеля — Гейзенберга ввиду большого количества принятых допущений не является достаточно строгой для получения количественных соотношений. Так, выполненные количественные расчеты интегралов обменной энергии «водородного» типа для типичных ферромагнетиков оказались либо положительными и очень малыми, либо даже отрицательными*. Это свидетельствует о том, что механизм обменного взаимодействия в d -металлах носит гораздо более сложный характер, чем следует из теории Френке-

* См.: Сборник статей «Теория ферромагнетизма металлов и сплавов»: Пер. с англ./Под ред. С. В. Вонсовского. М., ИЛ, 1963.

ля — Гейзенберга. Однако данная теория удовлетворительно объясняет качественную сторону возникновения самопроизвольной намагниченности в ферромагнетиках.

§ 1.7. Основные виды взаимодействий в ферромагнитном кристалле и условия устойчивого состояния ферромагнетика

В § 1.5 было отмечено, что несмотря на наличие в ферромагнетике самопроизвольной намагниченности, опыт показывает размагниченное состояние ферромагнитных тел. Вейсс для объяснения этого выдвинул гипотезу о существовании доменов — намагниченных до насыщения отдельных областей, расположение векторов магнитных моментов которых **равновероятно**.

Образование доменной структуры объясняется выполнением требования термодинамического условия минимума всех видов энергии:

- 1) обменной энергии $E_{обм}$;
- 2) энергии кристаллографической магнитной анизотропии E_K ;
- 3) энергии магнитострикционной деформации E_λ ;
- 4) магнитоупругой энергии E_σ ;
- 5) магнитостатической энергии $E_{\sigma I}$;
- 6) магнитной энергии E_m .

Рассмотрим эти виды энергии для монокристалла ферромагнетика, представляющего собой один домен.

Обменная энергия $E_{обм}$. Эта энергия представлена выражениями (1.128) и (1.129). Минимуму энергии (равновесному состоянию) соответствует состояние однородной намагниченности. Это значит, что можно поворачивать всю систему спинов на любой угол относительно кристаллографической решетки без изменения обменной энергии.

Энергия кристаллографической магнитной анизотропии E_K . Рассмотрим кратко некоторые вопросы, относящиеся к кристаллической структуре ферромагнетиков.

Кристаллической решеткой называют пространственную сетку, в узлах которой расположены частицы (атомы, ионы или молекулы), образующие кристалл. Для обозначения различных плоскостей и направлений в кристалле пользуются системой индексов, называемых **индексами Миллера**. Для нахождения индексов поступают следующим образом. Выбирают систему координат. Начало ее обычно располагают в одном из узлов решетки, а оси x , y , z направляют по основным кристаллографическим направлениям. Положение плоскости в пространстве определяется тремя точками. В качестве этих точек берут точки пересечения плоскости с осями координат. Пусть координаты этих точек будут m , n , p . Находят отношение обратных величин, осевых отрезков и выражают его через отношение трех наименьших чисел:

$$h:k:l = \frac{1}{m} : \frac{1}{n} : \frac{1}{p},$$

где h, k, l — индексы Миллера, которые заключают в круглые скобки, т. е. (hkl) .

На рис. 1.18 представлены наиболее важные плоскости кубического кристалла. Для обозначения направлений в кристалле при-

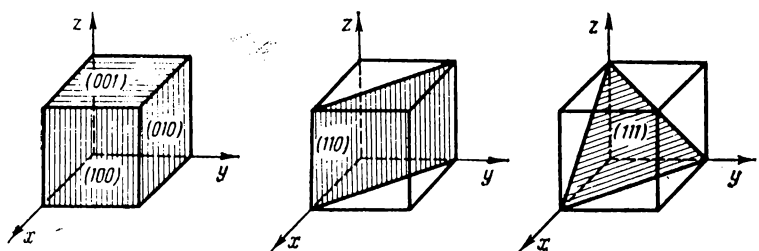


Рис. 1.18. Обозначение различных плоскостей кубических кристаллов с помощью индексов Миллера

меняют индексы в виде наименьших целых чисел, относящихся между собой как компоненты вектора, параллельного данному направлению. Обозначения направлений пишут в квадратных скобках.

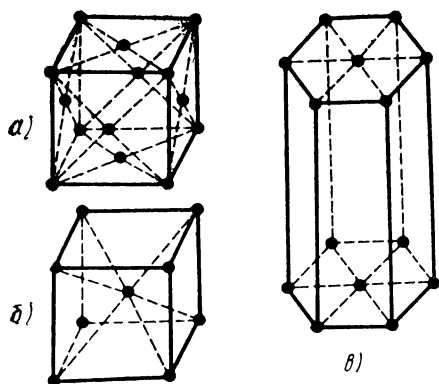


Рис. 1.19. Кристаллические решетки ферромагнетиков:

α — кубическая гранецентрированная (γ -Fe; Ni; β -Co); β — кубическая объемно-центрированная (α , β , δ -Fe); ϵ — гексагональная (α -Co)

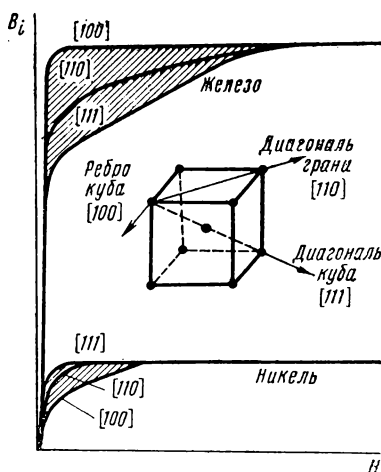


Рис. 1.20. Кривые намагничивания в разных направлениях монокристаллов железа и никеля

Ферромагнетики имеют в основном три типа решеток (рис. 1.19): кубическую гранецентрированную (α), кубическую объемно-центрированную (β) и гексагональную (ϵ). Тип решетки может изменяться в зависимости от температуры. Например, железо при температуре до 900°C (α - и β -фазы) имеет кубическую объемно-

центрированную решетку; от 900 до 1401°C (γ -фаза) — гранецентрированную и выше 1401°C (δ -фаза) — опять объемноцентрированную. Кобальт при температуре до 480°C (α -фаза) имеет гексагональную решетку, а в интервале от 480 до 1490°C — кубическую гранецентрированную. Никель независимо от температуры образует гранецентрированную решетку.

На рис. 1.20 представлены кривые намагничивания в разных направлениях монокристаллов железа и никеля. Кривые показывают, что кристаллы являются магнитоанизотропными и направлениями самого легкого намагничивания для монокристалла железа являются ребра куба, а для монокристалла никеля — пространственные диагонали; самому трудному намагничиванию для железа соответствуют пространственные диагонали, для никеля — ребра куба. При отсутствии внешнего поля всегда имеет место намагничивание в легком направлении.

Энергия, которая требуется для намагничивания единицы объема вещества, определяется площадью между кривой намагничивания и осью ординат:

$$E_n = \int_0^I \mu_0 H dI. \quad (1.131)$$

Поэтому заштрихованные на рис. 1.20 площади представляют собой энергию, которую надо затратить для изменения направления намагничивания от легкого до трудного. Эту энергию называют энергией естественной кристаллографической магнитной анизотропии. Для кубического кристалла ее можно представить следующим образом:

$$E_k = K_0 + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2, \quad (1.132)$$

где K_0 , K_1 , K_2 — константы кристаллографической магнитной анизотропии, определяемые экспериментально; α_1 , α_2 , α_3 — направляющие косинусы вектора намагниченности по отношению к осям x , y , z , совпадающим с основными кристаллографическими направлениями кубической решетки.

Формула (1.132) впервые была получена Н. С. Акуловым, осуществившим значительные исследования в области магнитной анизотропии ферромагнитных кристаллов. Им было установлено, что физической причиной существования анизотропии является магнитное взаимодействие между электронами. В дальнейшем эта идея получила квантовомеханическое обоснование.

До сих пор предполагалось, что кристалл свободен от упругих деформаций. При наличии механических напряжений кроме кристаллографической анизотропии возникает магнитоупругая анизотропия, вызванная дополнительным магнитным взаимодействием атомов в результате искажения решетки при деформации. Механические напряжения могут возникнуть в результате изменения магнитного состояния вещества (магнитострикция), а также под действием внешних сил, приложенных к образцу.

Энергия магнитострикционной деформации E_λ . Магнитострикция — это изменение формы и размеров тела при изменении его магнитного состояния, которое возникает в результате перехода ферромагнитного вещества через точку Кюри при отсутствии внешнего поля (самопроизвольная магнитострикция) и при воздействии внешнего поля на ферромагнетик, температура которого ниже точки Кюри.

Для объяснения явления самопроизвольной магнитострикции рассмотрим переход через точку Кюри модели ферромагнетика в виде шара таких размеров, что в нем образуется только один домен. При переходе вещества от парамагнитного к ферромагнитно-

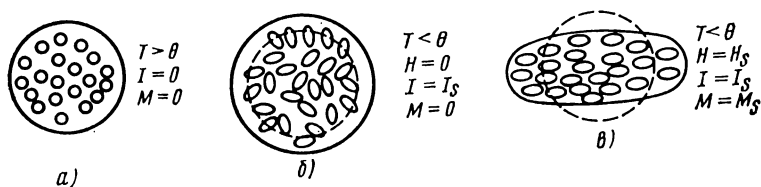


Рис. 1.21. Схема магнитострикции ферромагнетика

му состоянию происходит изменение значения обменной энергии и, как результат этого, скачкообразное изменение магнитного состояния. Обменная энергия по своей природе является изотропной, поэтому изменение вызывает деформацию шара, одинаковую во всех направлениях, т. е. изменение его радиуса. Изменение магнитного состояния связано с магнитными силами в кристаллической решетке, которые, как отмечалось, являются анизотропными, вследствие чего они вызывают различную деформацию в разных направлениях и шар превращается в эллипсоид.

Рассматривая самопроизвольную магнитострикцию модели ферромагнетика в виде шара с многодоменной структурой, нетрудно заметить, что при переходе через точку Кюри у него изменится радиус и, следовательно, объем, но не изменится форма. Объясняется это тем, что все направления являются равновероятными. Поэтому самопроизвольную магнитострикцию можно рассматривать как объемную.

Магнитострикция, возникающая под действием намагничивающего поля при температуре ниже точки Кюри, объясняется тем, что под действием этого поля появляется результирующий магнитный момент; следовательно, меняется магнитное взаимодействие и деформируется кристаллическая решетка. При этом мало меняется объем намагничиваемого образца, но сильно меняются его линейные размеры. Поэтому магнитострикцию под действием внешнего поля можно рассматривать как линейную.

Явление магнитострикции иллюстрируется рис. 1.21, на котором схематически изображены модели ферромагнетика с многодоменной структурой. Рис. 1.21, а представляет собой образец при

температуре выше точки Кюри. Кружками изображены области, которые после перехода через точку Кюри образуют домены. На рис. 1.21, б показан образец после охлаждения ниже точки Кюри (в виде эллипсов изображены домены); в результате спонтанной магнитострикции радиус шара увеличился, форма не изменилась. На рис. 1.21, в дан образец при температуре ниже точки Кюри, находящийся под действием внешнего поля (образец намагничен до насыщения); в результате магнитострикции форма образца изменилась, а объем остался прежним.

Н. С. Акуловым было получено следующее выражение для константы магнитострикции $\lambda_s = (\Delta l/l)_s$ намагниченного до насыщения кристалла кубической симметрии:

$$\lambda_s = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) + 3\lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1), \quad (1.133)$$

где λ_{100} и λ_{111} — константы магнитострикции при намагничивании кристалла до насыщения в направлениях осей [100] и [111]; $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — направляющие косинусы вектора самопроизвольной намагниченности по отношению к кристаллографическим осям; $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ — направляющие косинусы направления, в котором измеряется изменение длины.

Энергия магнитоупругой деформации единицы объема, возникающая вследствие магнитострикции:

$$E_\lambda = E_\lambda \lambda_s^2 / 2, \quad (1.134)$$

где E_λ — модуль Юнга, который считаем изотропным.

Сумму энергий кристаллографической магнитной анизотропии и магнитоупругой в результате магнитострикции называют общей энергией магнитной анизотропии:

$$E_a = E_k + E_\lambda. \quad (1.135)$$

Магнитоупругая энергия E_σ . Если материал подвергнуть действию внешних напряжений (однородному растяжению или сжатию), то возникающая при этом магнитоупругая энергия

$$E_\sigma = -\frac{3}{2} \sigma [\lambda_{100} (\alpha_1^2 \gamma_1^2 + \alpha_2^2 \gamma_2^2 + \alpha_3^2 \gamma_3^2) + 2\lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \gamma_1 \gamma_2 + \alpha_2 \alpha_3 \gamma_2 \gamma_3 + \alpha_1 \alpha_3 \gamma_1 \gamma_3)], \quad (1.136)$$

где $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — направляющие косинусы оси, вдоль которой действует внешняя сила.

В случае изотропной магнитострикции (слабой анизотропии магнитострикции) $\lambda_{100} \approx \lambda_{111} = \lambda_s$, и формулу (1.136) можно представить в виде

$$E_\sigma = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \varphi, \quad (1.137)$$

где $\cos \varphi = \alpha_1 \gamma_1 + \alpha_2 \gamma_2 + \alpha_3 \gamma_3$.

Магнитостатическая энергия E_{\circ} . В § 1.4 было показано, что при наличии свободных полюсов возникает размагничивающее поле H_{\circ} (1.91), приводящее к образованию магнитостатической энергии*:

$$E_{\circ} = -\frac{1}{2} \mu_0 (IH_{\circ}) = -\frac{1}{2} \mu_0 I (-N_p I) = -\frac{\mu_0 N_p I^2}{2}. \quad (1.138)$$

Магнитная энергия $E_{\mathbf{M}}$. Находясь во внешнем магнитном поле, ферромагнетик обладает магнитной энергией

$$E_{\mathbf{M}} = -\mu_0 (I\mathbf{H}). \quad (1.139)$$

Общая (полная) энергия ферромагнетика

$$E = E_a + E_s + E_{\circ} + E_{\mathbf{M}}. \quad (1.140)$$

В выражении (1.140) не учтена обменная энергия, поскольку, как указывалось, по своей природе она является изотропной и поэтому не влияет на ход кривой намагничивания. По той же причине в выражениях для составляющих энергии E нет необходимости учитывать не зависящие от направляющих косинусов коэффициенты, например коэффициент K_0 в формуле (1.132).

Зная E , можно решить вопрос об условиях устойчивого состояния ферромагнетика, понимая под этим определение устойчивого равновесия вектора \mathbf{I}_s в кристалле при постоянных \mathbf{H} , σ и форме тела ($N_p = \text{const}$). Исходя из принципа минимума свободной энергии, эти условия можно представить в виде трех уравнений:

$$\partial E / \partial \alpha_i = 0, \quad (1.141)$$

где α_i — направляющие косинусы относительно трех координатных осей.

Необходимо также учитывать, что α_i связаны между собой условием

$$\sum \alpha_i^2 = 1. \quad (1.142)$$

Уравнение (1.141) позволяет найти только экстремальные значения E . Для решения вопроса о том, соответствуют ли эти экстремальные значения минимуму, надо убедиться в выполнении условия

$$\partial^2 E / \partial \alpha_i^2 > 0. \quad (1.143)$$

§ 1.8. Доменная структура

Гипотеза Вейсса об энергетической выгоде образования в ферромагнетиках доменной структуры получила свое теоретическое обоснование только после детального изучения основных типов взаимодействий в ферромагнитном кристалле. Фундаментальным

* Коэффициент $1/2$ характерен для всех выражений, описывающих собственные энергии.

исследованием в этой области явилась работа Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица [1.10].

Экспериментальные методы наблюдения доменных структур.

Первым непосредственным подтверждением существования доменов был открытый в 1919 г. эффект Баркгаузена. Эффект состоит в том, что при монотонном увеличении намагничивающего поля намагниченность в ферромагнетике возрастает не плавно, а скачкообразно. Это объясняется увеличением объемов доменов, векторы намагниченности I_s которых совпадают (или близки по направлению) с направлением поля H за счет доменов с антипараллельными или расположенными под другими углами по отношению к полю направлениями намагниченности. Простой акустический метод наблюдения эффекта Баркгаузена предложен В. К. Аркадьевым. Идея метода состоит в том, чтобы перемагничивание доменов, сопровождающееся возникновением э.д.с. в обмотке, наложенной на образец, прослушивать в виде сигналов, которые через усилитель подают на телефон.

В 1931 г. Н. С. Акуловым (и независимо Биттером) был разработан метод, позволивший наблюдать границы доменов. Метод состоит в том, что отполированную электрическим способом поверхность размагниченного образца покрывают коллоидным раствором тонкого ферромагнитного порошка и наблюдают под микроскопом образующиеся при этом фигуры (фигуры Акулова—Биттера), являющиеся границами доменов. Концентрация частиц порошка на границах объясняется тем, что они притягиваются образующимися в этих местах потоками рассеяния. Электролитическая полировка требуется для снятия с поверхности образца наклепа, наличие которого может существенно исказить естественную картину доменной структуры.

Для исследования доменных структур кроме метода получения порошковых фигур разработаны методы на основе магнитооптических эффектов Фарадея и Керра, с использованием электронного микроскопа, холловских и пермалловых датчиков и некоторые другие.

Рассмотрим принцип использования магнитооптических эффектов*.

Эффект Фарадея. Если поляризованный луч света падает на намагниченный прозрачный образец (тонкую толщиной порядка 10^{-5} — 10^{-6} см пластинку), то происходит поворот плоскости поляризации; причем направление вращения зависит от направления намагниченности образца. Угол вращения зависит от компоненты намагниченности вдоль направления распространения света. На рис. 1.22 представлена схема метода наблюдения доменов с помощью эффекта Фарадея. В этой схеме анализатор регулируют так, чтобы свет гас от какой-нибудь системы доменов (от каких-нибудь областей с заданным направлением намагниченности), которая при этом будет выглядеть темной, а другая система (с об-

* Подробно магнитооптические эффекты рассмотрены в § 1.15.

ратным направлением намагниченности) — светлой. Устройства для наблюдения доменов на основе эффекта Фарадея особенно пригодны при изучении доменных структур тонких магнитных пленок. Следует отметить, что при использовании вместо видимого света инфракрасного излучения возможно исследование некоторых образцов толщиной в несколько миллиметров.

Эффект Керра заключается во вращении плоскости поляризации при отражении от намагниченного образца.

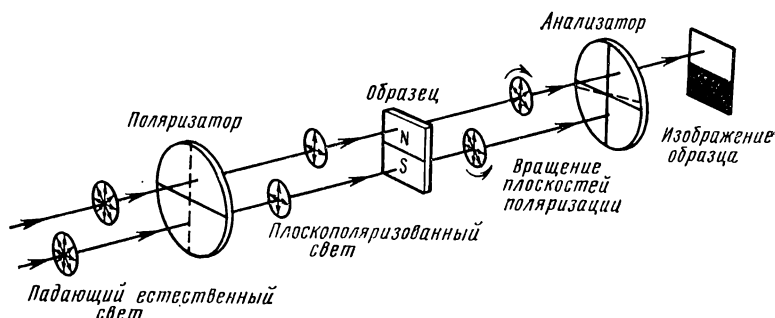


Рис. 1.22. Схема метода наблюдения доменов с помощью эффекта Фарадея

Как показали экспериментальные исследования, домены имеют линейные размеры от тысячных до десятых долей миллиметра и магнитный момент, приблизительно в 10^{15} раз больший магнитного момента отдельного атома.

Распределение самопроизвольной намагниченности в кристалле. Рассмотрим основные положения теории доменной структуры ферромагнетиков. В отсутствие внешнего поля под действием обменных сил ферромагнетик намагничивается до насыщения, соответствующего данной температуре. При этом сумма энергий магнитной анизотропии и магнитостатической должна быть минимальной. Минимуму энергии магнитной анизотропии соответствует направление намагниченности по осям легкого намагничивания. Магнитостатическая энергия равна нулю при нулевом коэффициенте размагничивания, что имеет место для образцов замкнутой формы, например для кольцевых сердечников, намагниченных по окружности, или для очень длинных стержней, намагниченных вдоль продольной оси. Размагничивающее поле также уменьшится независимо от значения коэффициента размагничивания образца, если весь объем ферромагнетика разобьется на домены так, что

$$\sum \mathbf{I}_s V_i = 0, \quad (1.144)$$

где \mathbf{I}_s — намагниченность внутри домена; V_i — объем i -й области.

На рис. 1.23 представлена доменная структура кристалла, имеющего одну ось легкого намагничивания (например, кобальта).

Наличие вблизи поверхности трехгранных областей, направления намагниченности в которых перпендикулярны оси легкого намагничивания, вызывает увеличение энергии магнитной анизотропии E_a , но приводит к образованию замкнутой магнитной цепи, что

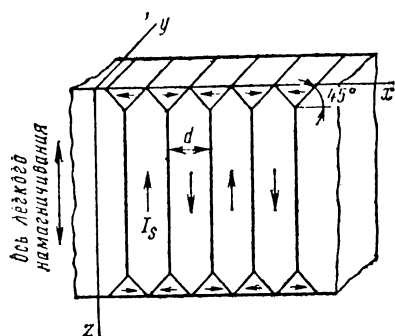


Рис. 1.23. Структура плоскопараллельных доменов в магнитном одноосном кристалле

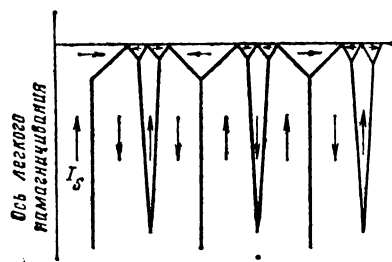


Рис. 1.24. Образование клинообразных областей в ферромагнетиках с одноосной анизотропией

уменьшает магнитостатическую энергию E_m и соответствует минимуму полной энергии. Более детальные исследования свидетельствуют о том, что энергетически выгодным является образование клинообразных областей, как показано на рис. 1.24.

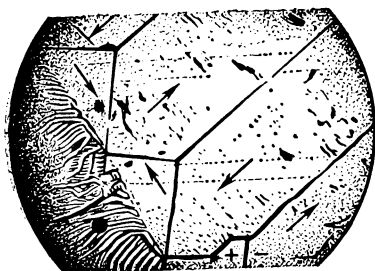


Рис. 1.25. Фигуры Акулова — Биттера для ферромагнетиков с одноосной анизотропией

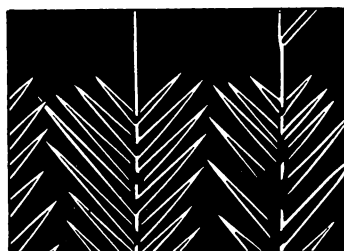


Рис. 1.26. Фигуры Акулова — Биттера в виде «ялочки»

На рис. 1.25 показаны фигуры Акулова — Биттера для ферромагнетика с одной осью легкого намагничивания. Стрелками обозначены направления намагниченности в доменах. Эти направления можно определить по методу царапин. Метод состоит в следующем: если на пути магнитного потока нанести царапину, то при совпадении направлений линий поля и царапины она не изменит картину поля, а в случае взаимно перпендикулярного располо-

жения вызовет образование поля рассеяния, на границе которого соберется ферромагнитный порошок. Следовательно, «проявляющаяся» царапина, перпендикулярная направлению поля (царапины, проведенные под другими углами, также проявляются, однако менее ясно).

Для кристаллов с несколькими осями легкого намагничивания кроме рассмотренных антипараллельных (180° -ных) соседств возможно образование других типов, например 90° -ных соседств.

Доменная структура зависит от ряда причин. Так, если поверхность ферромагнитного кристалла слегка наклонена к плоскости, в которой лежат оси легкого намагничивания, то образуются фигуры в виде «елочек» (рис. 1.26). Характер структуры определяется также микронеоднородностью материала, различными дефектами, упругими напряжениями и др.

Граничный слой между доменами и размеры доменов. Рассмотрим граничный слой между соседними доменами. Блох показал, что энергетически выгодно иметь доменную границу (граничный слой), в которой осуществляется постепенный поворот спинов (рис. 1.27).

Качественное объяснение этого состоит в следующем. Силы обменного взаимодействия стремятся удержать магнитные моменты соседних атомов ближе к параллельной ориентации, т. е. расширить доменную границу. Силы, обусловленные энергией магнитной анизотропии, наоборот, стремятся уменьшить толщину доменной границы, так как на протяжении этого слоя происходит поворот вектора намагниченности от одного направления легкого намагничивания к другому, что связано с увеличением энергии магнитной анизотропии. Благодаря этим двум противоположным тенденциям устанавливается определенная толщина доменной границы $\delta_{гр}$, соответствующая минимальному значению удельной (на единицу площади) энергии граничного слоя $\gamma_{гр}$. Значения $\delta_{гр}$ и $\gamma_{гр}$ можно, в первом приближении, оценить на основании следующих рассуждений.

Определим обменную энергию, приходящуюся на 1 см^2 доменной границы при плавном повороте спинов на 180° (рис. 1.27), для чего воспользуемся уравнением (1.128). Поскольку угол φ между спиновыми моментами соседних атомных слоев мал, можно считать, что $\cos \varphi \approx 1 - \varphi^2/2$. Тогда обменная энергия соседних спиновых моментов представится как $-2A\sigma^2(1 - \varphi^2/2)$. В дальнейшем можно учитывать только переменную часть этой энергии, т. е. $A\sigma^2\varphi^2$. Используя замену $\varphi = a\pi/\delta_{гр}$, где a — постоянная кристаллической решетки, и учитывая, что в толще доменной границы содержится $\delta_{гр}/a$ спинов, а число спинов на 1 см^2 поверхности со-

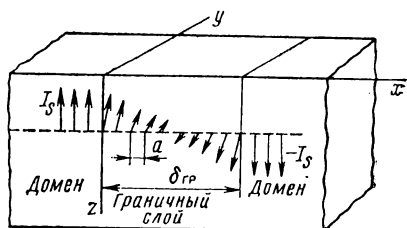


Рис. 1.27. Структура переходного слоя между доменами

ставляет $1/a^2$, получим следующее выражение для удельной обменной энергии граничного слоя:

$$\gamma_{обм} = A\sigma^2 \left(a \frac{\pi}{\delta_{гр}} \right)^2 \frac{\delta_{гр}}{a} \frac{1}{a^2} = A\sigma^2 \frac{\pi^2}{a\delta_{гр}}. \quad (1.145)$$

Из уравнения (1.145) видно, что чем больше толщина доменной границы $\delta_{гр}$, тем меньше энергия $\gamma_{обм}$.

При отсутствии плавного поворота спинов удельная обменная энергия доменной границы составила бы $A\sigma^2/a^2$, т. е. была бы в $\delta_{гр}/(\pi^2 a)$ раз больше, чем в рассмотренных условиях.

Удельная энергия магнитной анизотропии γ_a пропорциональна константе кристаллографической анизотропии и толщине доменной границы, т. е.

$$\gamma_a = \beta K_1 \delta_{гр}, \quad (1.146)$$

где $\beta < 1$ — коэффициент, учитывающий, что не все векторы намагниченности в граничном слое направлены по направлению самого тупого намагничивания.

Полная удельная энергия доменной границы

$$\gamma_{гр} = \gamma_{обм} + \gamma_a = A\sigma^2 \frac{\pi^2}{a\delta_{гр}} + \beta K_1 \delta_{гр}. \quad (1.147)$$

Толщину граничного слоя, соответствующую минимуму этой энергии, можно найти из условия

$$\frac{\partial \gamma_{гр}}{\partial \delta_{гр}} = -\sigma^2 \frac{\pi^2 A}{a\delta_{гр}^2} + \beta K_1 = 0; \quad (1.148)$$

откуда

$$\delta_{гр} = \pi\sigma \sqrt{A/(\beta K_1 a)} \quad (1.149)$$

и соответствующая этой толщине энергия

$$\gamma_{гр} = 2\pi\sigma \sqrt{\beta K_1 A/a}. \quad (1.150)$$

Для оценки значений $\delta_{гр}$ и $\gamma_{гр}$ по порядку величин Ч. Киттель [1.7] рекомендует считать, что обменная энергия равна тепловой энергии при температуре Кюри ($A = k\Theta$) и пользоваться следующими упрощенными формулами:

$$\delta_{гр} \approx \sqrt{(k\Theta)/K_1 a}. \quad (1.151)$$

и

$$\gamma_{гр} \approx 2 \sqrt{k\Theta K_1/a}. \quad (1.152)$$

Тогда, например, для железа ($\Theta \approx 10^3$ К; $K_1 \approx 10^4$ Дж/м³; $a \approx 2,5 \cdot 10^{-10}$ м, считая, что $k_0 \approx 10^{-23}$ Дж·К⁻¹) получим следующие значения: $\delta_{гр} \approx 1000$ Å (10^{-5} см), чему соответствует приблизительно 300 атомных слоев, и $\gamma_{гр} \approx 2 \cdot 10^{-3}$ Дж/м² (2 эрг/см²).

Из формул для определения $\delta_{\text{гр}}$ следует, что чем больше K_1 , тем меньше толщина граничных слоев, т. е. тем более четко оформлены доменные границы, и наоборот.

Более детальное рассмотрение природы граничного слоя требует учета не только энергии кристаллографической магнитной анизотропии, но также и магнитоупругой энергии, вызванной явлением магнитострикции. В реальных кристаллах на характер граничных слоев оказывают также влияние различного рода внутренние неоднородности. При больших значениях магнитной анизотропии, что имеет место, например, у кобальта, энергетически выгодным может оказаться даже образование на поверхности образца потока рассеяния, т. е. возникновение магнитостатической энергии.

Структура граничных слоев для 90° -ных соседств доменов несколько отличается от структуры, рассмотренной для 180° -ных соседств. Однако во всех случаях ориентация спинов в доменной границе подчиняется условию минимума полной энергии.

Теперь рассмотрим вопрос о размерах самих доменов. Строгое количественное решение этой задачи было дано Л. Д. Ландау и Е. М. Лившицем [1.10]. Приведем решение применительно к доменной структуре, изображенной на рис. 1.23. Требуется найти ширину домена d , соответствующую минимуму суммы энергий магнитной анизотропии E_a и граничного слоя E_γ .

Определим энергию E_a . Для магнитоодноосного кристалла на участках трехгранных областей ее плотность $\gamma_a = K_1$. Если задаться размерами кристалла l_x ; l_y ; $l_z = L$ (см. рис. 1.23), то суммарный объем этих областей

$$V = \frac{d^2 l_y}{4} \frac{2 l_x}{d} = \frac{l_x l_y d}{2},$$

а энергия

$$E_a = \gamma_a V = \frac{K_1 l_x l_y d}{2}. \quad (1.153)$$

Плотность поверхностной энергии доменной границы внутри кристалла определяется уравнением (1.150), общая площадь

$$S = \frac{l_x l_y L}{d},$$

энергия

$$E_\gamma = \frac{l_x l_y L}{2} \frac{2\pi\sigma}{d} \sqrt{\frac{\beta K_1 A}{a}}. \quad (1.154)$$

Суммарная энергия

$$E = E_a + E_\gamma = \frac{K_1 l_x l_y d}{2} + \frac{l_x l_y L \pi \sigma}{d} \sqrt{\frac{\beta K_1 A}{a}}. \quad (1.155)$$

При $\partial E / \partial d = 0$ получим

$$d = 2(\pi L \sigma)^{1/2} \left(\frac{A \beta}{K_1 a} \right)^{1/4}. \quad (1.156)$$

Я. И. Френкель и Я. Г. Дорфман [1.20] дали решение для упрощенного случая, без учета влияния энергии магнитной анизотропии, рассматривая только обменную энергию и энергию магнито-статическую, образованную размагничивающим действием поверхности, и получили следующее выражение:

$$d \sim \sqrt{L}, * \quad (1.157)$$

которое в принципе не противоречит выражению (1.156)).

Доменные структуры, для которых характерно квазиразмагнитное состояние, т. е. отсутствие внешних потоков рассеяния, называют структурами с замкнутым магнитным потоком.

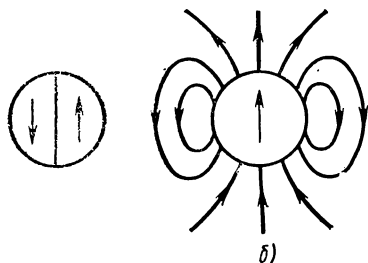


Рис. 1.28. Модели доменной структуры мелких частиц

Однодоменные структуры мелких частиц. Большой теоретический и практический интерес представляют однодоменные структуры, когда весь объем ферромагнетика занят одним доменом. В такой структуре отсутствуют граничные слои и имеет место внешний магнитный поток, так как для нее энергетически выгодным является исчезновение энергии граничных слоев и возникновение магнито-статической энергии. Однодоменная

структура возникает при очень сильном измельчении ферромагнитных образцов, когда размеры частиц становятся меньше определенного для каждого вещества так называемого критического размера.

Для объяснения этого явления рассмотрим частицу в виде сферы диаметром D , состоящую из двух доменов, разделенных граничным слоем (рис. 1.28, а). Энергия граничного слоя E_γ представляет собой поверхностный эффект и, следовательно, пропорциональна квадрату диаметра. Если бы эта частица состояла из одного домена, то вокруг нее существовало бы собственное магнитное поле (рис. 1.28, б), которому соответствует магнито-статическая энергия E_∞ . Эта энергия представляет собой объемный эффект и пропорциональна кубу диаметра. Отсюда следует, что при уменьшении размеров частицы энергия E_∞ уменьшается быстрее, чем энергия E_γ , и при критическом размере $D_{кр}$ энергетически выгодным становится однодоменное состояние.

Критические размеры частиц зависят от их формы, кристаллической структуры и магнитных свойств материала.

Для модели, представленной на рис. 1.28, в, используя уравнения (1.152) и (1.138) и учтя, что для сферы $N_p = 1/3$, баланс энергии можно представить следующим образом:

* Значок \sim следует понимать: численно пропорционально.

$$E = E_T - E_O = \gamma_{TP} S - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} N_p \mu_0 I_s^2 \right) V = 2 \sqrt{\frac{k \Theta K_1}{a}} \frac{\pi D^2}{4} - \\ - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \frac{1}{3} \mu_0 I_s^2 \right) \frac{4}{3} \pi \frac{D^3}{8} = \frac{\pi D^2}{2} \sqrt{\frac{k \Theta K_1}{a}} - \frac{\pi \mu_0 I_s^2 D^3}{72}. \quad (1.158)$$

Коэффициент $1/2$ в выражении для магнитостатической энергии свидетельствует о том, что для модели, изображенной на рис. 1.28, б, эта энергия в два раза меньше, чем для модели рис. 1.28, а.

При $E_T = E_O$ критический диаметр

$$D_{кр} = \frac{36}{\mu_0 I_s^2} \sqrt{\frac{k \Theta K_1}{a}}, \quad (1.159)$$

Формулу (1.159) нельзя считать универсальной. Наилучшее приближение к реальному значению она дает для материалов с сильной одноосной кристаллографической анизотропией при сферической форме частиц. Для железа $D_{кр} \approx 0,05$ мкм; для интерметаллического соединения Мп—Ві $D_{кр} \approx 8$ мкм; для бариевого феррита $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ $D_{кр} \approx 1,5$ мкм.

В § 1.11 будет показано, что однодоменные частицы отличаются очень большими значениями коэрцитивной силы, и это их свойство используется в ряде материалов для постоянных магнитов.

§ 1.9. Тонкие магнитные пленки

Общая тенденция к микроминиатюризации элементов устройств технической кибернетики и радиоэлектроники в сочетании с повышением требований к их быстродействию привела к использованию специфических доменных структур — полосовых, цилиндрических магнитных доменов и др. При этом для получения информации используют различные свойства доменов: смещение границ, возможность генерирования и продвижения доменов в определенную точку схемы, поворот полосовых доменов и т. д. (см. гл. 4). Доменные структуры, отдельными параметрами которых можно управлять с помощью внешних полей (например, магнитных, тепловых), называют *управляемыми доменными структурами*.

Образование специфических доменных структур происходит в основном в тонких магнитных пленках (ТМП).

Тонкая магнитная пленка представляет собой слой ферромагнитных или ферримагнитных веществ толщиной порядка микрометра и менее, напыляемых или электроосажденных на подложку. Эти структуры могут возникать в тонких пластинках из некоторых магнитных материалов. Характер доменов и граничных слоев между ними зависит от толщины пленки, физических свойств ее материала и технологии изготовления.

Равновесное состояние и процессы, возникающие в ТМП, существенно отличаются от явлений в массивных образцах. Это объясняется специфическими соотношениями между отдельными ви-

дами энергии в ТМП и в первую очередь между магнитостатической энергией E_0 и энергией магнитной анизотропии E_a .

В очень тонких магнитных пленках вещество находится в «двухмерном» состоянии, поскольку толщина пленки h много меньше ее остальных геометрических размеров (ширины l_1 , длины l_2). Коэффициенты размагничивания в плоскости пленки оказываются на несколько порядков меньше, чем в направлении нормали пленки. Минимуму магнитостатической энергии в этом случае, благодаря геометрической анизотропии, соответствует расположение

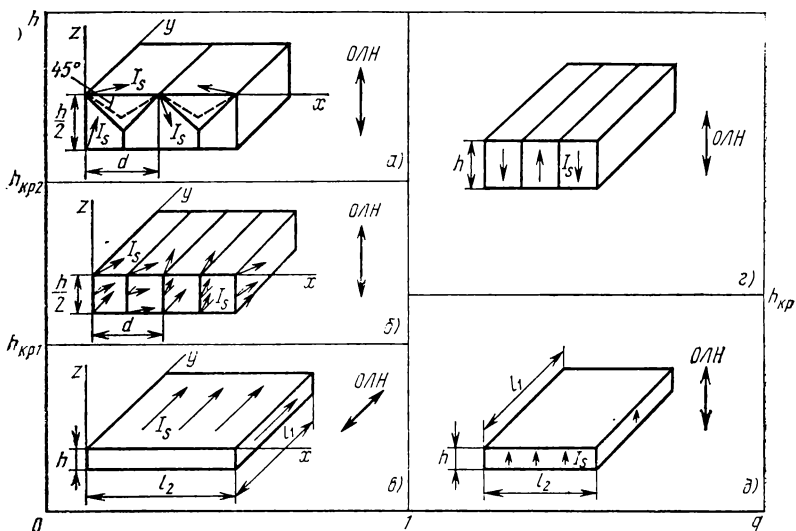


Рис. 1.29. Доменные структуры ТМП различной толщины h при различных значениях фактора качества q

вектора намагниченности в плоскости пленки. Действительно, для очень тонких пленок толщиной меньше 0,1 мкм размагничивающее поле в их плоскости равно нулю и им присуща однодоменная (монодоменная) структура по всему объему пленки (рис. 1.29, в).

Магнитостатические свойства пленок с конечными геометрическими размерами можно оценить исходя из выражений для энергии [1.13], которой обладает пленка при двух крайних положениях вектора намагниченности относительно ее плоскости.

Состоянию с вектором намагниченности, лежащим в плоскости пленки, соответствует энергия

$$\dot{E}_1 \approx -0,5 \mu_0 I_s^2 h l_1 l_2 \quad (1.160)$$

с плотностью $\gamma_1 = -0,5 \mu_0 I^2_s$.

Состоянию с вектором намагниченности, перпендикулярным поверхности пленки, соответствует энергия

$$E_2 \approx -0,5\mu_0 I_\xi^2 h^2 l_2 / \pi \quad (1.161)$$

с плотностью $\gamma_2 = -0,5 \mu_0 I_s^2 \pi h / l_1$.

Энергия магнитной анизотропии в ТМП определяется энергией магнитной кристаллографической анизотропии вещества пленки и энергией наведенной анизотропии. *Наведенная анизотропия* создается искусственно в процессе технологического цикла изготовления пленки. Напыление пленки на подложку осуществляется в присутствии внешнего ориентирующего магнитного поля, приложенного параллельно* плоскости подложки. При этом в тонких поликристаллических** пленках образуется одна ось легкого намагничивания (ОЛН), лежащая в плоскости пленки.

Из сравнения (1.160) и (1.161 с учетом характера наведенной анизотропии следует, что в очень тонких магнитных пленках ($h/l_1 \ll 1$) вектор намагниченности должен располагаться в плоскости пленки, так как это состояние соответствует минимуму энергии E_a , а $\gamma_1 < \gamma_2$.

Такое состояние присуще ТМП вплоть до определенной для каждого материала толщины $h_{кр}$, называемой критической. При превышении критической толщины ($h > h_{кр}$) в тонких магнитных пленках возникают процессы, связанные с появлением нового типа анизотропии — *одноосной перпендикулярной анизотропии*, когда ОЛН становится перпендикулярной поверхности пленки. Перпендикулярная анизотропия появляется (в ряде случаев специально создается) из-за наличия кристаллографической анизотропии с ОЛН, направленной перпендикулярно поверхности пленки, вследствие упругих напряжений, возникающих в пленке из-за неравенства коэффициентов теплового расширения пленки и подложки, а также по другим причинам. В аморфных пленках (см. § 2.12) перпендикулярная анизотропия обусловлена специальным механизмом упорядочения пар атомов определенного сорта, при котором энергия взаимодействия пары атомов зависит от угла между направлением намагниченности и осью пары [2.19].

Плотность энергии перпендикулярной анизотропии, характеризующая отклонение вектора намагниченности от направления ОЛН, в данном случае от нормали к пленке,

$$\gamma_a = K_{\perp} \sin \theta, \quad (1.162)$$

где K_{\perp} — константа одноосной перпендикулярной анизотропии; θ — угол между направлением ОЛН и вектором намагниченности.

Наличие перпендикулярной анизотропии приводит к изменению доменной структуры, в частности для материалов с большой анизотропией и малой намагниченностью вектор намагниченности меняет ориентацию с параллельной плоскости пленки на перпендикулярную ее поверхности (рис. 1.29, ∂).

* В ряде случаев для увеличения анизотропии применяют «косое» напыление, при котором атомный пучок падает на подложку под углом.

** В монокристаллических пленках образуются две взаимно перпендикулярные ОЛН.

На доменные структуры влияют также магнитоупругая энергия, энергия, связанная с доменными стенками, и ряд других причин.

С увеличением толщины пленки наблюдается переход от однодоменного состояния по объему пленки к однодоменной по толщине, но не однодоменной в плоскости структуре с плоскопараллельными доменами. В толстых пермалловых пленках толщиной от 2 до 100 мкм образуются неоднородные структуры замкнутого типа, когда магнитный поток между соседними доменами замыкается вне пленки. При больших h энергетически выгодным становится образование доменных структур замкнутого типа (структуры Ландау — Лившица, показанные на рис. 1.23).

Для оценки соотношения между E_a и E_o вводят фактор качества, который с учетом (1.160) и (1.162) примет вид

$$q = 2K_{\perp} / (\mu_0 I_s^2). \quad (1.163)$$

В зависимости от значения q для различных толщин пленки возможно образование самых разнообразных структур.

Рассмотрим случай, когда $q < 1$, т. е. когда доменные структуры формируются под воздействием магнитостатических полей, превышающих поля, создаваемые одноосной перпендикулярной анизотропией.

Наибольший интерес представляют так называемые *закритические пленки*. Такое название они получили потому, что «закритические» свойства возникают только в пленках, толщина которых больше критической толщины $h_{кр1}$, но не превосходит некоторого значения $h_{кр2}$. Значения $h_{кр1}$ и $h_{кр2}$ определяются параметрами материала пленки (I_s , A , K) и зависят от технологии ее изготовления. Магнитные структуры, возникающие в закритических пленках, являются специфическими промежуточными конфигурациями между монодоменным состоянием, наблюдаемым в тонких с $h < h_{кр1}$ пленках, и многодоменными конфигурациями замкнутого типа (структуры Ландау — Лившица), характерными для массивных магнетиков. Однодоменное состояние с вектором намагниченности в плоскости пленки, присущее тонким пленкам с $h < h_{кр1}$, обусловлено преобладанием магнитостатических полей, стремящихся, как отмечалось ранее, удержать вектор намагниченности в плоскости пленки. Для закритических пленок имеет место многодоменная конфигурация с неколлинеарной микрополосовой структурой (рис. 1.30), которую часто называют *страйн-структурной*. Такого рода структура была предсказана Л. Д. Ландау и Е. М. Лившицем [1.10]. По оценке Ч. Киттеля [1.7], толщина, при которой перестраивается доменная структура, находится в пределах $3 \cdot 10^{-5}$ — $1 \cdot 10^{-3}$ см. На рис. 1.30 видно, что полосовая доменная структура состоит из длинных узких доменов, их ширина d обычно от долей микрометра до нескольких микрометров и соизмерима с толщиной пленки, причем соседние домены намагничены в противоположных направлениях.

Такое периодическое изменение намагниченности по длине пленки с периодом $\lambda=2d$ объясняется более выгодным с общих энергетических позиций непрерывным отклонением вектора намагниченности от плоскости пленки. Возникающая при этом вертикальная составляющая намагниченности (перпендикулярная плоскости пленки) изменяет знак при переходе от домена к домену. Существуют другие предположения, в которых распределение намагниченности носит более сложный характер [2.20].

Различают страйп-доменные структуры открытого (незамкнутого) и замкнутого типов*. Исследования железоникелевых пленок показали, что в пленках с диапазоном толщин от $h_{кр1}=0,1$ мкм до $h_{кр2}=2$ мкм образуется страйп-доменная структура незамкнутого типа (см. рис. 1.29, б). С ростом толщины от 2 до 100 мкм возникает разновидность страйп-структуры с замыкающими магнитный поток доменами в приповерхностных слоях пленки (см. рис. 1.29, а), когда намагниченность основных (объемных) доменов, в отличие от замкнутых структур Ландау — Лившица, ориентирована под углом к ОЛН. Это приводит к некоторому возрастанию E_a , но вследствие уменьшения энергии доменных стенок такая структура является энергетически более выгодной.

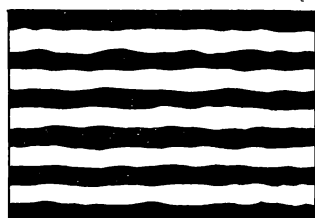


Рис. 1.30. Полосовая доменная структура

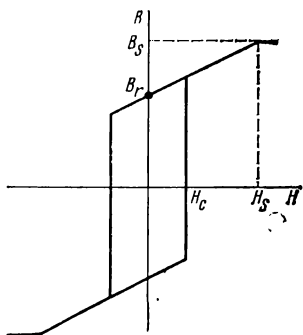


Рис. 1.31. Закритическая петля гистерезиса

Закритические пленки обладают петлей гистерезиса необычной формы (рис. 1.31) с малой остаточной намагниченностью, большой коэрцитивной силой H_c и значительным полем насыщения H_S . Наличие так называемой *вращательной магнитной анизотропии* позволяет сравнительно легко под действием внешнего поля осуществлять поворот системы полос в любом заданном направлении.

Широкое практическое применение получили доменные структуры, образующиеся в пленках с большим значением энергии перпендикулярной анизотропии, для которых $q>1$. Вектор намагниченности в этих структурах располагается в направлении ОЛН, т. е. перпендикулярно поверхности пленки даже в очень тонких пленках. Чаще всего имеют место открытые многодоменные структуры с антипараллельными доменами (см. рис. 1.29, г). При толщине пленки, меньшей

* В монокристаллических пленках из-за наличия двух взаимно перпендикулярных осей легкого намагничивания образуются сложные доменные страйп-структуры типа шахматной доски.

некоего критического значения ($h < h_{кр}$), происходит переход к ододоменному по всей пленке состоянию (см. рис. 1.29, ∂). Такие структуры возникают в поликристаллических пленках с аксиальной текстурой, в ряде монокристаллических пленок с осью симметрии кристаллической решетки, перпендикулярной поверхности пленки.

Возможно образование других доменных конфигураций с незамкнутым магнитным потоком, например цилиндрических магнитных доменов (см. § 1.10), лабиринтных структур, concentрических доменов и т. п.

С изменением толщины пленки наблюдается не только изменение доменной структуры, но и связанное с ней изменение доменных границ. Исследования показали [1.18], что при толщине, меньшей определенного значения (порядка сотых долей микронметра), характер граничных слоев между доменами отличается от рассмотренных (стенок Блоха). Такие граничные слои называют *стенками Нееля* (рис. 1.32). Различие между стенками Блоха и Нееля заключается в сле-

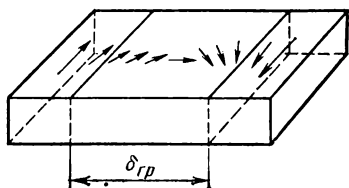


Рис. 1.32. Неелевский тип граничного слоя между доменами в тонких пленках

дующем. В стенке Блоха вращение вектора намагниченности происходит в плоскостях, параллельных плоскости граничного слоя, а в стенках Нееля — в плоскости, параллельной поверхности пленки. При этом составляющая вектора намагниченности, нормальная к плоскости пленки, остается равной нулю и внутри граничного слоя, что соответствует минимуму магнитостатической энергии. Таким образом, для границ Нееля характерно возникновение зарядов на поверхности пленки шириной, равной толщине междоменного граничного слоя $\delta_{гр}$. Это приводит к увеличению поверхностной энергии границы по сравнению с выражением (1.147) на значение удельной магнитостатической энергии границы γ_0 . Однако при определенных условиях границы Нееля оказываются энергетически выгодней границ Блоха. Если учесть для стенок Блоха удельную плотность магнитостатической энергии

$$\gamma_0^B = \mu_0 I_s^2 \pi \delta_{гр} / (h + \delta_{гр}) \quad (1.164)$$

и сравнить ее с плотностью магнитостатической энергии стенок Нееля

$$\gamma_0^H = \mu_0 I_s^2 \pi h / (h + \delta_{гр}), \quad (1.165)$$

то окажется, что в толстых пленках при $h > \delta_{гр}$ реализуются границы Блоха, поскольку в этом случае $\gamma_0^B < \gamma_0^H$. С уменьшением толщины γ_0^B начинает возрастать. При некоторой достаточно малой толщине γ_0^B может превысить γ_0^H , что приведет к возникновению границ Нееля. На практике границы Нееля существуют в очень тонких пленках. Так, для железоникелевых пленок границы

Нееля в чистом виде образуются в структурах с толщиной пленки до десятков нанометров. В более толстых пленках домены разделены стенками Блоха. Ниже (см. § 1.10) будет показано, что в ряде случаев в ТМП возможно образование доменных структур с границами смешанного типа, в которых одновременно наблюдаются границы Блоха и Нееля.

На конфигурацию доменных структур в ТМП оказывают сильное влияние поверхностные слои пленки и свойства подложки*. В ТМП существует дисперсия анизотропии, приводящая к отклонениям на отдельных участках пленки вектора намагниченности от направления оси легкого намагничивания. Неоднородность пленки может привести к появлению в управляемых доменных структурах так называемых «ложных» доменов, изменению формы границ, что крайне нежелательно, ибо искажает информацию и уменьшает быстродействие устройства, в котором эти структуры используются.

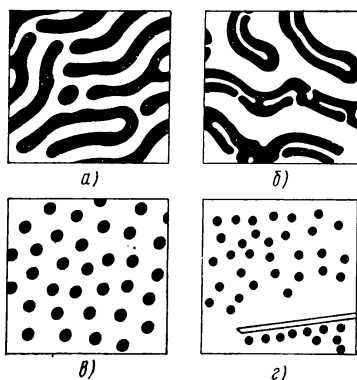


Рис. 1.33. Доменная структура в тонкой пластинке ортоферрита:

a — лабиринтная структура ($H_{\text{вн}} = 0$); *б* — переходная структура от лабиринтной к ЦМД ($H_{\text{вн}}$ мало); *в* — структура ЦМД (достаточно сильное $H_{\text{вн}}$); *г* — концентрация ЦМД около очень тонкой ферромагнитной проволоки

§ 1.10. Цилиндрические магнитные домены

Цилиндрические магнитные домены (ЦМД) возникают при определенных условиях в тонких монокристаллических пластинках или пленках некоторых ферритов, обладающих сильной одноосной перпендикулярной анизотропией.

ЦМД были получены впервые в веществах с общей химической формулой RFeO_3 , где R — редкоземельный элемент**, а также близкий им по свойствам иттрий. Такие соединения, обладающие орторомбической кристаллической структурой типа перовскита, называют ортоферритами. Из монокристалла феррита YFeO_3 вырезали тонкую (порядка 0,05 мм) пластинку в направлении, перпендикулярном оси легкого намагничивания. На рис. 1.33, *a* показана лабиринтная (серпантинообразная) доменная структура, которая наблюдалась при этом благодаря эффекту Фарадея. Весь объем пластины оказался разбитым на ряд полосовых доменов искривленной формы. Половина доменов имеет вектор намагниченности, ориентированный в положительном направлении вдоль норма-

* Свойства аморфных пленок практически не зависят от материала подложки.

** К редкоземельным относятся элементы периодической системы Менделеева от № 57 до 71.

ли к исследуемой поверхности, другая половина — отрицательном, чему на рисунке соответствуют светлые и темные участки. При воздействии на пластинку магнитным полем $H_{\text{вн}}$, направленным перпендикулярно ее поверхности, темные лабиринтные домены с антипараллельной приложенному полю ориентацией начинают сжиматься (светлые с параллельной ориентацией — расширяться),

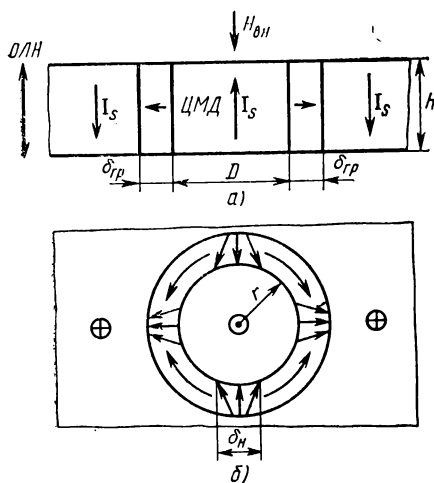


Рис. 1.34. Модель изолированного домена в одноосной пластине:

а — ЦМД во внешнем магнитном поле $H_{\text{вн}}$;
б — упрощенная модель расположения вектора намагниченности I_s в центре доменной стенки

твердой подложке, и доменом. На каплю действуют два рода сил: сила тяжести, под действием которой капля растекается по поверхности, и силы поверхностного натяжения, старающиеся придать капле форму сферы. На домен в отсутствие поля $H_{\text{вн}}$ действуют также два рода сил: силы магнитостатического происхождения, стремящиеся растянуть домен, и силы, связанные с наличием энергии доменной стенки, стремящиеся сжать домен. Количественно в отсутствие внешнего поля это приводит к «растеканию» домена по поверхности с образованием лабиринтной структуры. Если создать $H_{\text{вн}}$, то возникнет сила, связанная с взаимодействием домена с внешним полем, которая стремится сжать домен.

Устойчивость ЦМД в статических полях. Теория устойчивого состояния однородно намагниченного изолированного ЦМД радиуса r , находящегося в бесконечной монокристаллической одноосной пластине толщиной h (рис. 1.34, а), подробно разработана Э. Бобеком и Э. Тиле [4.1]. Под устойчивостью понимают способность домена сохранять цилиндрическую форму, характеризуемую r_{max} и r_{min} , в некотором диапазоне внешних полей $H_{\text{вн}} = H_{\text{min}} - H_{\text{max}}$ (поля устойчивого состояния ЦМД). Естественно, что область устойчиво-

приобретая гантелеобразную форму (рис. 1.33, б). По мере увеличения поля гантелеобразные домены разрываются, и на их основе при $H_{\text{вн}} = H_{\text{min}}$ возникают домены в форме небольших цилиндров, пронизывающие пластину по толщине сверху донизу (рис. 1.33, в). С ростом поля радиус ЦМД практически линейно уменьшается (рис. 1.33, г) и при некотором значении поля $H_{\text{вн}} = H_k$ ЦМД исчезают. Пластина оказывается однородно намагниченной (монодоменное состояние). Отсюда следует, что ЦМД существуют в определенном диапазоне значений поля $H_{\text{вн}}$.

Для качественного объяснения причин образования ЦМД можно провести формальную аналогию между каплей жидкости, находящейся на

сти соответствует минимальному значению полной энергии ЦМД:

$$E = E_m + E_\Gamma + E_\circ. \quad (1.166)$$

Для нахождения условия минимума полной энергии возьмем производную от E по r и приравняем ее нулю. Магнитная энергия с учетом изменения знака намагниченности на доменной стенке ЦМД

$$E_m = 2\mu_0 H_{\text{вн}} I_s V = 2\mu_0 H_{\text{вн}} I_s \pi r^2 h. \quad (1.167)$$

Сила сжатия при этом $F_m = \partial E_m / \partial r = 4\mu_0 H_{\text{вн}} I_s \pi r h$. Энергия граничной стенки при условии ее бесконечно малой толщины ($\delta_{\text{гр}} \ll r$)

$$E_\Gamma = 2\pi r h \gamma_{\text{гр}}. \quad (1.168)$$

Сила сжатия за счет стенки $F_\gamma = \partial E_\gamma / \partial r = 2\pi h \gamma_{\text{гр}}$.

Магнитостатическая энергия ЦМД, находящегося в пластине конечной толщины, намагниченной перпендикулярно поверхности:

$$E_\circ = -\mu_0 2I_s^2 V (N_n - N_d), \quad (1.169)$$

где N_n, N_d — усредненные по объему домена V размагничивающие факторы по ОЛН для пластины и домена.

В [1.13] приведено упрощенное выражение для E_\circ , позволяющее получить удобную для последующего анализа формулу возникающей силы растяжения в виде

$$F_\circ = \frac{\partial E_\circ}{\partial r} = \frac{4\pi\mu_0 I_s^2 h r}{1 + \varepsilon \cdot 2r/h}, \quad (1.170)$$

где коэффициент ε определяется геометрическими соотношениями в ЦМД-пластине. При $2r/h = 0-10$ $\varepsilon = 0,75$.

Условие равновесия ЦМД после упрощений примет вид

$$H_{\text{вн}} + \frac{\gamma_{\text{гр}}}{2\mu_0 I_s r} - \frac{I_s}{1 + \varepsilon \cdot 2r/h} = 0 \quad (1.171)$$

или, введя обозначения

$$H_\Gamma = \frac{\gamma_{\text{гр}}}{2\mu_0 I_s r}; \quad H_\circ = \frac{I_s}{1 + \varepsilon \cdot 2r/h}, \quad (1.172)$$

получим

$$H_{\text{вн}} + H_\Gamma = H_\circ. \quad (1.173)$$

Из (1.172) следует, что H_γ изменяется сильнее, чем H_\circ , при изменении радиуса домена. Графическое решение уравнения (1.171) приведено на рис. 1.35.

При выбранном поле $H_{\text{вн}} = H_{\text{вн}1}$ корнями являются точки 1 и 2. Обе точки соответствуют экстремальным значениям энергии E , но минимуму энергии, т. е. устойчивому состоянию, соответствует точка 2, поскольку любое случайное воздействие, уменьшающее радиус домена r_2 , вызывает появление силы расширения $F_\circ > F_{\text{вн}} + F_\gamma$, стремящейся вернуть домен в исходное состояние с $r = r_2$.

Из рис. 1.35 видно, что если $H_{\text{вн}}=0$, то точка 2 находится в области $r \rightarrow \infty$, т. е. ЦМД не образуются, а имеет место лабиринтная магнитная структура. При небольших полях смещения ЦМД сосуществуют с короткими полосовыми доменами. Эта область носит название области *эллиптической неустойчивости*. Для изолированного домена переход от лабиринтной структуры к ЦМД и обратно происходит резко в поле H_{min} ; с ростом напряженности точка 2 переходит в область конечных значений r , что соответствует образованию устойчивых ЦМД, радиус которых с изменением

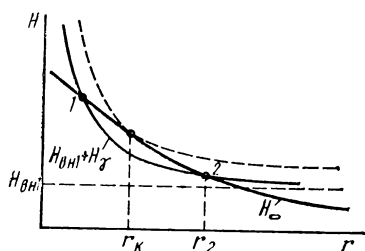


Рис. 1.35. Схематическое изображение зависимостей $H_{\text{вн}}$, $H_{\text{с}}$, $H_{\text{г}}$ от радиуса домена r

поля от H_{min} до H_{max} изменяется от r_{max} до r_{min} . При дальнейшем увеличении $H_{\text{вн}}$ точки 1 и 2 сближаются, радиус домена сильно уменьшается, и ЦМД попадает в зону *радиальной неустойчивости*. При $H_{\text{вн}}=H_{\text{к}}$ точки пересечения сливаются в точку касания с абсциссой $r_{\text{к}}$, которую называют радиусом коллапсирования. Значение $r_{\text{к}}$ зависит от параметров материала.

Образец переходит в состояние устойчивого однородного намагничивания. Этот переход называют *коллапсом* (реже — аннигиляцией) ЦМД. Для получения первоначальной лабиринтной структуры необходимо нагреть пластину выше точки Кюри или размагнитить ее специальными методами (§ 1.4). Условия устойчивости, как следует из (1.171), определяются толщиной h и физическими свойствами материала пластины, в которой обеспечивается подобная структура.

Для характеристики совокупности физических свойств материала вводят понятие *характеристической длины материала*

$$l_0 = \gamma_{\text{гп}} / (\mu_0 I_s^2). \quad (1.174)$$

Практический интерес представляет получение теоретическим путем значений внешнего поля $H_{\text{вн}}$, определяющих зону существования устойчивых ЦМД между границами эллиптической и радиальной неустойчивости для пластин с различными l_0/h . В [1.13] показано, что с уменьшением толщины пластины (с ростом l_0/h) расширяется область полей устойчивого равновесия доменов ($H_{\text{max}}/H_{\text{min}}$ возрастает от 1 до 1,7). В толстых пластинах незначительное колебание поля относительно H_{min} может привести к коллапсу. Очень тонкие пластины ($l_0/h \gg 1$) в ЦМД-технике не применяют из-за трудностей считывания информации (см. § 4.5). Соответствующие этим полям диаметры ЦМД для заданного материала составляют $D_{\text{min}} = D_{\text{к}} \approx 4 l_0$ при $l_0 = 0,35h$, $D_{\text{max}} \approx 14 l_0$ при $l_0 = 0,2h$.

В достаточно широком диапазоне изменения l_0/h $D_{\text{max}} \approx 3D_{\text{min}}$. С уменьшением толщины диапазон диаметров устойчивых доменов быстро растет. В реальных ЦМД-устройствах обычно обеспечивают D/h в пределах от 1,0 до 2,0.

Структура доменной стенки. Наиболее распространенным видом доменной стенки в реальных ЦМД-пластинах является доменная граница Блоха толщиной δ_B [см. (1.151)], содержащая n участков по типу границ Нееля толщиной δ_H каждый. Такая сегментированная структура получила название плоской блоховской доменной границы с вертикальными блоховскими линиями (ВБЛ). Из рис. 1.34, б, на котором представлена упрощенная модель поведения вектора намагниченности в центре стенки, видно, что намагниченность последовательно изменяет свое направление на отдельных участках стенки, причем граничные участки намагничены приблизительно по радиусу. Каждая вертикальная блоховская линия разделяет участки блоховской границы с правым и левым разворотом спинов в стенке. Толщина границы остается постоянной, кроме мест расположения ВБЛ, где она уменьшается. При $q \gg 1$ сужением границ Блоха из-за наличия ВБЛ можно пренебречь.

Суммарная поверхностная плотность энергии доменной границы, содержащей n ВБЛ,

$$\gamma_{rp} = \gamma_B \sqrt{1 + (\gamma_B n / r)^2} \quad (1.175)$$

превосходит плотность энергии простой стенки Блоха $\gamma_B = 4 \sqrt{\frac{A}{a}} K$ [см. (1.152)].

Анализ (1.175) показывает, что наличие ВБЛ может изменить рассмотренную теорию устойчивости ЦМД, так как при больших плотностях энергии границ Блоха полная энергия этой сложной стенки с уменьшением радиуса домена изменяется. Однако при малом числе n и для ЦМД-материалов со сравнительно большим значением радиуса r этим эффектом можно пренебречь.

Большое число ВБЛ приводит к появлению в пластинах из некоторых материалов при определенных условиях особых видов ЦМД, которые получили название твердых или *магнито жестких* (ТЦМД). Отличие этих доменов от простых ЦМД заключается в том, что они коллапсируют в полях, значительно больших поля коллапса простых ЦМД. Диапазон полей, необходимый для устойчивого существования ТЦМД, более широк, чем для обычных ЦМД. При одинаковых внешних полях диаметр ТЦМД превышает диаметр нормального домена.

ТЦМД являются нежелательными в ЦМД-устройствах, так как они имеют по сравнению с ЦМД существенно худшие динамические свойства. Для их уничтожения применяют специальные технологические меры, например метод ионной имплантации поверхности ЦМД-материала (см. § 2.22).

Динамика ЦМД. Динамические свойства ЦМД характеризуют способность домена при определенных условиях передвигаться внутри пластины или по специально сформированному каналу.

Условие передвижения может быть представлено в виде

$$F = - \text{grad } E, \quad (1.176)$$

где F — сила, под действием которой перемещается домен.

Из (1.176) следует, что для создания силы F необходимо обеспечить зависимость любой составляющей полной энергии в выражении (1.166) от пространственной координаты.

Одним из распространенных способов перемещения ЦМД является создание неоднородных внешних полей смещения. В этом случае домен перемещается в направлении, противоположном градиенту поля в сторону слабых полей.

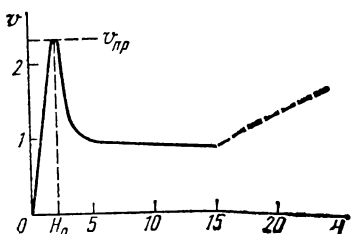
Для оценки динамики поведения ЦМД используют понятие подвижности доменной границы $\mu_{гр}$ совместно со скоростью ее устойчивого движения v , которые связаны со строением граничной стенки.

Подвижность доменной стенки обусловлена микроскопическими процессами, происходящими в стенке Блоха, и определяется следующим образом:

$$\mu_{гр} = \gamma \partial_L \mu_0 / a, \quad (1.177)$$

где γ — гиромагнитное отношение; a — постоянная затухания Гильберта, характеризующая процессы релаксации намагниченности (для доменосодержащих материалов $a \approx 0,01 \div 0,1$ при комнатной температуре).

Рис. 1.36. Качественная характеристика скорости движения доменной границы в ЦМД-пластине под действием внешнего поля (в условных единицах)



Наличие даже незначительного числа ВБЛ приводит к снижению подвижности границы и возникновению гироскопического эффекта. Гироскопический эффект заключается в том, что ЦМД при определенных условиях (например, большом числе n ВБЛ, высокой подвижности $\mu_{гр}$, малом радиусе r) отклоняется от направления градиента приложенного поля на значительный угол.

Скорость устойчивого движения границы, перпендикулярная ее поверхности, согласно теории Ландау — Лившица, пропорциональна действующему на границу локальному магнитному полю H и для простой блоховской границы имеет вид

$$v = \mu_{гр} H. \quad (1.178)$$

Если домен передвигается в направлении x в простом градиентном поле вида $H = H_0 - H_1 x$, то скорость его перемещения

$$v = \mu_{гр} r H_1 = 0,5 \mu_{гр} \left(\Delta H - \frac{8}{\pi} H_c \right), \quad (1.179)$$

где ΔH — изменение внешнего поля на диаметре ЦМД; H_c — поле коэрцитивности (коэрцитивная сила) из-за несовершенства пластины, препятствующее движению доменной границы.

Наличие в граничной стенке даже небольшого числа n ВБЛ приводит к снижению скорости перемещения в соответствии с выражением

$$v = \left\{ 1 + \left[\frac{(n+2) \mu_{гр}}{\mu_0 \gamma r} \right]^2 \right\}^{-1/2}. \quad (1.180)$$

Перемещение ЦМД в градиентном поле сопровождается эллиптической деформацией формы домена, что может привести к потере устойчивости. Значения градиента поля H_1 сказываются на структуре доменной границы. Как показали исследования [4.6], даже при относительно небольших градиентах может происходить существенная перестройка границы с образованием ВБЛ. На рис. 1.36 показана в условных единицах зависимость средней скорости продвижения доменной границы в ЦМД-пластине от напряженности внешнего поля, качественно отражающая реальные динамические процессы, происходящие при движении ЦМД. Из рисунка следует, что существует предельное значение скорости $v_{пр}$, определяемое некоторым оптимальным полем H_0 , превышение которого приводит к снижению скорости ($v < v_{пр}$) из-за перестройки границы.

Перечисленное не охватывает всех вопросов, связанных с динамикой ЦМД. Подробнее с ними можно ознакомиться в [1.11, 4.6].

§ 1.11. Теория кривой намагничивания и петли гистерезиса

КРИВАЯ НАМАГНИЧИВАНИЯ

Рассмотрим ход кривой намагничивания, т. е. зависимость $B = f(H)$ * макрообъема ферромагнетика, состоящего из совокупности отдельных кристаллитов. Схематически ход такой кривой для ферромагнетика с кубической кристаллической структурой изображен на рис. 1.37 (в прямоугольниках показаны направления намагничивания доменов при различных значениях намагничивающего поля). Исходное состояние соответствует размагниченному образцу ($H=0$; $B=0$), т. е. равновероятному расположению магнитных моментов доменов, намагниченных в направлении осей легкого намагничивания (по ребрам куба).

Слабым полям соответствует участок *обратимого смещения границ доменов*. На этом участке происходит увеличение объема доменов, векторы намагниченности (магнитных моментов) которых образуют наименьший угол с направлением внешнего поля за счет антипараллельно намагниченных доменов. Процесс практически является обратимым, т. е. после удаления внешнего поля образец возвращается в исходное состояние.

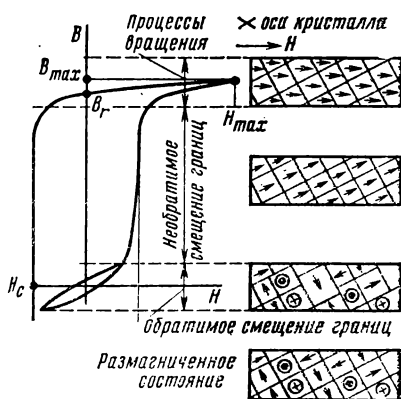


Рис. 1.37. Схематический ход кривой намагничивания ферромагнетика

* Или зависимость $I = f(H)$.

На участке *необратимого смещения границ доменов* происходят повороты векторов намагниченности доменов на 90 и 180°, что соответствует крутому ходу кривой намагничивания. Изменение намагниченности на этом участке скачкообразно (эффект Баркгаузена).

В области сильных полей на *участке вращения* направление векторов намагниченности из легкого постепенно переходит в более трудное, параллельное полю H .

Когда все магнитные моменты расположатся параллельно внешнему полю, наступает техническое насыщение ($I=I_s$), т. е. считается, что дальнейшее увеличение H не вызывает увеличения I_s , а B увеличивается лишь постольку, поскольку растет H^* .

В действительности увеличение H сопровождается незначительным возрастанием намагниченности I_s (*парапроцесс*), которая в пределе приближается к «истинному насыщению» I_0 .

Если для точки с координатами H_{\max} и B_{\max} удалить внешнее поле ($H=0$), то индукция будет равна остаточной индукции B_r , т. е. будет иметь место гистерезис. Чтобы получить в образце $B=0$, на него надо воздействовать размагничивающим полем, равным коэрцитивной силе H_c .

Приведенный анализ хода кривой намагничивания является упрощенным. Практически процесс происходит значительно сложнее; например, явления смещения граничных слоев и вращения частично перекрывают друг друга.

Математически процесс намагничивания, т. е. появление преимущественной ориентации намагниченности I_s по направлению внешнего поля H , можно представить (для единицы объема) следующим выражением:

$$\delta I_H = I_s \sum \cos \theta_i \delta V_i + I_s \sum V_i \delta (\cos \theta_i), \quad (1.181)$$

где δI_H — результирующая намагниченность в направлении поля H ; θ_i — угол между направлением поля и вектором намагниченности i -й области объема V_i .

Первое слагаемое выражения (1.181) описывает намагниченность $\delta I_{\text{см}}$, обусловленную процессами смещения граничных слоев доменов, второе — намагниченность $\delta I_{\text{вр}}$, обусловленную процессами вращения. Следовательно, можно записать

$$\delta I_H = \delta I_{\text{см}} + \delta I_{\text{вр}}. \quad (1.182)$$

Так как восприимчивость $\chi = dI/dH$, то

$$\chi = (dI/dH)_{\text{см}} + (dI/dH)_{\text{вр}} = \chi_{\text{см}} + \chi_{\text{вр}}. \quad (1.183)$$

Анализ кривых намагничивания различных групп магнитных материалов (см. гл. 2) показывает, что начальная магнитная восприимчивость магнитомягких материалов определяется в основном процессами смещения, т. е. составляющей $\chi_{\text{см}}$, магнитотвердых материалов — процессами вращения, т. е. составляющей $\chi_{\text{вр}}$.

* Это ясно из выражения $B = \mu_0(H + I)$.

Теория процессов смещения границ доменов. Теория процессов смещения границ доменов была разработана в 1938 г. Е. И. Кондорским. Точная количественная оценка этих явлений, с которыми в первую очередь связана начальная магнитная восприимчивость (проницаемость), затруднительна. Это объясняется тем, что строение граничных слоев и процессы их смещения сложным образом зависят от многих трудно учитываемых факторов — структуры кристаллов, наличия посторонних включений, механических напряжений и т. п. Например, если на пути смещения граничных слоев встречаются включения, то слой между доменами вынужден «обтекать» включения, что изменяет величину поверхности границы, энергию граничного слоя и, следовательно, характер намагничивания.

Рассмотрим некоторые общие положения процессов смещения границ на примере доменов со 180° -ным соседством.

На рис. 1.38, а схематически изображены два соседних антипараллельных домена, векторы намагниченности которых лежат в плоскостях, параллельных плоскости yoz , соответствующей непосредственному соседству доменов. На рис. 1.38, б представлен график зависимости энергии $\gamma_{гр}$ единицы поверхности граничного слоя от координаты x . Эта зависимость имеет сложный характер, так как она определяется многими причинами — внутренними напряжениями и их неоднородностью, включениями и т. п. На рис. 1.38, в дана зависимость $\partial\gamma_{гр}/\partial x = f(x)$.

Если по оси z действует внешнее поле H , то объем доменов, направление намагниченности которых совпадает с направлением H , растет за счет уменьшения антипараллельно намагниченных доменов, «съедаемых» при перемещении граничного слоя по оси x . Смещению границы доменов на δx соответствует в объеме $y\delta x$ уменьшение магнитной энергии на $\Delta E_m = 2\mu_0 H I_s y \delta x$ и увеличение энергии граничного слоя на $\Delta E_1 = y \delta x \frac{d\gamma_{гр}}{dx}$. Новое условие равновесия определяется из условия равенства изменений энергий магнитной и граничного слоя:

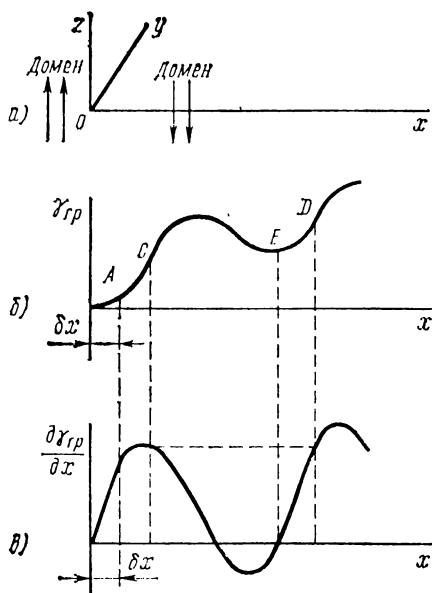


Рис. 1.38. Зависимость удельной граничной энергии $\gamma_{гр}$ и градиента этой энергии $\partial\gamma_{гр}/\partial x$ от координаты x

$$2\mu_0 H I_s y z \delta x = \frac{d\gamma_{\text{гр}}}{dx} y z \delta x. \quad (1.184)$$

Характер изменения намагниченности δI_H под действием поля зависит от значений поля и вида зависимости $\gamma_{\text{гр}} = f(x)$. Если $\delta x < x_C$ (рис. 1.38) *, то после снятия внешнего поля граница доменов сместится в исходное положение, т. е. будет иметь место обратимое смещение границ доменов. Если же $\delta x > x_C$, то граница доменов будет продолжать смещаться без увеличения внешнего поля до координаты x_D , где D — точка, имеющая такой же градиент, что и точка C . Значит, намагниченность увеличится скачком, т. е. на кривой намагничивания в координатах $I = f(H)$ возникнет вертикальный участок — скачок Баркгаузена. После устранения внешнего поля граница уже не вернется в исходное состояние, она остановится в точке E с минимумом энергии, т. е. будет иметь место остаточная намагниченность (гистерезис). Такого рода изменения соответствуют необратимым процессам смещения границ доменов.

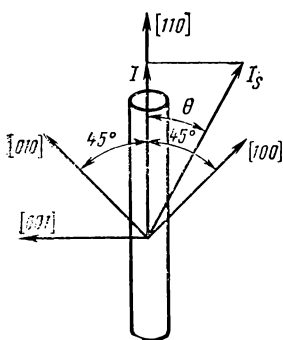


Рис. 1.39. Расположение образца в виде проволоки из монокристалла ферромагнетика с кубической симметрией относительно кристаллических осей и направления внешнего поля

располагается по направлению оси легкого намагничивания, ближайшей к направлению намагничивающего поля. При дальнейшем увеличении поля вектор I_s поворачивается ближе к полю H , и процесс заканчивается, когда векторы I_s и H становятся параллельными друг другу.

Рассмотрим основные соотношения, характеризующие процесс вращения, на примере намагничивания монокристалла кубической симметрии.

Для упрощения задачи будем считать, что:

а) образец имеет форму проволоки, намагничиваемой вдоль продольной оси; для таких образцов коэффициент размагничивания $N_p \approx 0$ (см. § 1.4) и поэтому в выражении для полной энергии (1.140) магнитостатической энергией можно пренебречь ($E_o \approx 0$);

б) направление намагничивания совпадает с трудным кристаллографическим направлением $[110]$;

в) в исходном состоянии намагниченность I_s направлена по осям легкого намагничивания $[100]$ и $[010]$ (рис. 1.39), т. е. процесс смещения границ доменов завершен (намагниченность по оси легкого намагничивания $[001]$ равна нулю);

г) упругие напряжения отсутствуют, т. е. $E_\sigma = 0$, $E_\lambda \approx 0$.

* Точка C соответствует максимальному градиенту энергии граничного слоя.

При этих допущениях полная энергия состоит из энергий анизотропии и магнитной:

$$E = K_1 \alpha_1^2 \alpha_2^2 - \mu_0 H I_s \cos \theta, \quad (1.185)$$

где θ — угол между намагниченностью I_s и направлением внешнего поля H , совпадающим с осью $[110]$ *.

Вводя относительную намагниченность $y = I/I_s = \cos \theta$ и учитывая, что

$$\alpha_1 = \cos(45^\circ - \theta) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\cos \theta + \sin \theta),$$

$$\alpha_2 = \cos(45^\circ + \theta) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\cos \theta - \sin \theta),$$

получим

$$E = \frac{1}{4} K_1 (2y^2 - 1)^2 - \mu_0 H I_s y. \quad (1.186)$$

При условии устойчивого состояния ферромагнетика ($\partial E / \partial y = 0$)

$$H = \frac{2K_1}{\mu_0 I_s} (2y^2 - 1)y. \quad (1.187)$$

Уравнение (1.187) графически представлено на рис. 1.40. Отличие полученной кривой $I = f(H)$ ** от кривых намагничивания реальных ферромагнетиков объясняется прежде всего тем, что кривая рис. 1.40 построена в предположении, что весь процесс намагничивания происходит за счет вращения. В действительности же на участке OF (или OG) основную роль играет смещение границ доменов, и, следовательно, рассматривать надо только участки FDC (или GLM) кривой. Для этих участков теория хорошо совпадает с опытом.

Следует подчеркнуть, что рассматривался частный случай намагничивания кубического кристалла в направлении оси $[110]$.

Аналогичным образом можно получить зависимости $I = f(H)$ для намагничивания кристалла за счет процессов вращения и по другим осям. Н. С. Акулов рассмотрел также задачу о намагничивании поликристаллического ферромагнетика путем усреднения данных для монокристаллов. Однако такого рода расчеты хорошо совпадают с опытом только в случае

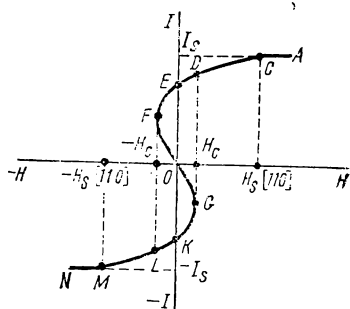


Рис. 140. Теоретическая кривая намагничивания для образца рис. 1.39.

* Ввиду симметрии осей $[100]$ и $[010]$ относительно поля H в расчете можно условно считать, что вся намагниченность направлена по оси $[100]$.

** Или $y = f(H)$.

сильных полей, для которых процессы смещения границ доменов практически отсутствуют.

Рассмотрим влияние упругих напряжений σ на намагничивание ферромагнетиков в области процессов вращения. Считаем напряжения, действующие по направлению поля H , настолько большими, что энергией магнитной анизотропии E_a можно пренебречь по сравнению с энергией E_σ , обусловленной внешними напряжениями. В этом случае полная энергия [см. формулу (1.140)]

$$E = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \varphi - \mu_0 H I_s \cos \varphi. \quad (1.188)$$

При условии минимума свободной энергии ($\partial E / \partial \varphi = 0$) получим

$$I = I_s \cos \varphi = -\frac{I_s^2}{3\lambda_s \sigma} \mu_0 H, \quad (1.189)$$

откуда магнитная восприимчивость

$$\chi = -\frac{\mu_0 I_s^2}{3\lambda_s \sigma}. \quad (1.190)$$

Так как I и H имеют для ферромагнетиков одинаковые знаки, то формулы (1.189) и (1.190) применимы для случаев $\lambda_s > 0, \sigma < 0$ и $\lambda_s < 0, \sigma > 0$. Кривые намагничивания для обоих случаев имеют вид наклонных прямых.

На рис. 1.41 приведены опытные зависимости $B = f(H)$ для никеля без и при наличии упругих растягивающих напряжений. Кривые хорошо согласуются с опытом.

Для некоторых групп магнитотвердых материалов интересно рассмотреть влияние на намагничивание сильных внутренних напряжений с беспорядочным расположением их ориентаций. В этом случае на границах объемов с разной ориентацией напряжений возникает большой градиент напряжений, являющийся в некотором роде барьером, препятствующим смещению границ доменов. Для таких материалов

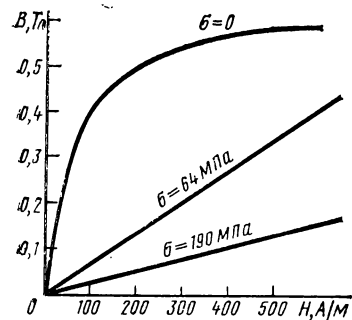


Рис. 1.41. Кривые намагничивания поликристаллического никеля без и при наличии упругих растягивающих напряжений

начальная восприимчивость почти полностью определяется процессами вращения.

ПЕТЛЯ ГИСТЕРЕЗИСА

Причинами гистерезиса, как было указано, могут быть необратимые процессы смещения границ доменов и необратимые процессы вращения.

Е. И. Кондорский, в значительной степени разработавший теорию петли гистерезиса, установил также третью причину гистерезиса — задержку роста зародышей перемagnetичивания, под которыми понимают объемы с самопроизвольной намагнитченностью обратного направления по отношению к основной ориентации намагнитченности насыщения образца. Природу образования зародышей пока нельзя считать окончательно выясненной. Можно предположить, что в ферромагнетиках при намагнитчивании даже до насыщения остаются небольшие объемы с обратным направлением намагнитченности. При воздействии на образец поля, совпадающего по направлению с намагнитченностью зародышей, последние будут служить как бы очагами перемagnetичивания.

Рассмотрим гистерезис с точки зрения трех возможных причин его возникновения.

Гистерезис, обусловленный задержкой смещения границ между доменами. О механизме возникновения гистерезиса за счет необратимого смещения границ доменов упоминалось при анализе зависимостей, изображенных на рис. 1.38. Как указывалось, точке E соответствует устойчивое состояние, которому предшествовало перемещение границы доменов под действием внешнего поля в область, расположенную правее точки E , например в точку D , и последующее смещение влево до точки E с минимумом энергии после снятия внешнего поля. Для перемещения границы доменов далее влево до точки O , которой соответствует размагнитченное состояние, необходимо приложить некоторое поле обратного направления, которое представляет собой коэрцитивную силу H_c , обусловленную задержкой смещения границ между доменами. Сохранив принятое при рассмотрении указанного примера допущение о том, что домены имеют форму плоскопараллельных слоев, тем самым будем считать, что при смещении границы доменов ее поверхность остается неизменной.

Тогда, используя (1.184), критическое поле можно представить в виде

$$H_c = \frac{1}{2\mu_0 I_s} \left(\overline{\frac{\partial \gamma_{\text{гп}}}{\partial x}} \right)_{\text{max}}. \quad (1.191)$$

Черта означает среднее значение $(\partial \gamma_{\text{гп}} / \partial x)_{\text{max}}$ по всей смещающейся поверхности, а максимальные значения градиента взяты потому, что H_c есть мера максимальной квазиупругой силы, действующей на границу при ее перемещении.

Когда по пути смещения стенки происходит существенное изменение площади ее поверхности, что имеет место, например, при обтекании большого количества препятствий в виде неферромагнитных включений и др., а локальные неоднородности $\partial \gamma_{\text{гп}} / \partial x$ относительно малы, коэрцитивная сила

$$H_c = \frac{\gamma_{\text{гп}}}{2\mu_0 I_s \bar{S}} \left(\overline{\frac{\partial S}{\partial x}} \right)_{\text{max}}, \quad (1.192)$$

где \bar{S} — среднее значение площади поверхности граничного слоя.

Е. И. Кондорский показал, что для случая, описываемого уравнением (1.191), коэрцитивная сила определяется в основном градиентом внутренних напряжений и может быть представлена так:

$$H_c \approx \frac{\lambda_s \delta_{\text{гр}}}{2\mu_0 I_s} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_{\text{max}}, \quad (1.193)$$

где $\delta_{\text{гр}}$ — толщина граничного слоя.

Теория Е. И. Кондорского известна под названием *теории напряжений*. Она находит качественное подтверждение в материалах с малым количеством включений, для которых характерно низкое значение коэрцитивной силы (магнитомягких материалов).

М. Керстен рассмотрел вопрос определения H_c при большом количестве включений (*теория включений*).

Основные качественные положения этой теории состоят в следующем. Если считать, что в рассматриваемой модели значение отношения $\partial \gamma_{\text{гр}} / \partial n$ мало (n — нормаль к поверхности стенки), т. е. $\gamma_{\text{гр}} \approx \text{const}$, то энергия $E_{\gamma} = \gamma_{\text{гр}} S$ будет тем меньше, чем меньше площадь стенки. Отсюда следует, что в отсутствие внешнего поля граница доменов стремится расположиться так,

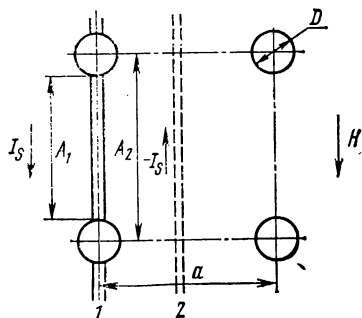


Рис. 1.42. Модель для определения коэрцитивной силы по теории включений

чтобы пересекать возможно большее число включений. Под воздействием внешнего поля граница может сойти с включений; ее площадь увеличится и соответственно возрастет E_{γ} . Значение H_c определяется максимальным увеличением граничной энергии при смещении границ доменов. Данные положения можно проиллюстрировать на примере простейшей модели, изображенной на рис. 1.42. В этой модели включения имеют форму сфер диаметром D , расположенных в виде кубической решетки с постоянной a . В отсутствие поля граница доменов располагается в положении 1, которому соответствует наименьшая ее площадь. Под действием внешнего поля H стенка смещается вправо, при этом площадь ее увеличивается в отношении $(A_2/A_1)^2$ и соответственно возрастает энергия E_{γ} . Для рассматриваемой модели коэрцитивную силу можно определить по формуле

$$H_c = p_1 \frac{K_{\text{эф}}}{\mu_0 I_s} \beta^n, \quad (1.194)$$

где $K_{\text{эф}}$ — эффективная постоянная магнитной анизотропии; β — концентрация примесей; n — показатель степени, равный 1, $2/3$, $4/3$ и т. п.; p_1 — коэффициент, зависящий от отношения толщины граничного слоя к диаметру включений. При $\delta_{\text{гр}} \ll D$ имеем $p_1 \approx \delta_{\text{гр}}/D$, а при $\delta_{\text{гр}} \gg D$ коэффициент $p_1 \approx D/\delta_{\text{гр}}$. Отсюда следует, что H_c име-

ет наибольшее значение при дисперсности частиц $D \approx \delta_{\text{гр}}$. Из выражения (1.194) также следует, что H_c растет с увеличением концентрации примесей β .

Существенное развитие теория включений получила благодаря работам Л. Нееля и Е. И. Кондорского, которые учли возможность образования на включениях магнитных зарядов и, следовательно, магнитостатическую энергию. Рис. 1.43 поясняет это положение. Для состояния, соответствующего рис. 1.43, а, магнитостатическая энергия

$$E'_0 = \frac{1}{2} \frac{1}{3} \frac{4\pi r^3}{3} \mu_0 I_s^2 = 0,7r^3 \mu_0 I_s^2; \quad (1.195)$$

для состояния, соответствующего рис. 1.43, б,

$$E''_0 = 0,46E'_0. \quad (1.196)$$

Разность энергий ($E'_0 - E''_0$) есть мера того поля, которое должно быть приложено для смещения доменной границы из положения рис. 1.43, а в положение рис. 1.43, б. Это поле необходимо учитывать при расчете коэрцитивной силы.

Возникновение магнитных зарядов вблизи включений приводит к образованию вторичной структуры доменов, характер которых зависит от многих причин: величины включений, свойств ферромагнетика (например, количества осей легкого намагничивания в нем) и др. Это хорошо видно из рис. 1.44, на котором изображена вторичная структура доменов вблизи включений для некоторых типичных случаев. Магнитостатические взаимодействия в подобных образованиях могут быть рассчитаны.

Гистерезис, обусловленный необратимым процессом вращения.

Ранее было отмечено, что процессы вращения «в чистом виде» происходят в отсутствие доменных границ, поэтому исключается их смещение. Такие условия возможны, например, в очень мелких частицах ферромагнетика, для которых энергетически выгодно образование однодоменной структуры (см. § 1.7). Однодоменность предполагает отсутствие зародышей перемангничивания. Гистерезис, обусловленный необратимым процессом вращения, был впервые рассмотрен Н. С. Акуловым. Подход к решению данного вопроса можно проиллюстрировать на примере кривой намагничивания, представленной на рис. 1.40. Эта кривая имеет термодинамически неустойчивый участок *FOG* и устойчивые участки *FEDO* и *GKLM*. Значит, если магнитное состояние меняется, например, по кривой *CDEF*, то при достижении точки *F* (поля $H = -H_c$) это состояние

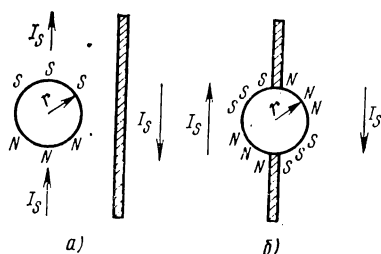


Рис. 1.43. Зависимость магнитостатической энергии от положения граничного слоя:

а — граница вне включений; б — граница пересекает включения

изменится скачкообразно и будет соответствовать точке L . Аналогично при достижении по кривой $MLKG$ точки G (поля $H=H_c$) произойдет скачкообразный переход из точки G в точку D . Таким образом, магнитные свойства будут меняться по петле гистерезиса с коэрцитивной силой H_c . Используя уравнение (1.187), описывающее кривую рис. 1.40, при условии, что $\partial H/\partial I=0$ в точках F и G ($H=\pm H_c$), получим

$$H_{c[110]} = \pm \frac{4}{3\sqrt{6}} \frac{K_1}{\mu_0 I_s} \approx \pm \frac{K_1}{2\mu_0 I_s}. \quad (1.197)$$

При намагничивании кристалла в направлениях, отличных от $[110]$, коэрцитивная сила определяется выражением, подобным (1.197), но с другими числовыми коэффициентами, т. е. в общем случае

$$H_c = a \frac{K_1}{\mu_0 I_s}, \quad (1.198)$$

где $0,5 \leq a \leq 2$.

В расчете учитывалась только энергия кристаллографической анизотропии. Когда энергия, связанная с магнитоупругими напряжениями превалирует над другими видами энергии, можно получить выражение, аналогичное (1.198), заменив K_1 произведением $\lambda_s \sigma$:

$$H_c = b \frac{\lambda_s \sigma}{\mu_0 I_s}, \quad (1.199)$$

где $b=1,5 \div 3$ — числовой коэффициент.

Для полностью изотропного в магнитном отношении ферромагнетика коэрцитивная сила определяется только анизотропией формы частицы. Предположим, что частица имеет форму эллипсоида вращения и внешнее поле, обратное началь-

Рис. 1.44. Вторичная структура ферромагнитных доменов вблизи включений (заштрихованные области):

a — включение пересекается 180° -ным граничным слоем; b — включение вне граничного слоя AB ; $в$ — «прилипание» граничного слоя к включению; $г$ — образование структуры шлейфа при смещении границ между доменами для ферромагнетика с тремя осями легкого намагничивания

му направлению намагнитченности, параллельно главной (длинной) оси. Тогда энергия

$$E = \frac{1}{2} \mu_0 I_s^2 (N_a \cos^2 \theta + N_b \sin^2 \theta) + \mu_0 H I_s \cos \theta, \quad (1.200)$$

где N_a — коэффициент размагничивания в направлении главной оси эллипсоида; N_b — коэффициент размагничивания в любом направлении, перпендикулярном главной оси; θ — угол между векторами H и I_s .

Первый член уравнения (1.200) представляет собой магнито-статическую энергию, второй — магнитную энергию взаимодействия намагниченной частицы с внешним полем H .

Из условия нахождения минимума энергии ($\partial E/\partial \theta = 0$), принимая во внимание, что коэрцитивной силе соответствует значение $\theta = 0$, получим

$$H_c = |N_b - N_a| I_s. \quad (1.201)$$

Максимально возможное для данного вещества значение H_c соответствует сильно вытянутой частице, для которой можно считать, что $N_a = 0$; $N_b = 1/2$. Тогда

$$H_c = I_s/2. \quad (1.202)$$

На рис. 1.45 представлена зависимость коэрцитивной силы эллипсоидной частицы, обусловленной только анизотропией формы, от отношения осей эллипсоида для железа ($I_s = 1,7 \cdot 10^5$ А/м). Из рис. 1.45 видно, что при отношении осей уже порядка 10 условия близки к предельным.

Для системы хаотически ориентированных частиц коэрцитивная сила определяется выражением

$$H_c = c |N_b - N_a| I_s, \quad (1.203)$$

где $c = 0,48$ — числовой коэффициент.

В табл. 1.2 приведены максимальные значения коэрцитивной силы мелких (однодоменных) частиц, обусловленные различными причинами.

Таблица 1.2. Максимальные значения коэрцитивной силы мелких (однодоменных) частиц, обусловленные различными причинами

Причина	Выражение для H_c	Максимальные значения H_c , кА/м		
		Fe	Co	Ni
Кристаллографическая анизотропия	$2K_1/\mu_0 I_s$	40	480	11
Анизотропия формы	$I_s/2$	850	700	252
Анизотропия механических напряжений *	$3\lambda_s \sigma / \mu_0 I_s$	48	48	320

* Расчет выполнен для $\sigma = 2 \cdot 10^9$ Па = 20 650 кгс/см².

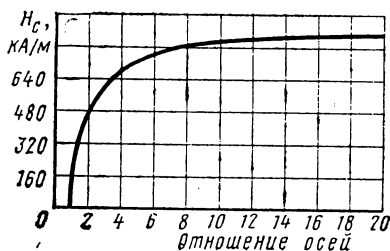


Рис. 1.45. Зависимость коэрцитивной силы эллипсоидной частицы железа, обусловленной анизотропией формы, от отношения осей эллипсоида

В общем случае коэрцитивную силу, вызванную необратимыми процессами вращения, можно представить как сумму трех рассмотренных составляющих:

$$H_c = K H_c + \sigma H_c + N H_c = a \frac{K_1}{\mu_0 I_s} + b \frac{\lambda_s \sigma}{\mu_0 I_s} + c |N_b - N_a| I_s, \quad (1.204)$$

где индексы K , σ , N при коэрцитивной силе означают природу ее возникновения.

Необратимые процессы вращения существенным образом влияют на магнитные характеристики не только мелких порошков, но также тонких магнитных пленок, высококоэрцитивных гетерогенных ферромагнитных сплавов и некоторых других групп магнитных материалов. Однородность структуры и связанный с этим рост влияния необратимых процессов вращения на коэрцитивную силу хорошо иллюстрируется изображенной на рис. 1.46 зависимостью H_c от диаметра частицы $D_{\text{ч}}$ для Mn—Bi .

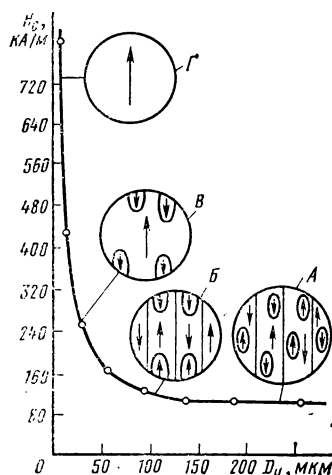


Рис. 1.46. Зависимость коэрцитивной силы от диаметра частиц сплава Mn—Bi для доменных структур:

А — многодоменная; Б — многодоменная без поверхностных замыкающих областей; В — переходная; Г — однодоменная

Гистерезис, обусловленный ростом зародышей перемагничивания. Ранее указывалось, что в материале могут возникать зародыши перемагничивания, которые можно также создавать искусственно. Это было осуществлено в опытах ряда исследователей. Удалось даже выделить (путем травления образца) зародыши из общего объема материала, т. е. непосредственно доказать их существование. При действии внешнего поля с направлением, обратным первоначальному намагничиванию, происходит постепенный рост зародышей до критических размеров, после чего рост энергетически выгоден,

т. е. энергетически выгоден процесс перемагничивания. Поле, соответствующее началу этого процесса, называют полем старта $H_{\text{ст}}$. Затем перемагничивание может происходить при поле, меньшем $H_{\text{ст}}$, называемом критическим H_0 . Это ($H_0 < H_{\text{ст}}$) объясняется следующим образом. Для образования зародыша перемагничивания необходима энергия, идущая на создание граничного слоя между зародышем и окружающей его средой. Для дальнейшего перемагничивания образца граничный слой во время движения должен преодолевать потенциальные барьеры, возникающие из-за неоднородностей материала. При этом затрачиваемая энергия может быть меньше той, которая требовалась для образования граничного слоя.

Гистерезис, обусловленный задержкой роста зародышей перемагничивания, наиболее наглядно можно проанализировать на материалах с прямоугольной петлей гистерезиса. У таких ма-

териалов перемagnичивание осуществляется единственным скачком.

Экспериментальное исследование процесса роста зародышей перемagnичивания можно провести на установке, схема которой изображена на рис. 1.47. Исследуемый образец представляет собой тонкую проволоку AB из материала с незначительной кристаллографической анизотропией, например из пермаллоя. В проволоке путем ее растяжения создаются сильные механические напряжения. При этом выполняются условия $E_\sigma \gg E_k$ и в направлении оси проволоки $E_\sigma \approx 0$. Такой образец имеет однородную структуру и одну ось легкого намагничивания, хотя материал поликристаллический. Образец намагничивают до насыщения, создавая магнитное поле в соленоиде 1. Затем поле уменьшают до нуля, коммутируют и увеличивают до некоторого значения $H < H_{ст}$. При этом перемagnичивание еще не наступает. Если теперь посредством соленоида 2 создать на коротком участке поле, дополняющее H до $H_{ст}$, то вследствие возникновения на этом участке зародыша перемagnичивания и его дальнейшего роста произойдет перемagnичивание проволоки в направлении, обратном первоначальному. Индикаторные катушки 3 и 4, подключенные к осциллографу, позволяют измерять скорость перемещения граничного слоя, которая зависит от материала и условий проведения опыта и составляет 50—300 м/с. Таким скоростям соответствует приблизительно прямоугольная форма петли гистерезиса. На рис. 1.48 приведены прямоугольные петли гистерезиса проволоки из Fe-Ni сплава (Ni—14%) без натяжения и в растянутом состоянии.

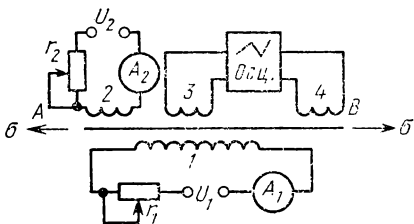


Рис. 1.47. Схема установки для исследования процессов, связанных с образованием зародышей перемagnичивания

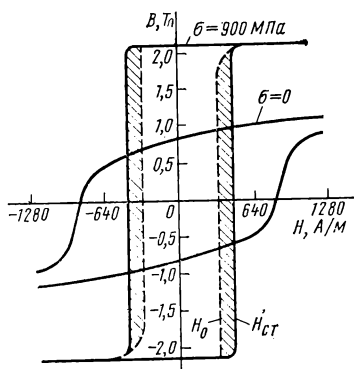


Рис. 1.48. Образование прямоугольной петли гистерезиса при растяжении проволоки из сплава Fe-Ni

§ 1.12. Антиферромагнетизм и ферримагнетизм

Как отмечалось (§ 1.1), антиферромагнетики и ферримагнетики обладают атомным магнитным порядком, при котором даже в отсутствие внешнего поля энергетически выгодно антипараллельное расположение соседних спинов. У антиферромагнетиков имеет место взаимная компенсация магнитных моментов атомов, а у фер-

парамагнетиков такая компенсация отсутствует. Магнитный порядок сохраняется до температуры $T = \Theta_N$ (точки Нееля), выше которой вещество переходит в парамагнитное состояние.

Антиферромагнетикам свойственна специфическая температурная зависимость магнитной восприимчивости. На рис. 1.49, например, приведена кривая $\chi = f(T)$ антиферромагнетика MnO , из которой видно, что по мере повышения температуры, начиная от $T = 0K$, магнитная восприимчивость возрастает, а после прохождения через

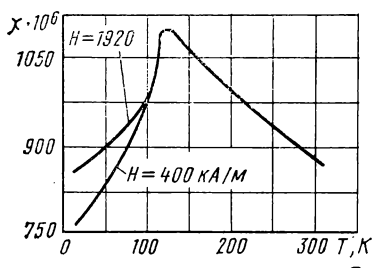


Рис. 1.49. Температурная зависимость магнитной восприимчивости антиферромагнетика MnO для различных значений намагничивающего поля

максимум, который наблюдается в точке Нееля, начинает падать. На участке $T > \Theta_N$ зависимость подчиняется закону Кюри — Вейсса, т. е. отвечает свойствам парамагнетика. Числовые значения для χ показывают, что антиферромагнитный эффект количественно весьма мал ($\chi \approx 10^{-3} \div 10^{-5}$). Для некоторых редкоземельных металлов, обладающих антиферромагнетизмом, нижний температурный предел существования антиферромагнетизма $T_{афм}^{min} > 0 K$. В области температур $T < T_{афм}^{min}$ эти вещества находятся обычно в ферромагнитном состоянии (см. § 1.13).

В слабых полях χ антиферромагнетика практически не зависит от намагничивающего поля ($\chi \approx const$), в сильных полях χ обычно является сложной функцией поля.

В монокристаллах антиферромагнетика наблюдается магнитная анизотропия, т. е. зависимость величины и характера изменения χ от направления поля по отношению к кристаллографическим осям.

К антиферромагнетикам относятся: редкоземельные элементы (см. § 1.13), а также хром и марганец; многие оксиды, хлориды, фториды, сульфиды, карбонаты переходных элементов (например, на основе марганца: MnO , MnS_2 , MnF_2 , MnO_2 и др.; аналогично для Fe , Co , Ni , Cr , Cu и др.).

Ферриманетики приобрели свое название от ферритов — первой группы некомпенсированных антиферромагнетиков, получивших большое и все увеличивающееся применение в технике.

Под ферритами понимают соединения оксида железа Fe_2O_3 с оксидами других металлов, например соединения со структурной формулой $MeO \cdot Fe_2O_3$, где Me^{2+} — двухвалентный металл (железо, никель, марганец, цинк, кобальт, медь, кадмий, магний и др.). Одни из этих ферритов (такие, как никелевый $NiO \cdot Fe_2O_3$ или марганцевый $MnO \cdot Fe_2O_3$) обладают весьма сильными магнитными свойствами, другие (такие, как $ZnO \cdot Fe_2O_3$ и $CdO \cdot Fe_2O_3$) немагнитны. Существуют ферриты и с иными структурными формулами.

Магнитные свойства ферритов впервые были изучены в 1878 г. В 1909 г. немецкому ученому Хильперту был выдан патент на их из-

готовление. Одновременно в России исследованиями ферритов как магнитного материала занимался В. П. Вологдин. Однако в то время ферриты не получили практического применения, так как в постоянных и низкочастотных магнитных полях их свойства ниже свойств металлических магнитных материалов, а высокочастотная техника, где их преимущества неоспоримы, была развита слабо. Особые свойства ферритов при работе в высокочастотном диапазоне объясняются тем, что их удельное электрическое сопротивление в миллиарды раз превышает сопротивление металлических ферромагнетиков. (Поэтому в электрическом отношении они относятся к классу полупроводников или диэлектриков.) Это практически исключает возникновение в ферритах вихревых токов при воздействии на них переменных магнитных полей, что в свою очередь позволяет применять ферриты в качестве магнитного материала в диапазоне частот до сотен мегагерц (вместо металлических материалов, применяемых в диапазоне частот до нескольких десятков килогерц).

В настоящее время используют сотни различных марок ферритов, отличающихся по химическому составу, кристаллической структуре, магнитным и другим свойствам. Помимо упомянутых однокомпонентных ферритов большое распространение получили двух- и многокомпонентные ферриты. Наиболее широко применяют магнитомягкие и магнитотвердые ферриты, ферриты с прямоугольной петлей гистерезиса, ферриты для устройств СВЧ, ферриты с большой константой магнитострикции. Области и объем использования ферритов непрерывно расширяются.

Многие свойства ферримagnetиков, например зависимости $I = f(H)$, качественно аналогичны свойствам ферромагнетиков, но между этими группами веществ имеются и принципиальные различия.

Рассмотрим, например, температурные зависимости намагниченности насыщения ферро- и ферримagnetиков. Наиболее характерным для ферромагнетиков является существование точки Кюри. Для некоторых ферримagnetиков с повышением температуры интенсивность насыщения постепенно уменьшается, доходит до нуля, начинает возрастать, а потом снова падает до нуля. При дальнейшем нагреве ферримagnetик остается парамагнитным. Температуру вторичного обращения интенсивности насыщения в нуль называют точкой Нееля, а температуру первичного обращения в нуль — точкой компенсации.

Для ферритов также характерны значительно меньшие по сравнению с ферромагнетиками значения намагниченности насыщения и ряд других особенностей.

Специфические свойства антиферромагнетиков и ферримagnetиков нельзя было объяснить только с позиций ферромагнетизма. Потребовалось создание новой теории, которая во многом базируется на ранее разработанных в теории ферромагнетизма положениях.

Теоретическое обоснование явления антиферромагнетизма впервые было дано Л. Д. Ландау (1933). Л. Неель провел значи-

тельные исследования в этой области, поэтому теорию антиферромагнетизма и ферримagnetизма называют *теорией Нееля*. В дальнейшем эта теория получила существенное развитие в работах многих советских и зарубежных ученых.

Рассмотрим основные положения теории Нееля на примере ферритов со структурой шпинели.

Элементарная ячейка шпинели представляет собой куб с ребром $a \approx 8,5 \text{ \AA}$. Для удобства этот куб можно разделить на восемь более мелких кубиков с ребрами $a/2$, называемыми октантами (рис. 1.50). Структура заштрихованных и светлых октантов различна.

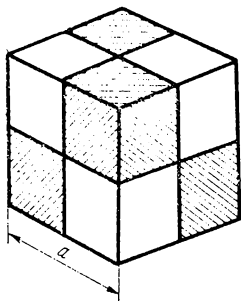


Рис. 1.50. Схематическое изображение элементарной ячейки шпинельной структуры

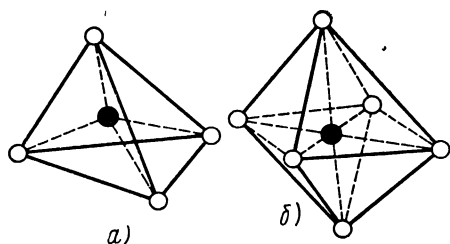


Рис. 1.51. Схематическое изображение тетраэдрического (а) и октаэдрического (б) узлов

Всего элементарная ячейка шпинели содержит восемь «молекул» MeFe_2O_4 , т. е. 32 иона кислорода, 16 ионов железа и 8 ионов двухвалентного металла Me^{2+} . Ионы кислорода образуют гранецентрированную кубическую решетку. В промежутках между ионами кислорода находятся ионы металлов (черные кружки), окруженные четырьмя или шестью ионами кислорода (светлые кружки), как показано на рис. 1.51.

Неель рассматривал кристаллическую решетку шпинели, состоящую из двух подрешеток: одной из магнитных ионов металлов, находящихся в тетраэдрических промежутках (подрешетка А), и другой из ионов в октаэдрических промежутках (подрешетка В).

В элементарной решетке шпинели имеется всего 64 тетраэдрических и 32 октаэдрических места (пустот). Из них заняты 8 тетраэдрических (А-узлы) и 16 октаэдрических (В-узлы) мест; 72 места остаются свободными. Ближайшие соседи какого-либо магнитного иона в подрешетке А принадлежат подрешетке В.

Неель распространил теорию молекулярного поля Вейсса на кристаллическую решетку шпинели. При этом он предположил, что между магнитными ионами подрешеток А и В имеется сильное отрицательное взаимодействие типа АВ, приводящее к антипараллельному расположению спинов (магнитных моментов) подрешеток.

Взаимодействие типов AA и BB по сравнению с AB мало. При равенстве магнитных моментов подрешеток A и B имеет место антиферромагнетизм. Если магнитные моменты A и B не равны между собой, значит существует ферримагнетизм.

Ионы двухвалентного металла Me^{2+} и трехвалентного железа Fe^{3+} в решетке ферритов $MeO \cdot Fe_2O_3$ могут быть расположены по-разному, образуя при этом один из двух типов шпинели: прямую (нормальную) или обращенную.

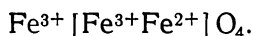
В прямой шпинели Me^{2+} занимает тетраэдрические пустоты A , а Fe^{3+} — октаэдрические пустоты B . В структуре прямой шпинели кристаллизуются ферриты цинка и кадмия. Прямые шпинели немагнитны.

В обращенной шпинели в тетраэдрических промежутках находится половина ионов Fe^{3+} , а в октаэдрических — вторая половина ионов Fe^{3+} и ионы Me^{2+} . В структуре обращенной шпинели кристаллизуются ферриты никеля, марганца, магния, меди, кобальта и некоторых других элементов. Обращенные шпинели сильно магнитны.

Условно два указанных типа шпинелей обозначают следующим образом: $Me^{2+}[Fe_2^{3+}]O_4$ — прямая шпинель; $Fe^{3+}[Me^{2+}Fe^{3+}]O_4$ — обращенная шпинель. Ионы, занимающие тетраэдрические узлы, написаны перед квадратными скобками, а ионы, занимающие октаэдрические узлы, — в скобках.

Расчеты, проведенные в соответствии с теорией Нееля, объясняют многие не ясные ранее положения, встречающиеся на практике. Покажем это на примере.

По данным Вейсса, магнитный момент M молекулы феррита железа $FeO \cdot Fe_2O_3$ (магнетита), определенный опытным путем, равен $4,08 \mu_B$. Если бы все несккомпенсированные моменты молекулы магнетита были расположены параллельно друг другу, то M должен был бы равняться $14 \mu_B$, так как $M_{Fe^{3+}} = 5 \mu_B$, а $M_{Fe^{2+}} = 4 \mu_B$. Магнетит кристаллизуется в структуре обращенной шпинели, т. е. его структурная формула имеет вид



Суммарный магнитный момент

$$M = M_{\text{окт}} - M_{\text{тетр}} = (4\mu_B + 5\mu_B) - 5\mu_B = 4\mu_B,$$

что хорошо согласуется с данными опыта.

Становится понятным также аномальный характер зависимости $I = f(T)$ и наличие точки компенсации для некоторых ферритов.

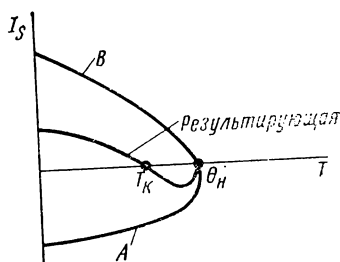


Рис. 1.52. Схематическое изображение зависимости $I_s = f(T)$ подрешеток A и B и результирующая кривая для ферритов с точкой компенсации

Обращенные шпинели сильно магнитны.

На рис. 1.52 точка T_K является точкой компенсации, а Θ_H — точкой Нееля. Из приведенных кривых и общих положений теории Нееля следует также, что намагниченность насыщения ферритов не может быть большой. Действительно, I_s ферритов в несколько раз меньше I_s ферромагнитных материалов, у которых имеет место параллельное расположение спинов.

Аналогично можно рассмотреть ферриты и с другими кристаллическими структурами — граната, перовскита, магнетоплумбита и т. д. При этом число подрешеток может быть больше двух.

Для объяснения выдвинутого Неелем положения об энергетической выгоды антипараллельного расположения соседних спинов теории ферромагнетизма оказалось недостаточно.

Действительно, как было показано в § 1.6, самопроизвольной антипараллельной ориентации соседних спинов соответствует отрицательное обменное взаимодействие, что имеет место, если расстояние между соседними магнитными атомами достаточно мало (см. рис. 1.17). Этим можно объяснить антиферромагнитные свойства хрома и марганца. Однако во многих антиферромагнитных соединениях между магнитоактивными катионами переходных металлов расположены магнитейтральные анионы O^{2-} , Fe^{2-} , S^{2-} и т. п. В результате этого магнитные ионы оказываются столь удаленными друг от друга, что прямое обменное взаимодействие между ними пренебрежимо мало.

Между тем расчеты, основанные на опытных данных по измерению точки Нееля, показывают, что причиной возникновения атомного магнитного порядка для рассматриваемых групп магнетиков (антиферромагнетиков и ферриманетиков), так же как и для ферромагнетиков, являются электростатические силы обменного происхождения (магнитное взаимодействие слишком мало).

В этом случае имеет место так называемое *косвенное (сверхобменное) взаимодействие*. Рассмотрим механизм этого взаимодействия на примере антиферромагнитного соединения MnO .

Из рис. 1.53 видно, что ближайшими соседями металлических ионов являются ионы кислорода. Ион кислорода имеет электронную оболочку со структурой $1s^2, 2s^2, 2p^6$.

Каждая пара $2p$ -электронов с противоположно направленными спинами находится на орбите типа восьмерки (рис. 1.54). Пока $2p$ -оболочка иона O^{2-} заполнена, кислород не может принять участие в косвенном обмене, а прямой обмен между ионами Mn^{2+} невозможен ввиду отсутствия перекрытия орбит электронов.

Предположим, что хотя бы один электрон кислорода занял место в $3d$ -оболочке иона Mn^{2+} . Поскольку у марганца $3d$ -оболочка уже заполнена наполовину (содержит 5 электронов из возможных 10), то, согласно правилу Хунда, спин перешедшего электрона должен быть направлен антипараллельно спинам $3d$ -электронов марганца. При этом ион кислорода становится парамагнитным (магнитоактивным), в результате чего создаются условия для возникновения непосредственной обменной связи с соседними ионами металлов, за исключением иона металла, захватывающего $2p$ -элек-

трон. Если волновые функции достаточно сильно перекрываются, обменное взаимодействие может быть антиферромагнитным.

Энергия, обусловленная косвенным обменом, зависит от взаимного расположения ионов. Например, ввиду вытянутой формы орбит электронов $2p$ и $3d$ наивыгоднейшим является расположение ионов по одной прямой с наименьшими расстояниями между ними.

Теоретические представления о характере антиферромагнитных и ферромагнитных структур получили подтверждение благодаря опытам с применением методов нейтронной дифракции. Нейтрон-

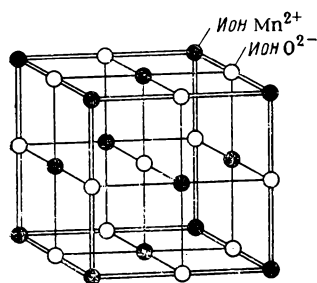


Рис. 1.53. Кубическая решетка кристалла MnO

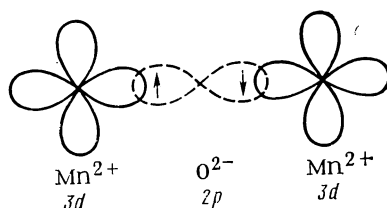


Рис. 1.54. Перекрывание волновых функций электронов $2p$ иона O^{2-} и электронов $3d$ ионов Mn^{2+}

ные лучи взаимодействуют только с электронной оболочкой, обладающей нескомпенсированным спиновым магнитным моментом, и с ядром атома. При этом интенсивность рассеяния зависит от направлений магнитных моментов атомов или ионов, что позволяет путем анализа дифракции нейтронных лучей определять располо-

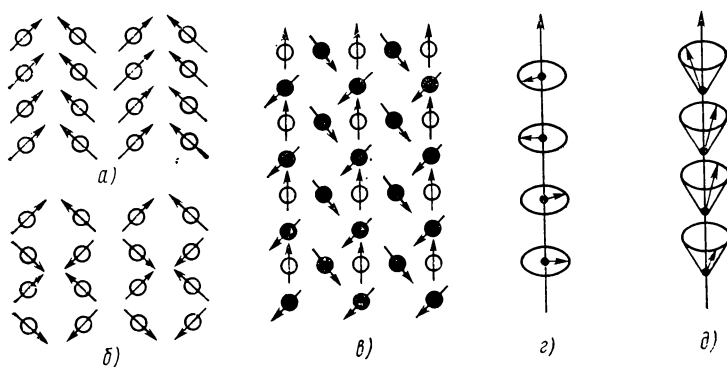


Рис. 1.55. Схематическое изображение неколлинеарных типов атомных структур:

a — слаб ферромагнитная; b — слаб неколлинеарная антиферромагнитная; $в$ — треугольная; $г$ — простая винтовая; $д$ — ферромагнитная винтовая (геликоидальная)

жение спинов у магнетиков. Этот метод открывает очень широкие перспективы для анализа магнитного состояния различных веществ.

В заключение сделаем следующее замечание. Во всех рассмотренных магнитоупорядоченных структурах предполагалось коллинеарность спинов, т. е. равенство 0 и 180° угла между атомными магнитными моментами. В некоторых случаях имеет место неколлинеарность этих моментов. Основные типы неколлинеарных систем схематически изображены на рис. 1.55. Некоторые из этих типов будут в дальнейшем рассмотрены.

§ 1.13. Редкоземельные ферро-, ферри- и антиферромагнетики

Редкоземельные металлы (РЗМ), их сплавы, ряд соединений (например, редкоземельные ферриты), а также вещества, в которые в качестве примесей входят редкоземельные ионы, привлекают все большее внимание ученых и инженеров, так как обладают специфическими свойствами, в том числе магнитными, и открывают перспективы для получения новых материалов с уникальными характеристиками.

РЗМ и близкие им по свойствам иттрий и скандий (часто рассматриваемые в этой группе) являются переходными элементами и, следовательно, обладают нескомпенсированными атомными магнитными моментами. Это, как отмечалось, связано с тем, что электронные оболочки имеют недостроенные слои. Для большинства РЗМ недостроен $4f$ -слой, а в некоторых из них, кроме того, $5d$ -слой, иттрий имеет незаполненный $4d$ -слой, а скандий — $3d$ -слой. При рассмотрении явления ферромагнетизма было отмечено, что для элементов группы железа недостроенным является $3d$ -слой.

Существенное различие электронных конфигураций РЗМ и группы железа состоит в следующем. У РЗМ поверх недостроенного $4f$ -слоя находятся $5s$ - и $5p$ -слои, т. е. $4f$ -слой расположен как бы в толще атома и заэкранирован от внешних влияний наружными оболочками. У элементов группы железа $3d$ -слой окружен только $4s$ -слоем. Отсюда следует существенное различие природы магнитных свойств для этих групп веществ. Как отмечалось, у магнетиков группы железа магнитный момент в основном определяется спиновыми свойствами электронов, а роль орбитального момента незначительна. Это видно из того, что g -фактор близок к 2. Орбитальный момент под действием внутреннего кристаллического поля приобретает фиксированное положение в решетке, т. е. «замораживается». У РЗМ вследствие того, что $4f$ -слой заэкранирован $5s$ - и $5p$ -слоями, такого «замораживания» не происходит и орбитальный момент активно влияет на магнитные свойства. Поэтому, например, для Dy $g = 1,33$, для Er $g = 1,20$.

Магнитные моменты изолированных атомов и ионов различных РЗМ можно подсчитать по формуле (1.34).

При этом, согласно правилу Хунда, при заполнении оболочек атомов у элементов первой подгруппы редкоземельного ряда (от

лантана до гадолиния) $J=L-S$, а для последующих элементов (от гадолиния до лютеция) $J=L+S$. Для Cd^{3+} $g=2$ и, следовательно, $L=0$ и $J=S$. Отсюда видно, что для первой подгруппы, называемой цезиевой, следует ожидать меньшие значения магнитных моментов, чем для второй подгруппы, называемой иттриевой. Магнитные моменты лантана и лютеция равны нулю. Этот вывод подтверждается расчетными и опытными данными.

Для РЗМ характерно то, что особенности внутренней электронной структуры изолированных атомов и ионов сохраняются и в кристалле.

Большинство РЗМ в определенном температурном интервале обладают атомным магнитным порядком.

Шесть РЗМ — гадолиний, тербий, диспрозий, гольмий, эрбий и тулий — являются ферромагнетиками, но в пяти из них (за исключением гадолиния) наблюдается и антиферромагнетизм.

В табл. 1.3 приведены значения температур Θ_1 , при которых для указанных элементов имеет место переход ферромагнетизма в антиферромагнетизм, и температуры Θ_2 перехода в парамагнитное состояние. Для гадолиния точка Кюри $\Theta=290$ К.

Пять РЗМ являются антиферромагнетиками — церий, празеодим, неодим, самарий и европий.

Атомный магнитный порядок обусловлен, как и у ферромагнетиков группы железа, обменным взаимодействием. Его природа для РЗМ изучена еще недостаточно. Прямое обменное взаимодействие ввиду отсутствия перекрытия 4f-слоев невозможно. Следовательно, надо искать механизм косвенного взаимодействия. Предполагают, что оно может осуществляться через электроны проводимости, а также благодаря электронам 5s- и 5p-слоев, имеющих скомпенсированные спиновые моменты.

Большинство РЗМ обладает гексагональными плотноупакованными решетками. Однако имеют место и другие структуры — ромбоэдрическая (Sm), кубическая объемноцентрированная (Er), кубическая гранецентрированная (Y) решетки с большим количеством модификаций.

Для РЗМ характерны следующие особенности магнитных свойств:

1) очень большие значения магнитной анизотропии. Значение K_1 РЗМ на два-три порядка больше, чем K_1 элементов группы железа. Это открывает широкие возможности получения материалов для постоянных магнитов с рекордными свойствами (см. § 2.18);

2) огромные значения магнитострикции, что также может найти техническое применение;

3) большое значение намагниченности насыщения (например, для Dy при 0 К $I_0 \approx 3000$ кА/м, тогда как для Fe $I_0 \approx 1750$ кА/м).

Таблица 1.3.

Температуры Θ_1 и Θ_2 для некоторых РЗМ

Элемент	Θ_1 , К	Θ_2 , К
Dy	85	170
Ho	20	133
Er	20	85
Tu	22	60
Tb	219	230

Весьма перспективными с точки зрения практического использования являются интерметаллические соединения РЗМ с переходными $3d$ -металлами. Наибольший интерес представляют соединения РЗМ с кобальтом. В основе большинства существующих структур такого рода лежит элементарная ячейка кристаллической структуры РЗМ Co_5 , которую можно представить в виде двух подрешеток. Для легких РЗМ характерна параллельная ориентация магнитных моментов редкоземельной и кобальтовой подрешеток. Тяжелые РЗМ образуют ферримагнитные соединения с антипараллельным направлением подрешеточных магнитных моментов. Энергия магнитной кристаллографической анизотропии в этих веществах соизмерима с энергией междодрешеточного обменного взаимодействия.

Магнитные материалы на основе РЗМ являются основными материалами для микроэлектроники. Особый интерес представляют редкоземельные ферриты как наиболее перспективные материалы для создания ЦМД.

§ 1.14. Магнитные резонансы

Магнитные резонансы, обусловленные наличием у электронов и ядер спинового момента количества движения, могут быть получены для всех магнетиков при воздействии на них двух полей: постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 и электромагнитного поля \mathbf{h} с частотой ω .

Сущность магнитного резонанса заключается в поглощении исследуемым веществом электромагнитной энергии при совпадении частоты переменного поля с частотой прецессии вектора магнитного момента, которым обладает отдельная частица и вещество в целом.

Различают естественные и искусственные магнитные резонансы. *Искусственный резонанс* наблюдается во всех типах магнитного состояния вещества при наличии двух внешних полей \mathbf{H}_0 и \mathbf{h} . Если вещество обладает сильным внутренним постоянным полем, то при воздействии только одного внешнего электромагнитного поля возникает *естественный магнитный резонанс*.

В зависимости от того, с каким магнитным моментом взаимодействует электромагнитное поле \mathbf{h} , выделяют две группы резонансов: *ядерные магнитные резонансы* (ЯМР); *электронные магнитные резонансы* (ЭМР).

Для ЯМР характерно взаимодействие \mathbf{h} с магнитным моментом ядра M_I , для ЭМР — с магнитными моментами электрона или электронной оболочки в целом M_J .

Динамические процессы в магнитных резонансах определяются различными видами взаимодействий на атомном и молекулярном уровнях и в веществах в целом (спин-орбитальные, сверхтонкие, квадрупольные, обменные и т. д.). В простейшем случае воздействия электромагнитного поля \mathbf{h} с амплитудой h_m и частотой ω на магнетик, помещенный в постоянное поле H_0 , ориентированное

перпендикулярно h , магнитная энергия атома при условии $h_m \ll H_0$ и с учетом (1.43) и (1.46) может быть представлена в виде

$$E = a(\mathbf{P}_J \mathbf{P}_I) - g_I \mu_B (\mathbf{P}_J H_0) - g_I \mu_B (\mathbf{P}_I H_0) + g_F m_F \mu_B h_m \cos \omega t. \quad (1.205)$$

Первые три члена в (1.205) не зависят от времени и определяют дискретные стационарные зеемановские уровни энергии, возникающие во внешнем магнитном поле H_0 вследствие взаимодействия спинов ядра и электронной оболочки с внешним полем и между собой. Последний член выражения (1.205) представляет собой энергию, зависящую от времени, и может быть рассмотрен как возмущение, вызывающее переходы между этими уровнями.

При наличии неодинаковой населенности уровней i и k , между которыми происходит переход, возникает поглощение веществом электромагнитной энергии. Поглощаемая мощность

$$P_{ik} = W_{ik} \Delta N_{ik} (E_i - E_k) / \hbar, \quad (1.206)$$

где W_{ik} — вероятность поглощения; ΔN_{ik} — разность населенностей; E_i , E_k — энергия соответствующего уровня.

Следует иметь в виду, что резонансные процессы в веществах со спонтанным магнитным порядком (ферро-, ферри-, антиферромагнетики) отличаются от процессов в веществах, не обладающих атомным магнитным порядком (диа-, парамагнетики). Так, в парамагнетиках наблюдаются переходы отдельных атомов из одного энергетического состояния в другое, а для магнитоупорядоченных кристаллов характерно коллективное возбуждение магнитной системы в целом, поскольку элементарные магнитные моменты образуют сильно связанную обменными силами систему многих частиц.

Резонансные явления оцениваются резонансной кривой поглощения и ее спектром, т. е. полной поглощенной мощностью, представляющей собой сумму P_{ik} по всем уровням. Частоту резонанса ω_0 и ширину резонансной линии $\Delta\omega$ принято определять* по экспериментальной зависимости поглощаемой мощности от частоты переменного поля при $H_0 = \text{const}$ (рис. 1.56), хотя небольшое поглощение может происходить и на близлежащих частотах.

Частота резонанса определяется собственным типом колебаний магнитной системы, присущей исследуемому веществу с конкретным магнитным порядком. Ширина и форма реальной резонансной кривой также зависят от типа магнитного состояния вещества и обус-

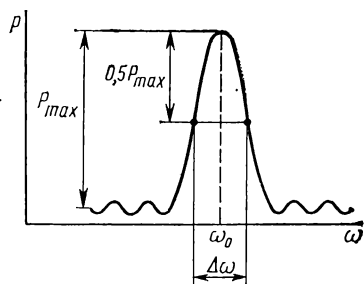


Рис. 1.56. Резонансная кривая поглощения

* В ряде случаев используют зависимость поглощаемой мощности от напряженности постоянного поля при $\omega = \text{const}$.

ловлены диссипацией энергии, т. е. передачей ее от первичных типов колебаний магнитной системы, возбуждаемых полями H_0 и h , к другим элементам структуры вещества, например к кристаллической решетке. В результате диссипации свободная прецессия конкретных магнитных моментов затухает, а для вынужденных резонансных колебаний характерны ограниченность амплитуды и конечность ширины резонансной кривой.

Диссипация энергии связана с процессами релаксации, под которыми понимают процессы, приводящие вещество к исходному состоянию термодинамического равновесия после прекращения воздействия h и H_0 либо к возможности непрерывного поглощения веществом мощности электромагнитного поля при наличии внешнего воздействия.

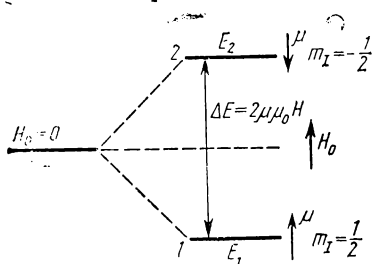


Рис. 1.57. Расщепление энергетического уровня ядра со спином $I = 1/2$

Наиболее существенными взаимодействиями, влияющими на релаксационные процессы, являются спин-спиновое взаимодействие внутри системы магнитных моментов и спин-решеточное взаимодействие между магнитной системой и решеткой, в которое часто включают взаимодействия, связанные с наличием элект-

тронов проводимости или входящих в решетку ионов.

Далее кратко рассмотрены основные типы магнитных резонансов, возникающих при наличии постоянного магнитного поля H_0 в слабых электромагнитных полях с амплитудой $h_m \ll H_0$. Несмотря на общность ряда процессов, протекающих при магнитных резонансах, каждый тип резонанса обладает специфическими особенностями. Так, для каждого конкретного резонанса характерно избирательное поглощение энергии электромагнитной волны определенной длины λ . Частотный диапазон резонансов простирается от радиоволн до инфракрасной области и составляет 10^7 — 10^{13} Гц.

ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

ЯМР в слабомагнитных веществах. Эта разновидность ЯМР обусловлена наличием только чисто ядерного магнетизма и наблюдается в магнетиках с магнитным моментом электронной оболочки, равным нулю ($M_J = 0$).

При воздействии электромагнитного поля с энергией кванта $\hbar\omega_0$ энергетический спектр такого диамагнетика в постоянном поле H_0 определяют по формуле (1.207), учитывая, что $P_J = 0$. Резонансное поглощение энергии возникает вследствие вынужденных переходов ядер с магнитными моментами, направленными параллельно полю H_0 , с нижнего энергетического уровня на верхний, где находятся ядра с магнитными моментами, направленными против поля. Этот процесс иллюстрируется рис. 1.57, на котором показано

расщепление энергетического уровня ядра со спином $I = 1/2$ на два, согласно (1.39), эквидистантных зеемановских уровня.

Разность энергий соседних уровней с m_I и m_{I+1} , между которыми осуществляются переходы, составит

$$\Delta E = -g_I \mu_N \mu_0 H_0. \quad (1.207)$$

Частота ЯМР, найденная из условия $|\Delta E| = \hbar \omega_0$, линейно зависит от поля H_0 :

$$\omega_0 = \frac{g_I \mu_N}{\hbar} \mu_0 H_0 = \gamma_I B_0. \quad (1.208)$$

Обычно ЯМР наблюдают в полях $H_0 = 10^6$ А/м, при этом частота резонанса $\omega_0/(2\pi) \approx 10^7$ Гц.

На практике форма резонансного сигнала и частота резонанса зависят от состояния вещества (жидкое, газообразное, твердое) и от видов взаимодействия магнитного момента ядра с внешней средой, например от магнитного дипольного взаимодействия, при котором магнитные моменты исследуемых ядер взаимодействуют помимо основного поля H_0 со значительными магнитными полями (≈ 4000 А/м), создаваемыми соседними ядрами.

Ширина резонанса $\Delta\omega$ определяется сложными релаксационными процессами, из которых наиболее существенными являются спин-решеточная и спин-спиновая релаксации. С макроскопической точки зрения эти процессы, происходящие по экспоненциальным законам, характеризуются постоянными времени продольной τ_1 и поперечной τ_2 релаксаций.

ЯМР в магнитоупорядоченных кристаллах. Отличительная особенность ЯМР в магнитоупорядоченных кристаллах состоит в том, что прецессия ядерного магнитного момента \mathbf{M}_I происходит в результирующем магнитном поле \mathbf{H} , состоящем из внешнего поля \mathbf{H}_0 и сильного внутреннего поля \mathbf{H}_i , а квантовые переходы, обуславливающие поглощение высокочастотной энергии, вызываются главным образом переменной частью внутреннего поля, создаваемого внешним переменным полем \mathbf{h} .

Внутреннее поле H_i формируется в основном вследствие сверхтонкого взаимодействия ядерного спина атома с электронами некомпенсированной $3d$ (или $4f$ -) оболочке, а также частично за счет дипольного взаимодействия ядерного магнитного момента \mathbf{M}_I с моментами \mathbf{M}_J окружающих магнитных атомов или ионов. Энергия сверхтонкого взаимодействия, определяемая по формуле (1.43), обуславливает наличие на исследуемых ядрах сверхтонкого локального поля:

$$\mathbf{H}(0) = -A_0 \mathbf{I}, \quad (1.209)$$

где A_0 — величина, связанная с константой сверхтонкого взаимодействия a и строением магнитоупорядоченного кристалла; I — намагниченность ферромагнетика (для антиферромагнетиков и ферритов — намагниченность соответствующей подрешетки).

Дипольное взаимодействие формирует поле H_d . Выражение для среднего при данной температуре результирующего магнитного поля, в котором находятся ядра, имеет вид

$$H = H_0 + H_d + H(0). \quad (1.210)$$

При воздействии электромагнитного поля для магнетика с любым порядком с учетом (1.209) и (1.210) резонансная частота

$$\omega_0 = \gamma_n \mu_0 H = \gamma_n \mu_0 (H_0 + H_d - A_0 I). \quad (1.211)$$

В антиферромагнетиках и ферримангнетиках поле H_0 усиливает поле $H(0)$, создаваемое одной подрешеткой, и ослабляет поле $H(0)$, создаваемое другой подрешеткой, при условии, что H_0 совпадает по направлению с осью магнитного упорядочения.

Частота резонанса, наблюдаемого обычно при $H_0 = 10^5 \div 10^6$ А/м, в основном определяется внутренним полем $H(0)$, поскольку для большинства магнитоупорядоченных кристаллов $H(0) \approx 10^7 \div 10^8$ А/м, $H_d \approx 10^5 \div 10^6$ А/м, т. е. $H(0) \gg H_d + H_0$. Она превышает частоту ЯМР в слабых магнетиках на два-три порядка (для ядер редкоземельных металлов резонансные частоты находятся в сантиметровом диапазоне волн). Внешнее поле H_0 только незначительно сдвигает линию ЯМР.

Характерной особенностью ЯМР в магнитоупорядоченных кристаллах является резкое увеличение поглощаемой мощности по сравнению со слабомагнитными веществами. Причина этого состоит в усилении переменного поля, действующего на ядра, относительно исходного поля h в $\eta = 10 \div 1000$ раз за счет процессов вращения в слабых полях ($h \ll H_0$).

Для ядер, находящихся внутри доменной границы, наблюдается еще более существенное усиление этого переменного поля за счет обратимого смещения доменных границ.

Поглощаемая при ЯМР мощность

$$P = k \eta^2 h^2, \quad (1.212)$$

где k — коэффициент пропорциональности.

Из (1.212) следует, что сигнал ЯМР для границ доменов существенно больше, чем при резонансе ядер, находящихся в объеме домена.

Форма и ширина резонансной кривой зависят от процессов релаксации, из которых важнейшими являются обусловленные так называемым сул-накамуровским взаимодействием. Оно заключается в косвенном взаимодействии ядерных спинов друг с другом через волны собственных слабозатухающих колебаний намагниченности магнитоупорядоченного кристалла в виде неоднородной по фазе прецессии магнитных моментов. При этом взаимодействии наблюдается испускание спиновой волны одним ядром с последующим поглощением ее другим ядром.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС (ЭПР)

При воздействии электромагнитного поля с энергией кванта $\hbar\omega_0$ энергетический спектр парамагнетика определяют по формуле (1.205), учитывая, что $M_J \gg M_I$ и сверхтонкое взаимодействие незначительно. Резонансное поглощение энергии веществом с нескомпенсированными спиновыми и частично орбитальными моментами электронов возникает вследствие вынужденных переходов электронов с нижнего энергетического уровня на верхний.

Разность энергий соседних уровней m_s и m_{s+1} , между которыми осуществляются переходы, составляет

$$\Delta E = g_s \mu_B \mu_0 H_0. \quad (1.213)$$

Частота резонанса, найденная из условия $|\Delta E| = \hbar\omega_0$, линейно зависит от внешнего поля H_0 :

$$\omega_0 = \frac{g_s \mu_B}{\hbar} \mu_0 H_0 = \gamma_J B_0. \quad (1.214)$$

В поле $H_0 = 10^6$ А/м частота резонанса $\omega_0/(2\pi) = 10^{10}$ Гц, что соответствует диапазону сантиметровых волн.

На практике вследствие дополнительных взаимодействий частота резонанса отличается от определяемой по формуле (1.214) и может быть найдена в соответствии с выражением

$$\omega_0 = \frac{\mu_0 \mu_B}{\hbar} (g_s + \Delta)(H_0 + H_x), \quad (1.215)$$

где H_d — дополнительное внутреннее поле, возникающее как в результате сверхтонкого взаимодействия, так и вследствие присутствия соседних парамагнитных ионов того же типа, что и резонирующий; Δ — величина, учитывающая как спин-орбитальное взаимодействие, так и взаимную ориентацию спина относительно осей кристалла.

ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

Сущность ферромагнитного резонанса заключается в резонансном поглощении энергии электромагнитного поля ферромагнетиком в поле H_0 вследствие возбуждения коллективных колебаний всей магнитной системы кристалла из-за сильного обменного взаимодействия между результирующими спиновыми моментами электронов. Поглощаемая мощность при этом на несколько порядков больше, чем у парамагнетиков, ввиду большого значения у ферромагнетиков намагниченности насыщения. На рис. 1.58 показана однородная прецессия вектора намагниченности \mathbf{I} с собственной частотой ω_0 во-

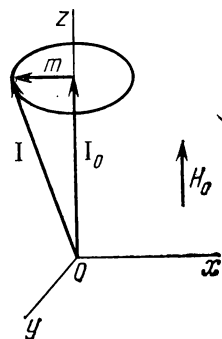


Рис. 1.58. Однородная прецессия вектора намагниченности ферромагнетика

круг поля H_0 , направленного по оси z , которую можно представить в виде циркулярно поляризованных колебаний намагниченности в плоскости oxy . При воздействии линейно поляризованного электромагнитного поля $h^\pm = h_x \pm ih_y$ с частотой ω наблюдаются вынужденные колебания намагниченности $m^\pm = m_x \pm im_y$ с правой поляризацией, совпадающей с направлением свободной прецессии,

$$m^+ = \mu_0 \gamma I_0 h^+ / (\omega_0 - \omega) \quad (1.216a)$$

и с левой поляризацией

$$m^- = \mu_0 \gamma I_0 h^- / (\omega_0 \pm \omega), \quad (1.216b)$$

где $\gamma = ge/(2m)$ — гиромагнитное отношение ($g \leq 2$).

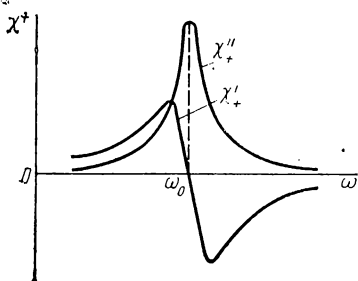


Рис. 1.59. Зависимость высокочастотной восприимчивости χ^+ ферромагнетика от частоты

Из (1.216a) следует, что при $\omega = \omega_0$ возникает резонанс, обусловленный резким возрастанием высокочастотной восприимчивости $\chi^+ = m^+/h^+$, причем угол прецессии $\alpha = \arctg |m^+|/I_0$ стремится к 90° . Магнитная восприимчивость χ^- мала и слабо зависит от частоты. На рис. 1.59 показана частотная зависимость комплексной высокочастотной восприимчивости $\chi^+ = \chi_+' - i\chi_+''$ с учетом процессов спин-решеточной и спин-спиновой релаксаций, вследствие чего составляющие χ_+' и χ_+'' принимают конечные значения.

Резонансная частота, при которой все магнитные моменты образца прецессируют синфазно с одинаковыми амплитудами,

$$\omega_0 = \gamma \mu_0 H_0 \quad (1.217)$$

является частным случаем ферромагнитного резонанса.

В общем случае

$$\omega_0 = \gamma \mu_0 (H_0 + H_a + H_{гр} + H_p); \quad (1.218)$$

здесь H_a — внутреннее поле, возникающее из-за магнитной анизотропии при несовпадении направления H_0 и ОЛН; $H_{гр}$ — внутреннее размагничивающее поле, возникающее при движении границы между доменами и перпендикулярное к ней; H_p — размагничивающее поле, связанное с формой и размерами образца.

Из (1.218) видно, что ферромагнитный резонанс может быть получен без воздействия внешнего постоянного поля H_0 (естественный резонанс). Для образца с анизотропией формы $N_x \neq N_y \neq N_z$ при $H_a \approx 0$ и $H_{гр} \approx 0$

$$\omega_0^2 = \gamma^2 [B_0 + (N_y - N_z) \mu_0 I_0] [B_0 + (N_x - N_z) \mu_0 I_0]. \quad (1.219)$$

Ферромагнитный резонанс наблюдают в дециметровом или сантиметровом диапазоне волн (при $H_0 \approx 3 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^5$ А/м $\omega_0/(2\pi) = 10^9 \div 10^{10}$ Гц).

Релаксация поперечной и продольной составляющих намагниченности определяется суммарным влиянием спин-спиновых и спин-решеточных процессов, скорости которых в отличие от скоростей в парамагнетиках близки, и, следовательно, для характеристики динамики ферромагнитного резонанса можно использовать один параметр $\tau \approx \tau_1 \approx \tau_2$. Другой особенностью ферромагнитного резонанса является сравнительно узкая ширина резонансной кривой, что обусловлено достаточно высокой скоростью процессов релаксации. Однако на ширину полосы резонанса и ее зависимость от температуры существенное влияние может оказать дополнительный канал релаксации из-за наличия спин-спиновой релаксации, связанной с неоднородностью кристалла. Это приводит к расширению резонансной кривой.

ФЕРРИМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

Сущность ферримагнитного резонанса состоит в резонансном поглощении электромагнитной энергии ферримагнетиком вследствие взаимосвязанной прецессии магнитных моментов его подрешеток при воздействии постоянного магнитного поля H_0 . Процессы, происходящие при этом, определяются намагниченностью, полем анизотропии отдельных подрешеток и их влиянием друг на друга (обменное взаимодействие).

Отличительная особенность ферримагнитного резонанса заключается в наличии нескольких резко различных друг от друга резонансных частот.

Для двухрешеточного ферримагнетика (рис. 1.60) с намагниченностями подрешеток I_1 , I_2 и с гиромагнитными отношениями γ_1 , γ_2 во внешнем постоянном магнитном поле H_0 характерны две ветви свободных колебаний намагниченности m : правополяризованная низкочастотная m^+ и левополяризованная высокочастотная m^- .

Собственная частота правополяризованного колебания, называемого ферромагнитным, линейно зависит от внешнего поля H_0 :

$$\omega_0^+ = \gamma_{\text{эф}} \mu_0 (H_0 + H_a), \quad (1.220a)$$

где $\gamma_{\text{эф}} = \frac{I_{10} - I_{20}}{I_{10}/\gamma_1 - I_{20}/\gamma_2}$; H_a — эффективное поле анизотропии ферримагнетика.

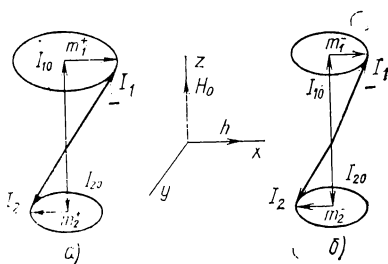


Рис. 1.60. Упрощенная модель процессов при ферримагнитном резонансе

Собственная частота левополяризованного колебания, называемого обменным, не зависит от внешнего поля H_0 и определяется следующим образом:

$$\omega_0^- = \delta(\gamma_2 I_{10} - \gamma_1 I_{20}), \quad (1.220б)$$

где δ — коэффициент, учитывающий обменную связь между подрешетками.

Электромагнитное поле h , приложенное перпендикулярно к H_0 , вызовет взаимосвязанные вынужденные колебания намагниченности каждой из подрешеток m_1^\pm , m_2^\pm соответственно.

В течение периода низкочастотных правополяризованных колебаний амплитуды колебаний намагниченностей подрешеток связаны соотношением

$$m_1^+/m_2^+ = -I_{10}/I_{20}, \quad (1.221)$$

что означает сохранение антипараллельности намагниченностей I_1 и I_2 за время прецессии (рис. 1.60, а).

Намагниченности высокочастотных левополяризованных колебаний подрешеток связаны соотношением

$$m_1^-/m_2^- = -\gamma_1/\gamma_2, \quad (1.222)$$

откуда следует, что во время прецессии нарушается антипараллельность намагниченностей подрешеток (рис. 1.60, б).

Низкочастотная ферромагнитная магнитная восприимчивость

$$\chi^+ = \gamma_{\text{эф}}(I_{10} - I_{20})/(\omega_0^+ - \omega). \quad (1.223)$$

Обменная высокочастотная магнитная восприимчивость

$$\chi^- = (\gamma_1 - \gamma_2)^2 I_{10} I_{20} / (\omega_0^- - \omega)(\gamma_2 I_{10} - \gamma_1 I_{20}). \quad (1.224)$$

Из (1.223) и (1.224) следует, что при частоте внешнего поля ω , равной ω_0^+ или ω_0^- , наступает резонанс, сопровождающийся резким увеличением магнитной восприимчивости.

Низкочастотные колебания ферромагнитного типа в поле $H_0 = 10^5$ А/м происходят с частотой $\omega_0^+/(2\pi) = 10^9 \div 10^{10}$ Гц.

Обменный резонанс наблюдают в ферримагнетиках с сильно различающимися g -факторами ионов подрешеток. Частота обменного резонанса на несколько порядков выше, чем у ферромагнитной моды, и смещена в высокочастотную инфракрасную область $[\omega_0^-/(2\pi) > 10^{12}$ Гц].

Ширина кривой поглощения для каждого типа колебаний различна из-за отличия процессов релаксации.

АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

Резонансные процессы в антиферромагнетиках с весьма малым значением суммарного магнитного момента, возникающие под воздействием электромагнитного поля, в основном обусловлены внутренними эффективными полями: полем анизотропии H_a и обменным

полем $H_{\text{обм}}$. Характер резонансных колебаний зависит от числа магнитных подрешеток и от типа анизотропии. Если двухподрешеточный антиферромагнетик (с параметрами решеток $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$, $I_{10} = I_{20} = I$) с анизотропией типа «легкая ось» поместить во внешнее постоянное магнитное поле H_0 , параллельное легкой оси анизотропии, то возникнут свободные колебания намагниченности с двумя право- и левополяризованными модами.

Собственные частоты, с которыми прецессируют взаимосвязанные намагниченности подрешеток I_1 и I_2 , определяются выражением

$$\omega_{1,2} = \omega^{\pm} = \gamma\mu_0 \sqrt{2H_a H_{\text{обм}} + H_a^2} \pm \gamma\mu_0 H_0. \quad (1.225)$$

Из (1.225) следует, что с ростом поля H_0 частота ω^+ линейно возрастает, а ω^- — уменьшается и становится равной нулю при $H_0 = \sqrt{2H_a H_{\text{обм}}}$. В последнем случае происходит опрокидывание магнитных моментов подрешеток вследствие анизотропии магнитной восприимчивости, и антиферромагнетик переходит в состояние, когда вектор антиферромагнетизма $L = I_1 - I_2$ перпендикулярен H_0 .

Вид собственных колебаний намагниченностей подрешеток показан на рис. 1.61, а, б. Векторы I_1 и I_2 прецессируют под углом друг к другу, который зависит от значения $k = H_a / \sqrt{2H_a H_{\text{обм}}}$. Для большинства антиферромагнетиков $H_a \approx 10^6$ А/м, $H_{\text{обм}} \approx 10^8$ А/м, т. е. $k \approx 0,1$, следовательно, отклонение от антипараллельности незначительное.

Электромагнитное поле, приложенное перпендикулярно легкой оси анизотропии, вызывает вынужденные колебания намагниченности с правой и левой поляризацией m^{\pm} , причем при совпадении частоты приложенного поля с частотами прецессий возникает резонансное поглощение высокочастотной энергии. При этом происходит резкое возрастание высокочастотной восприимчивости:

$$\chi^{\pm} = \frac{2\gamma^2 H_a I}{(\omega_0^{\pm} - \omega)(\omega_0^{\pm} + \omega)}. \quad (1.226)$$

Диапазон частот, в которых наблюдается антиферромагнитный резонанс, лежит в области миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн $[\omega/(2\pi) \geq 3 \cdot 10^{11}$ Гц].

Магнитные резонансы широко используются для исследования структуры вещества, определения магнитных параметров. На их основе создан ряд технических устройств.

Подробно с теорией рассмотренных типов резонансов можно ознакомиться в [1.15, 1.17, 1.19].

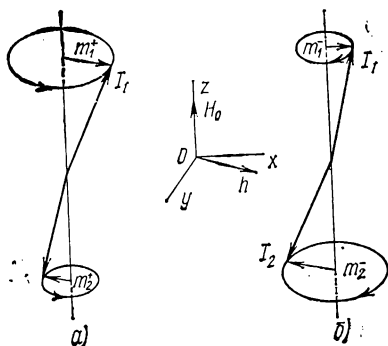


Рис. 1.61. Упрощенная модель процессов при антиферромагнитном резонансе

§ 1.15. Магнитооптические эффекты

Магнитооптические эффекты (МО-эффекты) возникают при взаимодействии электромагнитной волны оптического диапазона с веществом, помещенным во внешнее магнитное поле. Особый интерес представляют МО-эффекты в магнитоупорядоченных кристаллах при прохождении через них или отражении от их поверхности оптического излучения.

Воздействие поляризованной световой волны на магнитоупорядоченный кристалл приводит к изменениям характера распространения света в кристалле и параметров световой волны: к повороту плоскости поляризации, появлению эллиптичности, изменению интенсивности света. Это объясняется наличием у магнитоупорядоченных кристаллов в общем случае двух видов оптической анизотропии. *Естественная оптическая анизотропия*, присущая любому кристаллу, проявляющаяся в зависимости оптических свойств от кристаллографических направлений, связана с симметрией элементарной кристаллической ячейки. Вещества с низкой симметрией ячейки являются резко анизотропными. Немагнитный кубический кристалл оптически изотропен.

Другой вид анизотропии, присущий только магнитоупорядоченным кристаллам, обусловлен *внутренним анизотропным обменным взаимодействием*, энергия которого зависит от взаимной ориентации магнитных моментов атомов в веществе и от их ориентации относительно кристаллографических осей. Этот вид анизотропии тесно связан со спонтанной намагниченностью внутри кристалла и внешним магнитным полем, изменяющим намагниченность вещества.

Виды магнитооптических эффектов зависят от оптических свойств кристалла (коэффициентов поглощения, преломления, отражения), направления световой волны и ее ориентации относительно вектора намагниченности, а также от спектра * оптического излучения.

Различные МО-эффекты имеют единую природу, связанную с расщеплением энергетических уровней, между которыми происходят оптические переходы, и с изменением силы переходов, причем правила отбора для этих переходов определяются поляризацией световой волны.

Падающая электромагнитная волна в видимом и ультрафиолетовом диапазонах частот вызывает интенсивные электрические дипольные переходы. В этом случае вещество, взаимодействующее практически только с электрическим вектором световой волны, называют *гироэлектрическим*.

Его магнитооптические свойства описывают с помощью тензора диэлектрической проницаемости ϵ . В области далекого инфракрас-

* К оптическому излучению относятся электромагнитные волны длиной $\lambda = 0,1 \text{ нм} \div 1 \text{ мм}$, т. е. не только видимый свет, но инфракрасное и ультрафиолетовое излучение.

ного диапазона частот, где появляются спиновые резонансные эффекты, происходит взаимодействие кристалла с магнитным вектором световой волны, при котором имеют место магнитные дипольные переходы. В этом случае вещество называют *гиромангнитным* и описывают его свойства тензором магнитной проницаемости $\hat{\mu}$. Существуют *бигиротропные* вещества, свойства которых на определенных частотах определяются обоими тензорами $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$.

Если вещество изотропно или кристаллизовано в виде ячейки куба, то тензоры $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ представляют собой антисимметричные тензоры второго ранга с одной комплексной недиагональной компонентой [3.5]. При намагниченности происходит изменение компонент $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$, причем их связь с намагниченностью устанавливается с помощью Q и M комплексных МО-параметров, модули которых пропорциональны намагниченности (напряженности), а фаза изменяется на π радиан при изменении направления намагниченности на противоположное. Диагональные компоненты ϵ тензора $\hat{\epsilon}$ являются функциями магнитооптического параметра Q . Диагональные компоненты μ тензора $\hat{\mu}$ являются функциями магнитооптического параметра M . В отсутствие намагниченности $\epsilon = \epsilon_0$, $\mu = \mu_0$. При $I \neq 0$ $\epsilon = \epsilon_0 (1 + f_1 Q^2)$, $\mu = \mu_0 (1 + f_2 M^2)$, где f_1 и f_2 — коэффициенты.

Воздействие намагниченности на световую волну может привести к динамическим и статическим магнитооптическим эффектам. *Динамические* МО-эффекты (неупругое рассеяние света на спиновых волнах) заключаются в модуляции электрической и магнитной проницаемости кристалла под действием переменной намагниченности в спиновой волне [1.17].

Статические МО-эффекты включают в себя эффекты Фарадея, Коттона — Мутона, Керра и др. [1.3, 1.17].

Эффект Фарадея. Под эффектом Фарадея в общем случае понимают поворот плоскости поляризации и появление эллиптичности световой волны при прохождении через намагниченную среду первоначально линейно поляризованного света.

В 1846 г. при пропускании через вещество, помещенное в магнитное поле, поляризованного в направлении поля пучка света Фарадей установил, что плоскость поляризации света повернулась на угол

$$\varphi_F = K_V d H, \quad (1.227)$$

где K_V — постоянная Верде; d — толщина слоя вещества.

Аналогичные явления наблюдаются при прохождении линейно поляризованного света через магнитоупорядоченные кристаллы, если направление распространения падающей световой волны, характеризующее вектором \mathbf{k} , совпадает с направлением намагниченности (рис. 1.62, а).

Магнитооптические процессы, происходящие при этом в кубическом кристалле, полностью описываются с макроскопической точки

зрения общими дифференциальными уравнениями теории электромагнитного поля (уравнениями Максвелла), решение которых позволяет определить выражение для волны на выходе кристалла.

Проходя через намагниченный кристалл (оптически анизотропную среду), падающая волна разбивается на две волны, поляризованные по кругу в противоположных направлениях и распространяющиеся с разными скоростями. Эти волны с левой (—) и правой (+) поляризациями характеризуются волновыми векторами:

$$k_{\pm} = N_{\mp} \frac{\pi}{\lambda}, \quad (1.228)$$

где N_{\mp} — комплексные коэффициенты преломления намагниченной среды, соответствующие волнам с правой и левой поляризацией, зависящие от свойств среды (в общем случае от ϵ, μ).

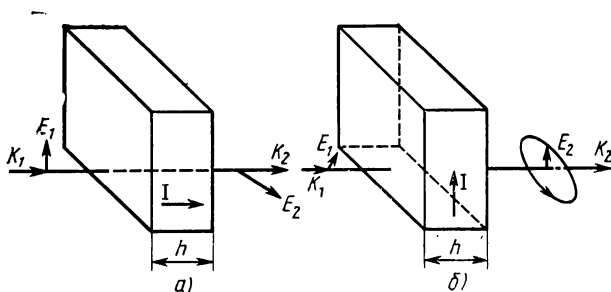


Рис. 1.62. Прохождение линейно поляризованного света через намагниченную среду

В видимом и ультрафиолетовом диапазонах частот намагниченность приводит к уменьшению N_{+} для левополяризованной волны и увеличению N_{-} для правополяризованной. В первом приближении можно полагать, что

$$N_{-} - N_{+} = N_0 Q, \quad (1.229)$$

где N_0 — показатель преломления среды в отсутствие намагниченности.

Таким образом, при эффекте Фарадея наблюдается магнитное *круговое двойное лучепреломление* (двупреломление). Оно приводит в общем случае (при наличии поглощения света) к повороту плоскости поляризации исходного линейно поляризованного света на угол φ_F и появлению на выходе кристалла эллиптически поляризованной волны.

Действительно, как показано в [4.15], отношение амплитуд двух составляющих вектора напряженности электрического поля в световой волне на выходе ее из кристалла оказывается комплексной величиной, что, как известно, свидетельствует о наличии эллиптической поляризации, причем угол вращения большой оси эллипса

относительно первоначального направления колебаний определяет вещественной частью изменения коэффициента преломления:

$$\varphi_F = \frac{\pi}{\lambda} d \operatorname{Re}(N_- - N_+) = \frac{\pi}{\lambda} d \operatorname{Re}(N_0 Q); \quad (1.230)$$

угол φ_F носит название угла фарадеевского вращения.

Этот эффект описывается коэффициентом линейной магнитооптической связи, т. е. прямо пропорционален намагниченности, зависит от ее направления и длины волны света λ . Эллиптичность линейно поляризованного света на выходе из кристалла, определяемая соотношением большой и малой полуосей эллипса, характеризуется мнимой частью вариации коэффициента преломления

$$\Psi_F = \pm \operatorname{th} \frac{\pi}{\lambda} d \operatorname{Im}(N_- - N_+) = \pm \operatorname{th} \frac{\pi}{\lambda} d \operatorname{Im}(N_0 Q). \quad (1.231)$$

Это явление, вызванное различным затуханием волн с левой и правой поляризацией вследствие различия коэффициентов поглощения, называют *магнитным круговым дихроизмом*.

При эффекте Фарадея имеет место вращение плоскости поляризации как для прозрачных, так и для поглощающих тел. Эллиптичность световой волны наблюдается лишь при наличии поглощения света.

Для гиромангнитных сред, в которых происходит непосредственное взаимодействие магнитного поля с намагниченностью кристалла, может иметь место магнитное круговое двупреломление за счет ферромагнитного резонанса, а также в ряде случаев — за счет обменного резонанса. Линейно поляризованный свет, пропускаемый параллельно намагниченности, также распадается на две волны с левой и правой поляризацией, но показатели преломления для них в этом случае обратно пропорциональны частоте ω . Поэтому в далекой инфракрасной области возникает частотно-независимый эффект Фарадея, при котором угол поворота плоскости поляризации φ_F не зависит от длины волны света и может быть найден с учетом гиромангнитного эффекта (§ 2.20):

$$\varphi_F = \frac{\pi}{\lambda} d \operatorname{Re}(N_0 M) = \frac{2\pi}{c} N_0 \gamma I, \quad (1.232)$$

где c — скорость света; γ — гиромангнитное отношение; I — намагниченность магнитоупорядоченного вещества.

Эффект Коттона — Мутона (Фохта). Под эффектом Коттона — Мутона понимают появление эллиптической поляризации световой волны при прохождении первоначально линейно поляризованного света через среду в направлении, перпендикулярном ее намагниченности, причем эллиптичность зависит от направления распространения света и азимута его поляризации.

Предположим, что через кристалл проходит линейно поляризованный свет с направлением поляризации под углом к направлению намагниченности (рис. 1.62, б). Согласно законам оптики, такая волна разобьется на две линейно поляризованные волны со

взаимно перпендикулярными колебаниями вектора электрического поля параллельно намагниченности и перпендикулярно к ней. Поскольку комплексные показатели преломления этих волн N_{\parallel} и N_{\perp} отличаются друг от друга, то это приводит к различию фазовых скоростей прохождения их через кристалл. Такое явление называется *магнитным линейным двупреломлением*.

Сдвиг фаз между этими компонентами

$$\delta = \frac{\omega}{c} d (N_{\parallel}^2 - N_{\perp}^2) = \frac{\pi d}{\lambda N_0} (\varepsilon_0 - \varepsilon + \varepsilon Q^2). \quad (1.233)$$

Свет на выходе кристалла становится эллиптически поляризованным.

Эффект Коттона — Мутона определяется квадратичной магнитооптической связью, т. е. магнитное линейное двупреломление пропорционально квадрату намагниченности, а следовательно, знак эффекта не зависит от ее направления.

Линейное двупреломление в чистом виде чрезвычайно мало, но всегда сопутствует круговому двупреломлению, особенно при распространении света под произвольным углом к направлению намагниченности.

Эффект Коттона — Мутона при наличии поглощения световой волны веществом сопровождается магнитным линейным дихроизмом.

Эффект Керра. Под эффектом Керра понимают изменение состояния поляризации отраженного от поверхности намагниченного вещества первоначально линейно поляризованного света вследствие влияния намагниченности. Этот эффект проявляется только в магнитоупорядоченных кристаллах, причем необходимое условие его существования состоит в наличии поглощения света веществом.

Поскольку эффект Керра существенно зависит от взаимного расположения поверхности вещества, плоскости падения света с волновым вектором \mathbf{k} и направления вектора намагниченности, то различают три его разновидности: полярный, меридиональный и экваториальный эффекты Керра.

Полярный эффект Керра имеет место при полярном намагничивании, т. е. когда вектор намагниченности перпендикулярен поверхности кристалла, но параллелен плоскости падения света (рис. 1.63, а).

Меридиональный эффект Керра наблюдается при меридиональном намагничивании, когда \mathbf{I} параллелен как поверхности кристалла, так и плоскости падения света (рис. 1.63, б).

Экваториальный эффект Керра осуществляется при экваториальном намагничивании, т. е. когда \mathbf{I} параллелен поверхности кристалла, но перпендикулярен плоскости падения света (рис. 1.63, в).

Для полярного и меридионального эффектов Керра характерно вращение плоскости поляризации и появление эллиптичности отраженного от магнетика линейно поляризованного света вследствие наблюдаемого кругового двупреломления света, во многом сходного с аналогичным в эффекте Фарадея.

Рассмотрим отмеченные явления на примере полярного эффекта Керра при условии нормального падения световой волны на поверхность намагниченного кристалла. Отраженный свет, согласно законам оптики, является суперпозицией двух круговых волн с правой и левой поляризацией, причем отношение их амплитуд представляет собой комплексную величину, что указывает на превращение светового колебания при отражении из линейного в эллиптическое. В результате изменения фазового смещения этих волн наблюдается вращение плоскости поляризации, причем большая ось эллипса поворачивается относительно первоначального направления колебаний линейно поляризованного света на угол

$$\varphi_K = -\operatorname{Im} \left(\frac{N_0 Q}{1 - N_0^2} \right), \quad (1.234)$$

определяемый мнимой частью вариации показателя преломления, отличной от нуля только в поглощающих свет веществах.

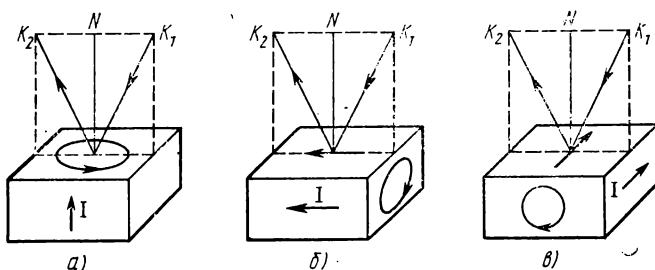


Рис. 1.63. Магнитооптические эффекты на отраженном свете:

а — полярный; б — меридиональный; в — экваториальный

Экваториальный эффект Керра состоит в том, что падающий под углом линейно поляризованный свет приобретает после отражения от поверхности эллиптическую поляризацию и изменяет свою интенсивность. Поворота плоскости поляризации при этом не происходит.

Экваториальный эффект описывается коэффициентом линейной магнитооптической связи, т. е. пропорционален намагниченности. Подробная теория полярного, меридионального и экваториального эффектов Керра изложена в [4.15]. Глубокое объяснение процессов, происходящих при магнитооптических эффектах, может быть дано только на основе квантовомеханических представлений.

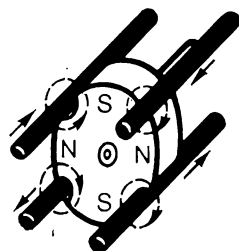
МО-эффекты широко применяются в научных исследованиях. С их помощью изучают процессы, происходящие в магнитоупорядоченных кристаллах. Например, с помощью МО-эффектов можно определить энергетические спектры магнитоактивных ионов в ферро- и антиферромагнетиках, изучить ориентацию магнитных под-

решеток ферритов, определить электронную структуру ферромагнитных материалов.

МО-эффекты используют для создания магнитоизмерительной аппаратуры, обладающей высокой чувствительностью и большой разрешающей способностью. С помощью магнитооптических средств можно определить практически все виды магнитных характеристик магнитных материалов. Большой эффект дает применение этих методов для исследования тонких магнитных пленок.

В последнее время в технике широкое распространение получили магнитооптические устройства, в основе которых лежат различные МО-эффекты (см. § 4.6).

Магнитные материалы



§ 2.1. Общая классификация

Магнитным называют материал, применяемый в технике с учетом его магнитных свойств.

Общепринято* выделить двух основных групп магнитных материалов — *магнитомягкие* и *магнитотвердые*; в третью группу включают *материалы специального назначения*, имеющие сравнительно узкие области применения.

Характерными свойствами магнитомягких материалов являются их способность намагничиваться до насыщения даже в слабых полях (высокая магнитная проницаемость) и малые потери на перемагничивание.

Магнитотвердые материалы (материалы для постоянных магнитов) обладают большой удельной энергией. Эта энергия тем больше, чем больше остаточная индукция B_r и коэрцитивная сила H_c материала (см. § 2.13).

Процессы намагничивания материалов обеих групп протекают аналогично, но количественное соотношение процессов смещения границ доменов и вращения различно. Процессы смещения границ доменов требуют меньших затрат энергии, чем процессы вращения. В магнитомягких материалах намагничивание происходит в основном за счет смещения границ доменов, а в магнитотвердых — за счет вращения вектора намагниченности. Однако это не всегда так. Например, для высококоэрцитивных (магнитотвердых) материалов на основе редкоземельных металлов (см. § 2.18) процессы смещения границ доменов превалируют над процессами вращения.

* ГОСТ 19693—74. Материалы магнитные. Термины и определения.

Сравнивая петли гистерезиса, характерные для обеих групп материалов, можно отметить, что форма петли, индукция насыщения и остаточная индукция примерно одинаковы, а разница в коэрцитивной силе достигает очень большого значения. Для промышленных магнитомягких материалов наименьшая $H_c \approx 0,4$ А/м, а для магнитотвердых наибольшая $H_c \approx 800$ кА/м, т. е. она отличается в $2 \cdot 10^6$ раз. Следовательно, магнитомягкие материалы имеют узкую петлю гистерезиса с небольшой коэрцитивной силой, а магнитотвердые — широкую петлю с большой коэрцитивной силой.

Границы значений H_c , по которым материал можно отнести к группе магнитомягких или магнитотвердых, являются условными. Можно считать, что для магнитомягких материалов $H_c < 800$ А/м, а для магнитотвердых $H_c > 4$ кА/м. По мере прогресса техники границы значений H_c расширяются в обе стороны. Термины «магнитомягкий» и «магнитотвердый» не относятся к характеристике механических свойств материала. Существуют механически мягкие, но магнитотвердые материалы, и наоборот.

К группе магнитных материалов специального назначения можно отнести материалы с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ), магнитострикционные и термомагнитные, ферриты СВЧ, материалы со средней магнитной твердостью и др. В последнее время к ним относят быстро развивающиеся материалы со сложной петлей гистерезиса, отличающейся от показанной на рис. 2.18 и от прямоугольной по форме. Петли различных форм и конфигураций могут быть получены почти во всех материалах (магнитотвердых, магнитомягких) за счет специальных видов обработки: термической, термомеханической, термохимической и т. д. Технология изготовления композиционных материалов также позволяет синтезировать требуемую петлю гистерезиса [2.6].

В самостоятельную группу выделены материалы для микроэлектроники.

МАГНИТОМЯГКИЕ МАТЕРИАЛЫ

§ 2.2. Классификация

Магнитомягкие материалы принято классифицировать по их основному химическому составу, который в значительной степени определяет технологию производства, свойства и области применения материала. В соответствии с этим магнитомягкие материалы подразделяют на различные группы.

Технически чистое железо (низкоуглеродистая электротехническая сталь) — это железо, содержащее ограниченное количество примесей, прежде всего углерода, получаемое методами прямого восстановления чистых руд, а также с применением электролитического или карбонильного процессов.

Технически чистое железо является дешевым и технологичным материалом, хорошо штампруется и обрабатывается на всех металлорежущих станках, обладает высокими магнитными свойствами

в постоянных полях. Основной недостаток железа состоит в малом значении удельного электрического сопротивления, что ограничивает область его применения как магнитного материала постоянными магнитными полями. В переменных полях железо применять нецелесообразно ввиду больших потерь на вихревые токи.

Технически чистое железо имеет очень большое значение как шихтовый материал для получения почти всех ферромагнитных сплавов.

Электротехнические (кремнистые) стали представляют собой твердый раствор кремния в железе.

К преимуществам электротехнических сталей относятся большие значения удельного электрического сопротивления и высокие магнитные свойства. Основными недостатками этих сталей являются повышенная твердость и хрупкость, а также пониженные по сравнению с железом значения индукции насыщения. Электротехнические стали изготавливают горячекатаными с изотропными магнитными свойствами и холоднокатаными — малотекстурованными и текстурованными с анизотропией магнитных свойств.

Электротехнические стали по сравнению с другими магнитными материалами наиболее широко применяются для изготовления магнитопроводов электрических машин, трансформаторов, дросселей и других устройств, рассчитанных на работу при частоте до 400—500 Гц в области малых, средних и сильных полей, иногда в постоянных полях и при повышенных частотах (до 10 кГц).

Пермаллои — это сплавы железа с никелем или железа с никелем и кобальтом, обычно легированные молибденом, хромом и некоторыми другими элементами.

Основное преимущество пермаллоев — очень высокие значения магнитной проницаемости в слабых полях и малое значение коэрцитивной силы. Недостатками пермаллоев являются большая чувствительность магнитных свойств к механическим напряжениям, пониженные значения индукции насыщения и сравнительно высокая стоимость. Высокие магнитные свойства у пермаллоев получают лишь после отжига готовых изделий в водороде или вакууме, что усложняет их применение.

Пермаллои применяют для изготовления магнитных элементов измерительных, автоматических и радиотехнических устройств, работающих в слабых постоянных и переменных полях с частотой до нескольких десятков килогерц, а для сверхтонкого проката и до более высоких частот.

Магнитомягкие ферриты представляют собой твердый раствор определенных оксидов металлов, обладающих ферримагнетизмом, с коэрцитивной силой не более 4 кА/м. Например, высокопроницаемые ферриты — это смесь сильно и слабо магнитных ферритов. Наиболее широко применяются марганец-цинковые (низкочастотные) и никель-цинковые (высокочастотные) ферриты.

Удельное сопротивление ферритов в 10^6 — 10^{13} раз больше удельного сопротивления металлических материалов, а потери на вихревые токи соответственно меньше. Это позволяет использовать фер-

Т а б л и ц а 2.1. Некоторые характеристики промышленных магнитомягких материалов

Материал	$\mu_{\text{нач}}$	μ_{max}	H_c , А/м	B_s в поле H_s	ρ , Ом·м
Технически чистое железо	250	3500—4500	40—100	2,18 Тл, $H=5 \cdot 10^4$ А/м	10^{-7}
Электротехническая сталь	200—600	3000—8000	10—65	1,89 Тл, $H=3 \cdot 10^4$ А/м	$(6-2,5) \cdot 10^{-7}$
Пермаллой: низконикелевые ($\sim 40-50\%$ Ni) высоконикелевые ($\sim 79\%$ Ni)	2000—4000 15 000—100 000	15 000—60 000 70 000—300 000	5—32 0,65—4	1,3—1,6 Тл 0,7—0,75 Тл	$(4,5-9) \cdot 10^{-7}$ $(1,6-8,5) \cdot 10^{-7}$
Ферриты: никель-цинковые марганец-цинковые	10—2000* 700—20 000*	40—7000 1800—35 000	1700—8 28—0,25	0,2—0,35 Тл 0,15—0,46 Тл	10^8-10 $20-10^{-3}$
Магнитодиэлектрики на основе: альсифера карбонильного железа молибденового пермаллоя	20—65 5—15 60—250	— — —	— — —	— — —	— — —

* При $f=100$ кГц.

риты при изготовлении изделий, предназначенных для работы в областях звуковых и радиочастот. К недостаткам ферритов следует отнести низкие значения индукции насыщения, сравнительно малые значения магнитной проницаемости, большую зависимость магнитных свойств от температуры, значительные хрупкость и твердость. Применение магнитомягких ферритов для получения изделий, рассчитанных на работу в постоянных полях или при промышленной частоте, нецелесообразно.

Магнитодиэлектриками называют конгломерат из измельченного ферромагнетика, частицы которого электрически изолированы друг от друга пленками из немагнитного материала, являющегося одновременно механической связкой.

Магнитодиэлектрики, как и ферриты, обладают большим удельным электрическим сопротивлением и являются высокочастотными материалами. Их преимущества перед ферритами заключаются в более высокой стабильности свойств и в хорошей воспроизводимости характеристик, а недостатком является более низкое значение магнитной проницаемости.

Прочие магнитомягкие материалы. Кроме указанных основных групп магнитомягких материалов в некоторых случаях применяют материалы с особыми свойствами, например сплавы железа с кобальтом, обладающие очень высокими значениями индукции насыщения (пермендюры).

Аморфные материалы — новая группа магнитомягких материалов со своеобразной атомной структурой, отличающейся от структуры кристаллических материалов. Уровень их электромагнитных свойств превышает уровень этих свойств у электротехнических сталей и соответствует уровню электромагнитных свойств пермаллоев, но они меньше подвержены влиянию механических напряжений, обладают высокими коррозионной стойкостью, прочностью и твердостью при сохранении пластичности.

В табл. 2.1 приведены некоторые характеристики различных групп магнитомягких материалов. Данные этой таблицы являются ориентировочными и могут служить лишь для общей сравнительной оценки этих групп.

§ 2.3. Общие требования, предъявляемые к материалам

В зависимости от назначения материала к нему предъявляют различные требования. Например, материал для магнитных экранов должен иметь высокие начальную и максимальную проницаемости; для материала, из которого изготовляют импульсные трансформаторы, важны скорость нарастания магнитной индукции и форма импульса и т. п.

Общие требования к магнитомягким материалам можно сформулировать следующим образом.

1. Материал должен легко намагничиваться и размагничиваться, т. е. петля гистерезиса должна быть узкой, чему соответствует малое значение коэрцитивной силы и большое значение магнитной

проницаемости (особенно начальной и максимальной). Выполнение этого условия определяет, например, ток холостого хода в трансформаторах. По этим параметрам лучшими материалами являются пермаллои.

2. Материал должен обладать большой индукцией насыщения, т. е. обеспечивать прохождение максимального магнитного потока через заданную площадь поперечного сечения магнитопровода. При выполнении этого требования можно получить наименьшие габаритные размеры и массу устройства. Поэтому рабочую точку часто выбирают значительно выше той, которой соответствует максимальная проницаемость. Наибольшей индукцией насыщения обладают сплавы железа с кобальтом, технически чистое железо и электро-технические стали.

3. При работе в переменных полях изделия из магнитомягкого материала должны иметь возможно меньшие полные потери, которые складываются из потерь на гистерезис, вихревые токи и дополнительных потерь.

Потери определяют рабочую температуру изделия, которая не должна превышать допустимого значения. Снижение потерь повышает энергетический к.п.д., а также позволяет при заданной температуре перегрева повысить рабочую индукцию, что даст возможность уменьшить массу и габаритные размеры устройства.

Потери на гистерезис пропорциональны площади петли гистерезиса и частоте перемагничивания. Так как для различных материалов H_c меняется в десятки и сотни раз, а B_r и B_s — только в несколько раз, то в первом приближении потери на гистерезис, отнесенные к одному циклу перемагничивания, пропорциональны коэрцитивной силе, которая должна быть минимальной.

Потери на вихревые токи зависят от электрического сопротивления магнитопровода, максимальной индукции и частоты перемагничивания. Для уменьшения этих потерь увеличивают электрическое сопротивление магнитопровода, применяя материалы с большим удельным сопротивлением, а также шихтованные сердечники в виде пакета из тонких электрически изолированных друг от друга пластин. Широкое применение получили ленточные сердечники, навиваемые из тонкой ленты с междувитковой электрической изоляцией.

Дополнительные потери зависят от химического состава магнитного материала и его дисперсности. Они существенны только на высоких частотах.

Определение составляющих потерь позволяет найти пути уменьшения полных потерь. Например, с повышением частоты повышается доля потерь на вихревые токи и, казалось бы, для уменьшения полных потерь нужно применять более тонкие пластины. Однако известно, что уменьшение толщины проката сверх некоторого критического значения вызывает резкое увеличение потерь на гистерезис. Следовательно, применение очень тонких листов может вызвать не уменьшение, а даже увеличение полных потерь. Количественная

оценка составляющих потерь в каждом случае дает возможность принять оптимальное решение.

Кроме перечисленных основных требований к магнитомягким материалам предъявляют и другие требования.

От листовых и ленточных металлических материалов требуются высокая пластичность, обеспечивающая хорошее качество штамповок и длительность работы штампов, хорошее качество поверхности (отсутствие ржавчины, отслаивающейся окалины, бугорков, вмятин и т. п.), отсутствие разнотолщинности; от листовых материалов, кроме того, — минимальные волнистость и коробоватость. Выполнение этих требований позволяет повысить коэффициент заполнения, что обуславливает меньшие габаритные размеры изделия.

Прокат желательно иметь не в виде листов, а в виде рулонов, что дает возможность автоматизировать как производство материалов, так и изготовление изделий из них.

Магнитные свойства большинства магнитомягких материалов зависят от механических напряжений. Чем меньше эта зависимость, тем больше материал можно обжать при сборке сердечника, т. е. тем выше коэффициент заполнения. Под влиянием механических напряжений сильно меняются начальная и максимальная проницаемости и коэрцитивная сила, но проницаемость в сильных полях и индукция насыщения зависят незначительно. Наиболее существенно механические напряжения влияют на свойства пермаллоев.

Магнитные свойства материалов после механической обработки восстанавливают путем термообработки (отжига).

В отдельных случаях существенными являются временная и температурная стабильности свойств, линейность кривой намагничивания (на определенном участке), прямоугольность петли и др. При выборе материала необходимо учитывать его стоимость и дефицитность.

§ 2.4. Технически чистое железо

Термин «железо» соответствует названию химического элемента. В промышленном же применении железо* представляет собой сплав, в котором обязательно присутствует углерод. Будем считать, что технически чистое железо содержит менее 0,05% углерода и минимальное количество серы, фосфора, марганца и других примесей.

Железо является основным компонентом почти всех современных магнитных материалов, и его качество как составляющей шихты во многом определяет их свойства. Кроме того, железо применяют и как самостоятельный магнитомягкий, а в последнее время и как магнитотвердый материал (см. § 2.18). Вследствие низкого удельного электрического сопротивления железо используют при

* В стандартах на магнитные материалы (ГОСТ 11036—75) термин «железо» заменен термином «низкоуглеродистая электротехническая сталь».

изготовлении изделий, предназначенных для работы только в постоянных магнитных полях.

Магнитные свойства железа и в первую очередь магнитная проницаемость в слабых и средних полях и коэрцитивная сила могут меняться в очень широких пределах в зависимости от количества и состава примесей. Свойства железа, полученного лабораторным путем, в 100—200 раз выше свойств технически чистого железа, что объясняется большим влиянием примесей, которые трудно удалить. Самыми вредными примесями являются углерод, кислород, сера, азот и водород.

Таблица 2.2. Магнитные свойства некоторых марок низкоуглеродистой электротехнической стали (ГОСТ 11036—75)

Марка стали	H_c , А/м, (не более)	μ_{\max} (не менее)	Магнитная индукция B , Тл (не менее), при напряженности магнитного поля H , кА/м, в замкнутой цепи					
			$B_{0,5}$	B_1	$B_{2,5}$	B_5	B_{10}	B_{30}
20832	32	5000	1,38	1,50	1,62	1,71	1,81	2,05
10864, 20864	64	—	1,40	1,50	1,60	—	—	—
10880, 20880	80	—	1,36	1,47	1,57	—	—	—
20895, 21895	95	—	1,32	1,45	1,54	—	—	—
10895, 11895	95	3000	1,38	1,50	1,62	1,71	1,81	2,05

Примечания: 1. Параметры μ и B определяются по требованию заказчика. 2. Цифры у буквы B означают напряженность поля в кА/м, при которой определена (задана) индукция.

Кроме химического состава, значительное влияние на магнитные свойства железа оказывает его структура, особенно размер зерна (деформированного кристалла округлой формы). Искажения кристаллической решетки, а также концентрация примесей на границах зерен затрудняют процессы смещения доменных границ и приводят к увеличению коэрцитивной силы. Поэтому чем крупнее зерна (меньше протяженность границ зерен на единицу объема), тем выше магнитные свойства.

Выращивание крупного зерна достигается главным образом соответствующей термообработкой (отжигом).

Улучшить свойства железа в процессе производства можно в результате многократных переплавок в вакууме, а также различных видов отжига: в водороде, вакууме и др.

При использовании железа в качестве магнитного материала необходимо учитывать эффект старения и влияние на магнитные свойства механических напряжений.

Под магнитным старением обычно понимают увеличение коэрцитивной силы железа со временем (иногда более чем в 1,5—2 раза), что объясняется структурными превращениями — образованием немагнитных включений определенной степени дисперсности. Повышение температуры ускоряет процессы старения.

Уменьшение старения достигается легированием железа некоторыми элементами, например кремнием или алюминием, а также путем искусственного старения, которое заключается в выдерживании материала при 100°C в течение 100—150 ч.

Механические напряжения, возникающие при штамповке, резке и других видах обработки, а также при растяжении, сжатии или скручивании железа, могут значительно ухудшить магнитные свойства. Деформация на 0,5—1% вызывает снижение μ_{max} на 25—30% и возрастание H_c на 15—20%. Внутренние напряжения снимаются отжигом после обработки деталей (см. § 2.7).

Магнитные свойства у тонких листов железа (меньше 0,5—1 мм), как отмечалось, обычно хуже, чем у толстых.

Это относится к магнитным свойствам железа в слабых и в средних полях. Проницаемость в сильных полях и индукция насыщения от перечисленных причин зависят мало.

Наиболее распространенными являются низкоуглеродистая нелегированная электротехническая сталь*, электролитическое и карбонильное железо.

Низкоуглеродистую электротехническую сталь изготавливают тонколистовой и в виде ленты. На последнем этапе обработки ее подвергают горячей или холодной прокатке. Магнитные свойства некоторых марок низкоуглеродистой электротехнической стали приведены в табл. 2.2. Марки сталей состоят из пятизначных чисел: первая цифра — горячекатаная (1) или холоднокатаная (2); вторая — содержание кремния (0 до 0,3% Si включительно) и коэффициент старения (0 — сталь нелегированная без нормирования коэффициента старения; 1 — сталь нелегированная с заданным коэффициентом старения); третья — группу по основной нормируемой характеристике (8 — по коэрцитивной силе); четвертая и пятая — количественное значение основной нормируемой характеристики для наиболее широко применяемой толщины (для восьмой группы — коэрцитивная сила). Например, марка 10895 означает: сталь низкоуглеродистая горячекатаная, с содержанием кремния не выше 0,3%, с количественно нормируемым значением H_c , которое не должно превышать 95 А/м.

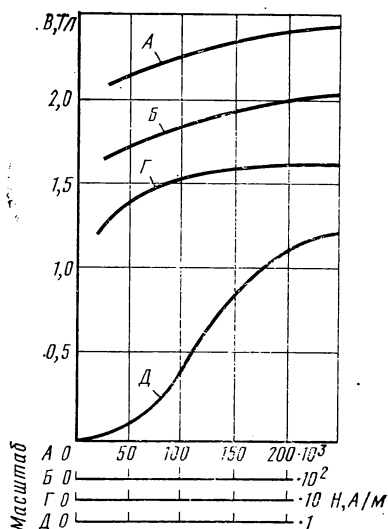


Рис. 2.1. Кривая намагничивания низкоуглеродистой электротехнической стали (армко-железо)

* Некоторые марки этой стали иногда называют «армко-железо».

Типичная кривая намагничивания низкоуглеродистой электро-технической стали приведена на рис. 2.1. Указанные свойства материала имеет после отжига без доступа воздуха при температуре 900°C в течение 2—4 ч и медленного охлаждения до 600°C со скоростью не более $20\text{--}40^{\circ}$ в час.

Электролитическое железо изготавливают путем электролиза. Осажденное железо после тщательной промывки измельчается в порошок в шаровых мельницах. Ввиду большого насыщения водородом магнитные свойства такого железа весьма низки ($H_c \approx 160\text{--}640\text{ А/м}$). После переплавки в вакууме и многократных отжигов электролитическое железо характеризуется следующими магнитными свойствами: $\mu_{\text{нач}} = 500$; $\mu_{\text{max}} = 15\,000$; $H_c = 30\text{ А/м}$, что в несколько раз лучше, чем у армо-железа.

Ввиду высокой стоимости электролитическое железо применяют редко.

Карбонильное железо получают посредством термического разложения пентакарбила железа $\text{Fe}(\text{CO})_5$. При этом в зависимости от условий разложения железо имеет различный вид: порошкообразное, губчатое и т. п. Карбональное железо после термической обработки в водороде приобретает следующие свойства: $\mu_{\text{нач}} = 2000\div 3000$; $\mu_{\text{max}} = 20\,000\div 21\,500$; $H_c = 6,4\text{ А/м}$, что намного выше свойств армо-железа.

Карбональное железо широко применяют в качестве ферромагнитной фазы магнитодieleктриков (см. § 2.10), его изготавливают также в виде листов различной толщины.

Иногда вместо технически чистого железа в электропромышленности используют углеродистые и легированные стали с содержанием 0,1—0,4% углерода. Магнитные свойства таких сталей ниже, чем у железа, но их можно улучшить отжигом изготовленных деталей.

На рис. 2.2 приведены кривые намагничивания некоторых малоуглеродистых и низколегированных сталей, применяющихся в магнитопроводах машин и аппаратов.

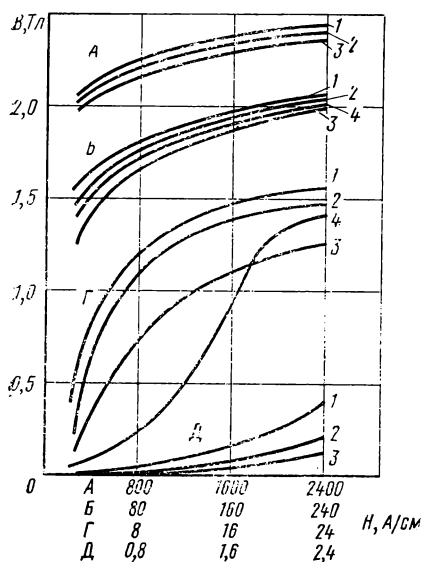


Рис. 2.2. Кривые намагничивания углеродистой стали с содержанием 0,1% (кривая 1), 0,2% (кривая 2) и 0,3% (кривая 3) углерода после отжига при $850\text{--}950^{\circ}\text{C}$ и стали 30ХЗВ2М (кривая 4) после закалки с 1150°C и отпуска 625°C

§ 2.5. Электротехнические стали

Электротехнические стали, как отмечалось, представляют собой сплав железа с 0,5—5% кремния. Кремний, образуя с железом твердый раствор, обуславливает увеличение удельного сопротивления.

На магнитные свойства чистейшего железа кремний влияет отрицательно. Однако магнитные свойства технически чистого железа при легировании его кремнием улучшаются: возрастают начальная и максимальная проницаемости, уменьшаются коэрцитивная сила и потери на гистерезис, существенно улучшается стабильность свойств.

Положительное действие кремния на магнитные свойства технического чистого железа объясняется рядом причин. Кремний переводит углерод из вредной для магнитных свойств формы цементита в графит. Действуя как раскислитель, он связывает часть растворенных в металле газов (прежде всего кислород), а также способствует росту зерен и уменьшению констант магнитной анизотропии и магнитострикции.

Наибольшее значение максимальной проницаемости наблюдается при содержании 6,5—6,8% Si, чему соответствует близкая к нулю магнитострикция. Но в технике применяют сплавы с содержанием кремния не свыше 5,0%. Это связано с тем, что кремний ухудшает механические свойства, повышая твердость и хрупкость. Уже при 4,0—5,0% Si материал выдерживает не более 1—2 перегибов на 90°.

Кроме того, кремний несколько снижает индукцию насыщения B_s , что является нежелательным. Кремний влияет также на плотность, теплоемкость и т. п.

Электротехническая сталь, кроме кремния, содержит примеси: углерод, серу, марганец, фосфор и др.

Наиболее вредной примесью является углерод. Его влияние на магнитные свойства определяется процентным содержанием, формой, в которой он находится (например, в виде цементита или в виде графита), и дисперсностью включений.

Влияние серы, кислорода и марганца на магнитные свойства электротехнической стали также отрицательно. Фосфор уменьшает потери как на гистерезис, так и на вихревые токи и, следовательно, может использоваться для легирования стали, но он повышает хрупкость.

Для улучшения свойств стали необходимо тщательно очищать ее от примесей, обезуглероживать и подвергать особой термообработке. Однако существенно улучшить этими методами свойства электротехнических сталей, выпускаемых промышленностью, не удается.

Свойства стали значительно улучшаются в результате образования магнитной текстуры при ее холодной прокатке и последующем отжиге.

Как отмечалось, электротехнические стали, особенно с большим содержанием кремния, обладают большой хрупкостью, поэтому долгое время при их изготовлении применяли горячую прокатку. Применение холодной прокатки считалось нерентабельным.

В 1935 г. Госс обнаружил высокие магнитные свойства у холоднокатаной электротехнической стали вдоль направления прокатки. Во всех других направлениях свойства оказались хуже, т. е. такая сталь обладала магнитной текстурой и являлась магнитноанизотропной. Существенно улучшились механические свойства: качество поверхности листа, волнистость и штампуемость.

Высокие свойства холоднокатаных сталей и их магнитная анизотропия объясняются образованием в процессе прокатки и отжига кристаллографической текстуры.

Элементарная ячейка железо-кремнистого сплава представляет собой объемноцентрированный куб, для которого направлениями легкого намагничивания являются его ребра, а направлению самого трудного намагничивания соответствуют пространственные диагонали.

При отсутствии текстуры имеет место хаотическое расположение

кристаллов. Вследствие этого материал приобретает изотропные свойства со статически постоянной средней намагниченностью по любому направлению.

При холодной прокатке зерна в кристаллографическом отношении получают преимущественную ориентацию, которую называют текстурой прокатки*. Степень текстуры зависит от температуры прокатки, степени обжатия и толщины листа.

Однако деформация в холодном состоянии приводит к появлению больших внутренних напряжений и, следовательно, к росту коэрцитивной силы. Эти напряжения можно снять отжигом.

При нагреве холоднокатаной стали до температуры выше 900°C наблюдается рекристаллизация, сопровождающаяся бурным ростом кристаллов и одновременной ориентацией их вдоль направления легкого намагничивания. В результате ребра кубов оказываются расположенными параллельно направлению прокатки, а плоскости ромбических додекаэдров — параллельно плоскости прокатки (рис. 2.3). Такую текстуру называют ребровой текстурой рекристаллизации. Ее интенсивность достигает 80—90%.

* Незначительное упорядочение кристаллитов и связанная с этим анизотропия свойств наблюдаются и при горячей прокатке.

Технологический процесс производства стали с ребровой текстурой весьма сложен и включает горячую и холодную прокатки, промежуточный отжиг, холодную прокатку и окончательный отжиг при высокой температуре ($1100\text{--}1500^\circ\text{C}$).

В результате усложнения технологического процесса текстурованная сталь дороже горячекатаной стали того же состава при одинаковой толщине ленты. Однако увеличение стоимости окупается уменьшением потерь (приблизительно в 2 раза), высоким качеством поверхности листа и хорошей штампуемостью.

Использование сталей, обладающих магнитной анизотропией, требует такой конструкции магнитопровода, при которой магнитный поток проходит только в направлении наилучших свойств, т.е. в направлении прокатки. Самые плохие магнитные свойства наблюдаются под углом 55° к направлению прокатки.

Выполнение поставленного условия возможно, если применять ленточные сердечники и сердечники, у которых стержни изготовлены из текстурованных, а ярмо — из горячекатаных сталей. Схематическое изображение различных магнитопроводов представлено на рис. 2.4.

Для магнитопроводов электрических машин с круговой формой статора и ротора выполнить требование параллельности направлений намагничивания и прокатки значительно труднее. Наиболее рациональным решением в этом случае является применение *малотекстурованных сталей*, которые по сравнению с горячекатаными обладают несколько повышенными магнитными свойствами и хорошими механическими качествами, присущими холоднокатаным сталям, что обеспечивает высокий коэффициент заполнения при незначительной магнитной анизотропии.

Представляют большой интерес работы по получению электротехнических сталей не с ребровой, а с кубической текстурой. Из рис. 2.5 видно, что в случае кубической текстуры наилучшие магнитные свойства обеспечиваются при прохождении магнитного потока в трех направлениях: вдоль, поперек и перпендикулярно прокатке, а направление самого трудного намагничивания (по пространственным диагоналям) вообще не существует в плоскости намагничивания. В настоящее время освоено промышленное про-

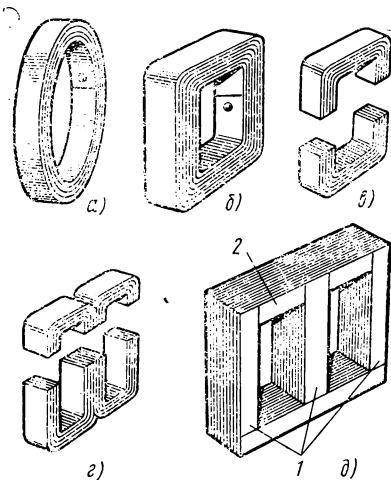


Рис. 2.4. Схематическое изображение магнитопроводов трансформаторов из текстурованных материалов:

а, б — сплошные ленточные сердечники;
в, г — разрезные ленточные сердечники;
д — сборный комбинированный магнитопровод; 1 — стержни из текстурованного материала; 2 — из горячекатаной изотропной стали

изводство лент электротехнической стали с кубической текстурой и плоскостной кубической текстурой, обладающих низкими удельными потерями вдоль и поперек направления прокатки или в любом направлении плоскости ленты.

Промышленность выпускает следующие виды электротехнической стали: холоднокатаную анизотропную тонколистовую (ГОСТ 21427.1—75), холоднокатаную изотропную тонколистовую (ГОСТ 21427.2—75), горячекатаную тонколистовую (ГОСТ 21427.3—75), ленту холоднокатаную анизотропную (ГОСТ 21427.4—78).

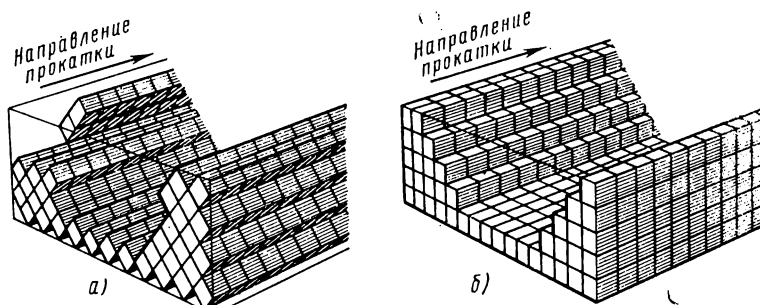


Рис. 2.5. Схематическое изображение расположения кристаллов относительно направления прокатки:

а — для материала с ребровой текстурой; б — для материала с кубической текстурой

Марки стали обозначают четырьмя цифрами, из которых первые три означают тип стали, а четвертая — порядковый номер типа стали. Первая цифра означает класс по структурному состоянию и виду прокатки: 1 — горячекатаная изотропная, 2 — холоднокатаная изотропная, 3 — холоднокатаная анизотропная с ребровой текстурой; вторая цифра — содержание кремния в весовых процентах: классы 0, 1, 2, 3, 4, 5 с содержанием кремния от 0,4% для класса 0 до 3,8—4,8% для класса 5; третья цифра — группу по основной нормируемой характеристике: 0 — удельные потери при магнитной индукции 1,7 Тл и частоте 50 Гц ($P_{1,7/50}$), 1 — удельные потери при магнитной индукции 1,5 Тл и частоте 50 Гц ($P_{1,5/50}$), 2 — удельные потери при магнитной индукции 1,0 Тл и частоте 400 Гц ($P_{1,0/400}$), 6 — магнитная индукция в слабых магнитных полях при напряженности поля 0,4 А/м ($B_{0,4}$), 7 — магнитная индукция в средних магнитных полях при напряженности поля 10 А/м (B_{10}). В последнее время разработаны специальные электротехнические стали с низкими удельными потерями на перемагничивание при повышенных частотах (до 20 кГц), обеспечивающие к тому же возможность изготовления высококачественных магнитопроводов сложной конфигурации.

Свойства сталей, предназначенных для работы в средних и сильных магнитных полях при частоте 50 Гц. Эта группа сталей являет-

ся самой большой по количеству марок и объему применения. Ее используют главным образом для производства энергетического оборудования — генераторов, двигателей, силовых трансформаторов. Их часто называют динамными и трансформаторными сталями. Стали данной группы выпускают 33 марок, из них 9 марок анизотропных (текстурованных), 11 изотропных (малотекстурованных) и 13 горячекатаных. Все марки сталей этой группы произво-

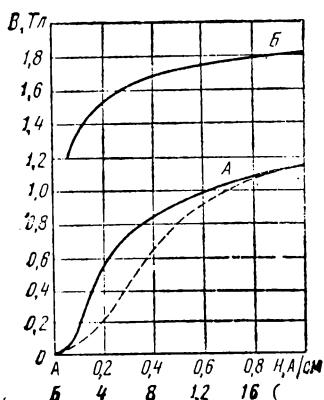


Рис. 2.6. Кривые намагничивания стали 3413 (в постоянном поле — сплошные линии; в переменном поле при частоте $f=50$ Гц — пунктирная линия)

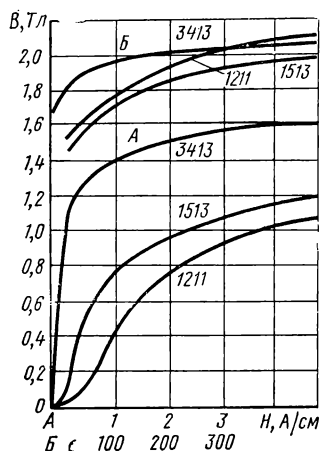


Рис. 2.7. Кривые намагничивания сталей 1211, 1513, 3413

дят в виде рулонов, листов и резаной ленты, кроме горячекатаной стали (производят в листах толщиной от 0,1 до 1 мм). Толщина рулонной стали от 0,28 до 0,65 мм. Сталь в листах и рулонах должна поставляться заказчику отожженной (термически обработанной). По требованию заказчика допускается поставка листов и рулонов в нагартованном виде (без отжига).

Основными электромагнитными характеристиками этой группы сталей являются кривая намагничивания в области средних и сильных полей, удельные потери при частоте 50 Гц и различных амплитудах магнитной индукции. Эти данные для некоторых марок стали приведены в табл. 2.3.

Согласно ГОСТ 12119—80, регламентирующего методы определения магнитных и электрических свойств электротехнической стали, кривую намагничивания определяют индукционно-импульсным методом, т. е. в постоянных полях. При частоте 50 Гц и выше значения индукции будут меньше указанных в табл. 2.3, что иллюстрирует рис. 2.6. В сильных полях кривые практически совпадают, а в слабых и средних существенно отличаются.

**Таблица 2.3. Электромагнитные свойства электротехнической стали,
применяемой в энергетическом машиностроении
(ГОСТ 21427.0—ГОСТ 21427.3—75)**

Марка стали	Тол- щина листа, мм	Магнитная индукция B , Тл, при напряженности магнитного поля H , кА/м					Удельные потери, Вт/кг (не более)		ρ , мкОм · м
		B 1	B 2,5	B 5,0	B 10	B 30	P 1,0/50	P 1,5/50	

Горячекатаная сталь

1211	1,0	—	1,53	1,63	1,76	2,00	5,8	13,4	0,25
1212	1,0	—	1,53	1,62	1,76	2,00	5,4	12,5	0,25
1211	0,50	—	1,53	1,64	1,76	2,00	3,3	7,7	0,25
1212	0,50	—	1,50	1,62	1,75	1,98	3,1	7,2	0,25
1213	0,50	—	1,50	1,62	1,75	1,98	2,8	6,5	0,25
1311	0,50	—	1,48	1,59	1,73	1,95	2,5	6,1	0,4
1312	0,50	—	1,48	1,59	1,73	1,95	2,2	5,3	0,4
1411	0,50	—	1,46	1,57	1,72	1,94	2,0	4,4	0,5
1412	0,50	—	1,46	1,57	1,71	1,92	1,8	3,9	0,5
1411	0,35	—	1,46	1,57	1,71	1,92	1,6	3,6	0,5
1412	0,35	—	1,46	1,57	1,71	1,92	1,4	3,2	0,5
1511	0,50	1,30	1,46	1,57	1,70	1,90	1,55	3,5	0,6
1512	0,50	1,29	1,45	1,56	1,69	1,89	1,4	3,1	0,6
1513	0,50	1,29	1,44	1,55	1,69	1,89	1,25	2,9	0,6
1514	0,50	1,29	1,44	1,55	1,69	1,89	1,15	2,7	0,6
1511	0,35	1,30	1,46	1,57	1,7	1,9	1,35	3,0	0,6
1512	0,35	1,29	1,45	1,56	1,69	1,89	1,2	2,8	0,6
1513	0,35	1,29	1,44	1,55	1,69	1,89	1,05	2,5	0,6
1514	0,35	1,29	1,44	1,55	1,69	1,89	0,9	2,2	0,6

Холоднокатаная изотропная сталь

2111	0,65	1,48	1,60	1,70	1,80	2,02	3,8	9,0	0,17
2112	0,50	1,49	1,60	1,70	1,80	2,02	3,5	8,0	0,17
2211	0,50	1,38	1,54	1,64	1,74	1,96	1,9	4,4	0,25
2411	0,50	1,35	1,50	1,60	1,70	1,95	1,3	3,1	0,5
2412	0,35	1,35	1,50	1,60	1,70	1,95	1,15	2,5	0,5

Холоднокатаная анизотропная сталь

Марка	Толщина, мм	B 0,1	B 0,25	B 2,5	P 1,0/50	P 1,5/50	P 1,7/50	ρ , мкОм · м
3411	0,5	—	—	1,75	1,10	2,45	3,20	0,5
3412	0,5	—	—	1,85	0,95	2,10	2,80	0,5
3413	0,5	—	—	1,88	0,80	1,75	2,50	0,5
3414	0,5	1,60	1,70	1,90	0,70	1,50	2,20	0,5
3415	0,35	1,61	1,71	1,90	0,46	1,03	1,50	0,5
3415	0,3	1,61	1,71	1,90	—	0,97	1,40	0,5
3416	0,28	1,61	1,70	1,90	—	0,89	1,30	0,5

Примечания: 1 — Числа после буквы P означают: первое — индукцию, Тл, второе — частоту, Гц, при которой заданы потери. 2. Для холоднокатаной изотропной стали максимальная разница в значениях магнитной индукции вдоль и поперек листа не должна превышать 0,16 Тл при $H=2,5$ кА/м.

На рис. 2.7 показаны кривые намагничивания, измеренные в широком диапазоне напряженности поля для трех наиболее характерных марок стали рассматриваемой группы. Рисунок характеризует зависимость магнитных свойств от степени легирования и наличия текстуры.

Представляет интерес зависимость свойств текстурованных сталей от угла между направлением магнитного потока и направлением прокатки (рис. 2.8). Свойства малотекстурованных сталей при различных направлениях магнитного потока отличаются всего на 3—5%.

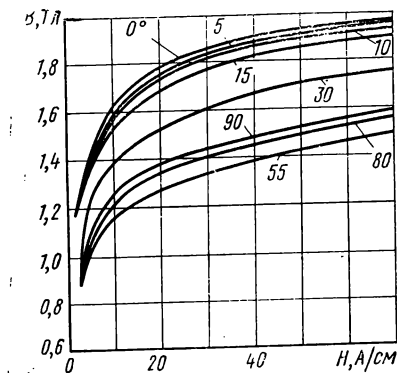


Рис. 2.8. Кривые намагничивания стали 3412, снятые на образцах, вырезанных под разными углами к направлению прокатки

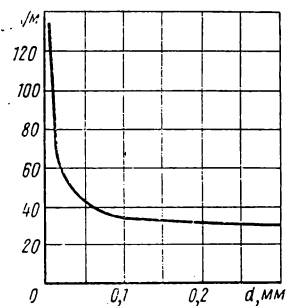


Рис. 2.9. Зависимость коэрцитивной силы от толщины для трансформаторной стали при 20°C

Как отмечалось, магнитные свойства зависят от толщины листа. Из рис. 2.9, например, видно, что уменьшение толщины проката сверх определенного значения приводит к резкому возрастанию коэрцитивной силы, а следовательно, и потерь на гистерезис.

Для рассматриваемой группы сталей, применяемых в энергетическом машиностроении, большое значение имеют удельные потери, которые зависят от химического состава, толщины листа, амплитуды индукции, частоты перемагничивания и микроструктуры стали, обусловленной режимом термической обработки.

Чем выше магнитные свойства стали, тем меньше доля потерь на гистерезис от общих потерь. Для горячекатаных слаболегированных сталей (1211) потери на гистерезис составляют 70—75% от общих потерь (при $f=50$ Гц), для анизотропных (3412, 3413) — 25—35%. Соотношение этих потерь мало зависит от изменения амплитуды в пределах рабочего диапазона.

Зависимость удельных потерь от магнитной индукции для различных марок сталей имеет приблизительно одинаковый характер. На рис. 2.10 показана такая зависимость для анизотропных сталей.

При изменении угла между направлениями прокатки и магнитного потока удельные потери возрастают, достигая максимума при 55° .

Зависимость удельных потерь от частоты определяется соотношением составляющих полных потерь. Потери на гистерезис пропорциональны частоте, потери на вихревые токи — квадрату частоты, дополнительные потери — частоте в степени, большей 1 и меньшей 2. Значит, чем больше доля потерь на гистерезис, тем закон изменения удельных потерь от частоты ближе к линейному, чем

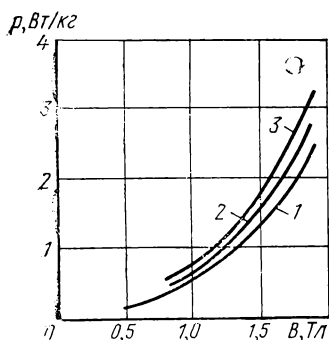


Рис. 2.10 Зависимость удельных потерь от магнитной индукции для текстурованных сталей с $d=0,35$ мм:

1 — 3413; 2 — 3412; 3 — 3411

больше доля потерь на вихревые токи, тем он ближе к квадратичному. Например, при изменении частоты в четыре раза (от 15 до 60 Гц) для горячекатаных слаболегированных сталей ($Si < 1,8\%$) удельные потери возрастают в 5 раз, для анизотропных (текстурованных) — в 8 раз.

Свойства сталей, предназначенных для работы в средних полях при повышенной частоте. Эта группа сталей появилась в связи с широким использованием в технике повышенной частоты (400 Гц — 20 кГц). С ростом частоты увеличивается влияние вихревых токов на процессы перемагничивания. Чтобы вихревые токи были меньше, применяют специальные высоколегированные электротехнические стали

($Si = 3 \div 3,5\%$) в виде тонких листов и лент, обладающие большим удельным сопротивлением. Толщину проката выбирают в зависимости от значения рабочей частоты. Для частоты 400 Гц рекомендуется применять ленты толщиной около 0,15 мм. При частотах 400—1000 Гц выбирают более тонкие ленты (0,08 мм), при 1000—3000 Гц применяют ленты толщиной 0,05 мм. Очень тонкие ленты 0,03; 0,02 и 0,01 мм целесообразно использовать при частотах свыше 3000 Гц.

В тонких лентах холоднокатаной стали потери на гистерезис могут возрасти по сравнению с потерями в миллиметровом прокате. Чтобы устранить этот эффект при производстве специальных электротехнических сталей, работающих в повышенном частотном диапазоне, создают специальную структуру и текстуру. Электромагнитные свойства сталей, предназначенных для работы в средних полях при повышенной частоте, приведены в табл. 2.4. Тончайшая анизотропная лента, поставляемая в отожженном и нагартованном состояниях, обладает кристаллографической текстурой высокой степени совершенства с осью легкого намагничивания вдоль направления проката. Эта сталь имеет очень высокую индукцию при техническом насыщении ($B_s \approx 2,1$ Тл) и малые удельные потери. Кривая намагничивания в зависимости от частоты для стали марки 3424 приведена на рис. 2.11. Изменение удельных потерь от

**Т а б л и ц а 2.4. Электромагнитные свойства некоторых марок
электротехнической стали, предназначенной для работы
в средних полях при частоте 400 Гц
(ГОСТ 21427.3—75 и ГОСТ 21427.4—78)**

Тонколистовая горячекатаная изотропная сталь

Марка стали	Толщина листа, мм	Магнитная индукция B , Тл, при напряженности магнитного поля H , кА/м (не менее)			Удельные потери, Вт/кг (не менее)		ρ , мкОм · м
		B 0,5	B 1,0	B 2,5	P 0,75/400	P 1,0/400	
1521	0,35	1,21	1,30	1,44	10,75	19,5	0,57
1521	0,22	1,20	1,29	1,42	8,0	14,0	0,57
1521	0,2	1,20	1,29	1,42	7,2	12,5	0,57
1521	0,1	1,19	1,28	1,40	6,0	10,5	0,57

Тончайшая лента холоднокатаная анизотропная

Марка стали	Толщина листа, мм	B 0,04	B 0,08	B 0,2	B 0,4	B 1,0	B 2,5	H_c , А/м	P 1/400	P 1,5/400	ρ
3421	0,05	0,4	0,75	1,10	1,25	1,45	1,70	36	10,0	21,0	0,5
3422	0,05	0,55	0,90	1,25	1,35	1,55	1,75	36	—	19,0	0,5
3423	0,05	0,80	1,05	1,40	1,50	1,65	1,82	—	—	17,0	0,5
3424	0,05	0,80	1,10	1,40	1,55	1,65	1,82	32	7,5	16,0	0,5
3425	0,05	1,05	1,30	1,50	1,65	1,75	1,82	—	—	15,0	0,5
3421	0,15	0,50	0,80	1,10	1,30	1,45	1,70	34	10,0	23,0	0,5
3422	0,15	0,60	0,95	1,25	1,40	1,55	1,75	32	9,0	20,0	0,5
3423	0,15	0,80	1,10	1,40	1,55	1,65	1,82	26	8,0	19,0	0,5
3424	0,15	0,80	1,10	1,40	1,55	1,65	1,82	—	—	18,0	0,5
3425	0,15	1,10	1,35	1,50	1,65	1,75	1,82	—	—	17,0	0,5

магнитной индукции в диапазоне частот для этой стали показано на рис. 2.12.

Дополнительное легирование электротехнической стали ($2,8 < \text{Si} < 4\%$) алюминием ($0,2\text{—}0,4\%$) или молибденом ($0,2\text{—}0,5\%$) позволило получить тонкие изотропные ленты, у которых практически одинаковые механические и магнитные свойства в продольном и поперечном направлениях прокатки. Отечественной промышленностью выпускается сталь марок 2421 (ТУ 14-1-3022—80) и ЗСЮ толщиной $0,1\text{—}0,2$ мм, которую можно использовать при частотах $400\text{—}20\,000$ Гц. В последнее время разработаны стали с кубической и плоскостной кубической текстурой, обладающие низкими удельными потерями вдоль и поперек направления прокатки $P_{1,5/400} \leq 15$ Вт/кг или в любом направлении плоскости ленты $P_{1,5/400} \leq 17$ Вт/кг и высокой индукцией насыщения ($B_s > 1,8$ Тл).

Такие свойства обеспечены за счет легирования никелем и фосфором стали с содержанием кремния 2,8—3,2% и применением специальной технологии их производства.

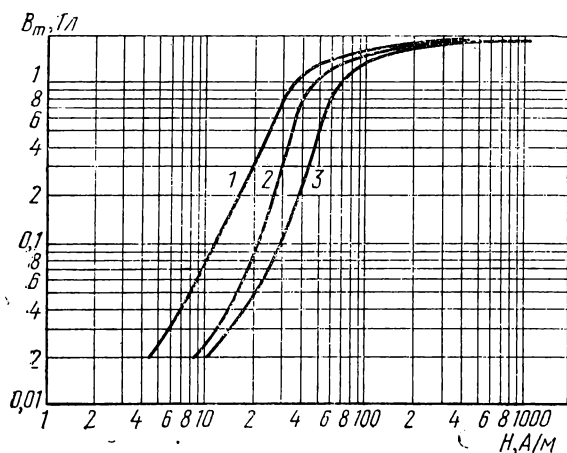


Рис. 2.11. Кривые намагничивания стали марки 3424 в виде ленты толщиной 0,08 мм для частот:
1 — 400 Гц; 2 — 1000 Гц; 3 — 3000 Гц

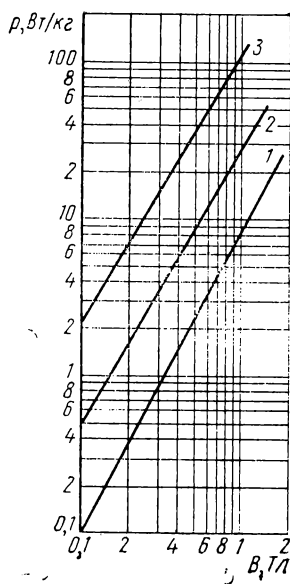


Рис. 2.12. Зависимость удельных потерь от магнитной индукции для стали марки 3424 в виде ленты толщиной 0,08 мм при частоте:
1 — 400 Гц; 2 — 1000 Гц; 3 — 3000 Гц

Свойства сталей, предназначенных для работы в слабых 0,2—0,6 А/м или в средних 3—1000 А/м полях. Электромагнитные свойства некоторых марок этих материалов приведены в табл. 2.5.

Главными требованиями к этим материалам являются высокие значения магнитной проницаемости в слабых и средних полях. Удельные потери не имеют существенного значения, поэтому они не нормируются.

Высокие магнитные свойства в средних и особенно в слабых полях обеспечиваются в результате очистки металла от примесей и снятия внутренних напряжений, а у текстурованных сталей — дополнительно высокой степенью текстуровки.

Для материала, полученного от завода-изготовителя, дальнейшего улучшения свойств можно достигнуть путем проведения дополнительного отжига после механической обработки деталей. Характер и режим отжига существенно влияют на магнитные свойства.

Для сталей этой группы свойственна большая степень анизотропии магнитной индукции. В горячекатаных сталях она достига-

ет 30—40% в слабых полях и 5—7% — в средних. Для текстурованных сталей свойства вдоль и поперек направления прокатки могут отличаться в десятки раз. Рассмотрим вопрос стабильности свойств электротехнических сталей всех трех групп.

Магнитные свойства сталей с течением времени ухудшаются, что объясняется структурными изменениями в материале (старением стали). Для стабилизации свойств процессы старения искусственно ускоряют, подвергая сталь нагреву до 120—150° С в течение 120 ч.

Т а б л и ц а 2.5. Электромагнитные свойства некоторых марок электротехнической стали
(по данным ГОСТ 21427.3—75)

Для работы в слабых полях

Марка стали	Толщина листа, мм	Магнитная индукция B , мТл, при напряженности магнитного поля в А/м (не менее)			ρ , мкОм·м
		B 0,2	B 0,4	B 0,8	
1561	0,35	0,1	0,22	0,65	0,55
1562	0,35	0,12	0,28	0,76	0,55
1561	0,2	0,1	0,23	0,6	0,55
1562	0,2	0,12	0,3	0,75	0,55

Для работы в средних полях

Марка	Толщина листа, мм	Магнитная индукция B , Тл (не менее)								ρ , мкОм·м
		B 10	B 20	B 50	B 70	B 100	B 200	B 500	B 1000	
1571	0,35	0,035	0,14	0,48	0,61	0,77	0,92	1,21	1,30	0,55
1572	0,35	0,045	0,17	0,57	0,71	0,87	1,02	1,25	1,30	0,55
1571	0,2	0,03	0,10	0,38	0,58	0,66	0,90	1,18	1,29	0,55
1572	0,2	0,04	0,14	0,48	0,62	0,74	0,92	1,20	1,29	0,55

Кремний повышает стабильность свойств во времени, поэтому изменение свойств в результате искусственного старения для высоколегированных сталей меньше (около 3%), чем для слаболегированных (около 7—9%).

Следует отметить, что быстрое охлаждение стали при повторном отжиге (сотни градусов в час) вызывает значительное усиление процессов старения.

Свойства сталей зависят также от температуры и механических напряжений.

При повышении температуры происходит значительное падение константы магнитной анизотропии и небольшое уменьшение магнитной индукции насыщения. Этому соответствует возрастание магнитной проницаемости в слабых полях и ее уменьшение в сильных.

На рис. 2.13 приведены кривые намагничивания стали 3413 при разных температурах.

Удельные потери при повышении температуры несколько снижаются в связи с возрастанием удельного сопротивления.

Механические напряжения могут возникнуть в электротехнических сталях по разным причинам. Например, в процессе производства края листа остывают быстрее, чем его середина, в результате чего срединные части оказываются под действием растягивающих, а краевые — сжимающих напряжений. При изготовлении магнитопровода после штамповки или резки материала по его кромке возникают сжимающие напряжения (наклеп). В процессе сборки сердечника пакет обжимается и стягивается, поэтому сталь оказывается под воздействием механических напряжений и т. п.

Во всех случаях наличие механических напряжений приводит к ухудшению магнитной проницаемости, особенно в слабых полях, и к увеличению удельных потерь.

Степень воздействия механических напряжений у каждой марки материала различна и определяется их значением, от общей площади пластины

ношением деформированной зоны и т. п.

На рис. 2.14 приведена зависимость увеличения потерь на гистерезис P_f при штамповке от ширины кольца l_k .

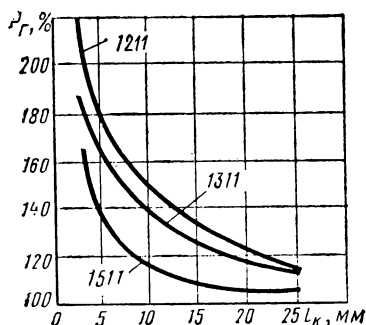


Рис. 2.14. Зависимость увеличения потерь на гистерезис при штамповке от ширины кольца

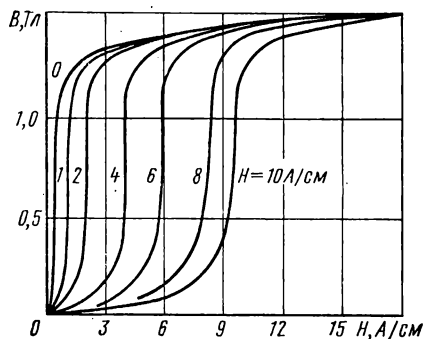


Рис. 2.15. Кривые намагничивания стали 1513 с толщиной листа 0,35 мм

Магнитные свойства могут быть в значительной степени восстановлены путем проведения повторного отжига.

Представляют интерес кривые намагничивания электротехнических сталей, получаемые при действии переменного поля ($f = 50$ Гц) с одновременным наложением постоянного поля. На рис. 2.15 приведены кривые, полученные в этих условиях, для стали 1513.

§ 2.6. Пермаллои

Пермаллои представляют собой, как отмечалось, сплавы железа с никелем или железа с никелем и кобальтом, обычно легированные молибденом, хромом, медью, кремнием и другими элементами. Они обладают более высокими магнитными свойствами в слабых полях, чем электротехнические стали.

На рис. 2.16 представлены зависимости физических свойств железоникелевых сплавов от содержания никеля. Кривые показывают, что наибольшими значениями μ_{\max} и $\mu_{\text{нач}}$ обладает сплав с содержанием 78,5% Ni, получивший название классического пермаллоя.

Для этого сплава константы кристаллографической анизотропии K_1 и магнитострикции насыщения λ_s близки к нулю.

Как доказали Н. А. Акулов и затем Е. И. Кондорский, одновременное равенство нулю K_1 и λ_s является причиной особенно легкой намагничиваемости пермаллоев, что объясняется следующим образом. Уменьшение магнитной кристаллографической анизотропии приводит к тому, что разница в работе, необходимой для намагничивания кристаллов в направлениях легкого или трудного намагничивания, становится меньше. Уменьшение магнитострикции обуславливает снижение напряжений в кристаллической решетке, возникающих при изменении линейных размеров под действием намагничивающего поля, и, следовательно, облегчает процессы намагничивания.

Необходимо отметить, что при близких к нулю значениях K_1 и λ_s магнитные свойства материалов становятся очень чувствительными к внешним напряжениям, что в большинстве случаев нежелательно.

Магнитные свойства в значительной степени зависят также от химического состава и чистоты сплава. Наиболее сильное влияние оказывают такие примеси, как углерод, сера и кислород, не входящие в твердый раствор.

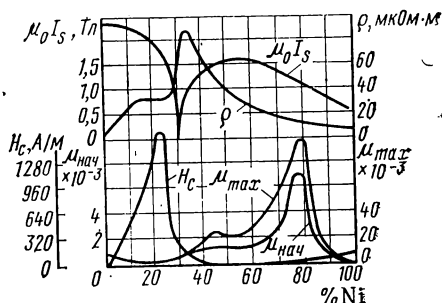


Рис. 2.16. Зависимость свойств железоникелевых сплавов от содержания никеля

Высокие магнитные свойства у пермаллоя с содержанием 78,5% Ni вначале были получены в результате особой термической обработки (пермаллальной), состоящей из двух этапов: нагрева до определенной температуры с последующей выдержкой и охлаждения с заданной скоростью.

Дальнейшие исследования показали, что двойную обработку для классического пермаллоя можно заменить одинарной, заключающейся в высокотемпературном отжиге при 1300°С в чистом сухом водороде и длительном отпуске при 400—500°С.

Из рис. 2.16 видно, что второй максимум для начальной проницаемости наблюдается у сплавов с содержанием 40—50% Ni. Эти сплавы обычно называют низконикелевыми в отличие от высоконикелевых с содержанием 70—80% Ni.

На основании данных табл. 2.6, в которой приведены некоторые свойства высоконикелевого (78,5% Ni) и низконикелевого (50% Ni) нелегированных пермаллоев в постоянных магнитных полях, можно сделать следующие выводы.

Магнитная проницаемость у высоконикелевых пермаллоев в несколько раз больше, чем у низконикелевых, и в несколько десятков раз больше, чем у электротехнических сталей; без термической обработки проницаемость у пермаллоев меньше, чем у технически чистого железа.

Индукция насыщения высоконикелевых пермаллоев приблизительно в 2 раза меньше, чем у электротехнических сталей, и в 1,5 раза меньше, чем у низконикелевых.

Отсюда следует, что высоконикелевые пермаллои нецелесообразно применять в качестве материала для сердечников силовых трансформаторов и других устройств, для которых важно создание большого магнитного потока.

Удельное электрическое сопротивление у высоконикелевых пермаллоев в 2 раза меньше, чем у низконикелевых. Следовательно, в переменных магнитных полях, особенно при повышенных частотах, предпочтительнее использование низконикелевых пермаллоев. Термическая обработка высоконикелевых пермаллоев сложнее низконикелевых.

Кроме того, высоконикелевые пермаллои дороже низконикелевых из-за большого содержания никеля, а механические напряжения, чистота и состав сплава значительно сильнее влияют на магнитные свойства высоконикелевых пермаллоев по сравнению с низконикелевыми.

Большой диапазон изменения магнитных свойств, указанных в табл. 2.6, объясняется плохой воспроизводимостью характеристик пермаллоев.

Для улучшения электромагнитных свойств обе группы пермаллоев обычно легируют различными элементами.

Легирование молибденом обуславливает значительное увеличение удельного сопротивления, оказывает положительное влияние на значение начальной проницаемости и позволяет двойную термообработку заменить сравнительно простым отжигом. Кроме того,

наличие молибдена уменьшает чувствительность к деформации. Отрицательное действие молибдена проявляется в уменьшении индукции насыщения. Действие хрома в значительной степени аналогично действию молибдена.

Медь способствует увеличению постоянства магнитной проницаемости при изменении напряженности поля, улучшает температурную стабильность, а также повышает электрическое сопротивление. Сплавы с медью хорошо поддаются механической обработке.

Т а б л и ц а 2.6. Свойства нелегированных высоконикелевого и низконикелевого пермаллоев

Ni, %	$\mu_{нач}$	μ_{max}	H_c , А/м	B_s , Тл	ρ , мкОм·м	Термическая обработка
50	2000—3200	50 000—60 000	6	1,55	0,5	Отжиг 1000—1200°C
78,5	7000—14 000	100 000—200 000	2	1,05	0,25	Двойная (пермаллоевая)

Для легирования пермаллоев применяют и некоторые другие элементы.

Создание стандарта на промышленные марки пермаллоев связано с большими трудностями. Это объясняется плохой воспроизводимостью характеристик. Стандарт можно создавать лишь при высокой культуре производства сплавов.

В СССР принят ГОСТ 10160—75 «Сплавы прецизионные магнитомягкие», который распространяется на определенные типы прецизионных сплавов, отличающихся высоким уровнем специальных физических и физико-механических свойств, и в том числе на железоникелевые сплавы с высокой магнитной проницаемостью.

По основным магнитным и электрическим свойствам пермаллои подразделяют на четыре группы.

Первая группа включает сплавы с наивысшей магнитной проницаемостью в слабых полях ($\mu_{нач}=20\,000\div200\,000$, $\mu_{max}=100\,000\div1\,000\,000$). Сюда относятся высоконикелевые пермаллои с содержанием Ni от 70 до 85%, легированных молибденом (3,8—4,1%), хромом (2,6—3,0%), кремнием (1,1—1,5%), ванадием (3,8—4,2%), медью (4,8—5,2%). Все сплавы содержат в небольших количествах марганец (0,3—0,6%).

Наиболее широко применяются следующие марки этой группы. Сплавы 79НМ, 80НХС с высокой начальной (20 000—50 000) и максимальной (100 000—300 000) проницаемостью рекомендуются для сердечников малогабаритных трансформаторов, реле и магнитных экранов; при толщине 0,02 мм — для сердечников импульс-

ных трансформаторов, магнитных усилителей и бесконтактных реле.

Сплав 81НМА отличается наивысшей магнитной проницаемостью в слабых постоянных и переменных полях. При $H = 0,08$ А/м $\mu = 50\,000 \div 250\,000$. Очень важной для практического использования особенностью этого сплава является повышенная стабильность его магнитных характеристик при механических напряжениях и повышенная прочность.

Сплав 83НФ отличается достаточно высокой температурной стабильностью начальной магнитной проницаемости и небольшой коэффициент амплитудной нестабильности проницаемости в переменных полях до 0,1 А/м при частотах до 15 кГц.

Сплав 77НМД (ТУ 14-1-1708—76) * имеет пониженное отношение максимальной проницаемости к начальной (1,5—3,0). Из него изготавливают сердечники в особо точных устройствах.

Сплав 76НХД (ТУ 14-1-2722—79) характеризуется повышенной температурной стабильностью свойств в интервале $-60 \div +60^\circ\text{C}$.

Сплав 72НМДХ (ТУ 14-1-2557—78) помимо достаточно высокой проницаемости в слабых полях (при $H = 0,08$ А/м и $\mu = 10\,000$) имеет низкую точку Кюри ($100\text{—}120^\circ\text{C}$). Эта совокупность свойств обеспечивает изготовление из него высококачественных экранов и тепловых реле.

В сплаве 78Н (ТУ 14-1-309—72) сочетаются высокая магнитная проницаемость с низким электрическим сопротивлением ($\rho = 0,16$ мкОм·м).

Супермаллой обладает рекордными значениями максимальной магнитной проницаемости ($\mu_{\text{max}} \approx 1\,000\,000$). Он имеет следующий состав: около 79% Ni, 5% Mo, 15% Fe и 0,5% Mn. В процессе производства супермаллой тщательно очищают от примесей, плавку ведут в индукционной печи в вакууме, разливку производят в атмосфере азота или гелия. Термообработка состоит из отжига при 1300°C в атмосфере чистого водорода и охлаждения с определенной скоростью, которая обеспечивает получение наивысших магнитных свойств. Отношение значений проницаемости супермаллой и пермаллой 79НМ составляет 5—10 в полях при $B = 0,4 \div 0,5$ Тл. При индукции $B = 0,7 \div 0,8$ Тл проницаемость супермаллой резко понижается и становится меньше, чем проницаемость молибденового пермаллой или железа. Магнитные свойства супермаллой (средние данные): $\mu_{\text{нач}} = 100\,000$; $\mu_{\text{max}} = 600\,000 \div 1\,500\,000$; $H_c = 0,3$ А/м, $B_s = 0,79$ Тл.

Вторая группа пермаллоев включает сплавы с высокой магнитной проницаемостью и повышенным удельным электрическим сопротивлением ($\mu_{\text{нач}} = 1500 \div 6000$, $\mu_{\text{max}} = 15\,000 \div 100\,000$, $B_s = 1,0 \div 1,4$ Тл, $\rho = 0,9 \div 1,0$ мкОм·м). Сюда относятся низконикелевые пермаллои (Ni = 38÷51%), легированные хромом (3,8—4,2%) и кремнием (1,1—3,2%).

* В скобках указаны ТУ, в соответствии с которыми выпускается данная марка.

Сплавы 50НХС и 38НС рекомендуются для сердечников импульсных трансформаторов и аппаратуры связи звуковых и высоких частот, работающих без подмагничивания или с небольшим подмагничиванием, так как они обладают низкими удельными потерями. Для ленты 50НХС толщиной 0,1 мм удельные потери на частоте 400 Гц составляют 0,3—4,0 Вт/кг при изменении индукции от 0,3 до 0,8 Тл. При $f=1000$ Гц $P=1,3\div 4,3$ Вт/кг в диапазоне индукций 0,3—0,6 Тл.

Третья группа пермаллоев включает сплавы с высокой магнитной проницаемостью и повышенной индукцией насыщения ($\mu_{нач}=2000\div 5000$, $\mu_{max}=20\,000\div 300\,000$, $B_s=1,3\div 1,5$ Тл). Это низконикелевые пермаллои с содержанием $Ni=35\div 50\%$, предназначенные для работы в постоянных и преимущественно в переменных полях с широким диапазоном частот без подмагничивания или с подмагничиванием слабыми постоянными полями.

Так, у сплава 50Н, наиболее распространенного представителя этой группы, изготовленного в виде ленты толщиной 0,02 мм, амплитудная магнитная проницаемость остается практически постоянной при изменении частоты поля от 0 до 2,4 кГц (при $f=0$ $\mu_{max}=25\,000\div 35\,000$, при $f=2,4$ кГц $\mu_{max}=25\,000$). Для ленты толщиной 0,2 мм в этом диапазоне частот происходит уменьшение магнитной проницаемости примерно в 3 раза.

Сплав 50Н-ВИ (ТУ 14-222-58—75) по сравнению с 50Н имеет более высокие начальную (10 000—100 000) и максимальную (90 000—450 000) проницаемости, повышенную $B_s=1,53\div 1,6$ Тл и более высокую коррозионную стойкость.

Четвертая группа пермаллоев включает сплавы с прямоугольной петлей гистерезиса, обладающие кристаллографической или магнитной текстурой. Свойства этих сплавов рассмотрены в § 2.20.

Пермаллои изготавливают в виде холоднокатаных лент толщиной 0,005—2,5 мм, горячекатаных листов, горячекатаных и кованых прутков. Ширина лент в зависимости от толщины для самых тонких составляет 30—100 мм, для самых толстых — 100—250 мм. В поковках, прутках и лентах толщиной до 0,05 мм сплавы практически изотропны. В очень тонких лентах (тоньше 0,05 мм) наблюдается анизотропия свойств.

Листы, ленты и прутки поставляют в термически необработанном виде. Для получения нормируемых магнитных свойств необходимо применять (после изготовления изделий) окончательную термическую обработку, режимы которой приведены в табл. 2.7. В зависимости от технологии изготовления выпускаются пермаллои трех классов для большинства марок. Сплавы класса I получают методом открытой выплавки. Принято считать, что класс I соответствует нормальному уровню магнитных свойств для данной марки. Сплавы класса II, выплавленные в вакуумных печах, имеют повышенные свойства. Класс III означает высокие магнитные свойства данной марки. Пермаллои этого класса получают специальными методами выплавки. Статические магнитные свойства сплавов после конечной термической обработки должны соответствовать

данным табл. 2.8, в которой приведены магнитные характеристики некоторых марок пермаллоя для ряда наиболее распространенных толщин. Их кривые намагничивания и магнитной проницаемости показаны на рис. 2.17.

Часто пермаллои применяют в переменных магнитных полях и в сложных случаях намагничивания: импульсном, при одновременном действии постоянного и переменного полей и т. п. Электромагнитные свойства при этом существенно зависят от толщины пла-

Таблица 2.7. Режимы термической обработки железоникелевых сплавов (пермаллоев), рекомендуемые ГОСТ 10160—75

Марка сплава	Среда отжига	Температура нагрева, °С, со скоростью 400—500 град/ч	Время выдержки, ч	Режим охлаждения
45Н, 50Н, 79НМ	Вакуум	1225±25	3—6	До 600°С со скоростью 100—200 град/ч; с 600 до 200°С со скоростью не менее 400 град/ч
50НХС, 80НХС	»	1225±25	3—6	До 400—500°С со скоростью 200 град/ч; от 400 до 200°С со скоростью не менее 400 град/ч
81НМА	»	1100±20	3	До 600°С со скоростью не более 200 град/ч; от 600 до 400°С со скоростью 400 град/ч; от 400°С с произвольной скоростью до 100°С

Примечания: 1. Время выдержки зависит от размера и массы образца. 2. Отожженные образцы и изделия должны быть светлыми, чистыми, свободными от окиси, темных пятен и цветов побежалости. Не допускается спекание пластин или витков в процессе отжига. 3. Отожженные изделия, детали или ленточные сердечники не должны подвергаться в процессе сборки ударам, изгибам, рихтовке, шлифовке, а также чрезмерной затяжке или сдавливаемости обмоткой. 4. Отожженные изделия или образцы для магнитных измерений осторожно снимают с оправок, закладывают в защитные каркасы и направляют на сборку или магнитные испытания.

стин, удельного сопротивления, частоты, однородности материала и других причин. Так, с увеличением частоты магнитная проницаемость падает и тем скорее, чем выше было ее значение в постоянном поле. Чем больше частота, тем целесообразнее применять низконикелевые пермаллои тонкого проката.

На рис. 2.18 приведены кривые намагничивания пермаллоя 80НХС при одновременном действии переменного (при $f=50$ Гц) и постоянного полей.

Недостатками пермаллоев являются их относительно высокая стоимость, дефицитность отдельных компонентов (прежде всего никеля), необходимость проведения сложного отжига после механической обработки и большая зависимость магнитных свойств от механических воздействий, что требует специальных мер защиты [2.6].

При попытке найти заменители пермаллоев, свободные от указанных недостатков, были получены сплавы железо-алюминий без третьего или с третьим компонентом.

**Таблица 2.8. Свойства железоникелевых сплавов (пермаллоев)
после термической обработки (ГОСТ 10160—75)**

Марка сплава	Вид продукции	Толщина или диаметр, мм	$\mu_{нач}$	μ_{max}	H_c , А/м (не более)	B_s , Тл	ρ , мкОм·м
			не менее			не менее	
79 НМ класс I	Холоднока- танные ленты и листы	0,005	7 000	30 000	8,0	0,75	0,55
		0,01	14 000	60 000	5,6		
		0,05—0,08	16 000	90 000	3,2		
		0,20—0,25	22 000	130 000	1,6		
		0,35—1,0	25 000	150 000	1,6		
		1,5—2,5	22 000	150 000	1,6		
	Горячека- танные листы	3—22	20 000	80 000	1,6		
	Прутки	8—100	20 000	80 000	1,6		
80НХС класс I	Холоднока- танные ленты и листы	0,005	8 000	30 000	8,0	0,63	0,62
		0,01	14 000	50 000	5,6		
		0,05—0,08	20 000	90 000	3,2		
		0,2—0,25	28 000	130 000	1,6		
		0,35—0,5	35 000	150 000	1,2		
		0,8—1,0	30 000	170 000	1,0		
	1,5—2,5	25 000	150 000	1,2			
	Горячеката- нные листы	3—22	20 000	70 000	3,2		
Прутки	8—100	20 000	70 000	3,2			
81НМА класс I	Холоднока- танные ленты и листы	0,02—0,2	50 000	—	—	0,5	0,8
		0,35—0,5	70 000	250 000	1,2		
		0,8—2,0	50 000	200 000	1,2		
	Прутки	10—50	40 000	150 000	1,6		
83НФ	Холоднока- танные ленты	0,02	35 000	—	—	0,6	0,7
		0,05	40 000	—	—		
		0,1	50 000	—	—		
50НХС класс I	То же	0,005	1000	8 000	8 10	1,0	0,9
		0,01	1300	10 000			
		0,05—0,08	2000	20 000			
		0,2—0,25	3000	28 000			
		0,35—0,5	3200	30 000			
		0,8—1,0	3000	20 000			
38НС	»	0,02—0,04	2500	20 000	12	0,95	0,9
		0,05—0,19	3000	25 000	12		
50Н класс I	»	0,05—0,08	2000	20 000	20	1,5	0,45
		0,8—1,5	3000	30 000	12		
	Прутки	8—100	2500	20 000	24		
		Горячека- танные листы	3—22	2500	20 000	24	

Тройным сплавом такого рода является альсифер, состоящий из алюминия, кремния и железа. Альсифер получают как литой, некокий материал с высокими твердостью и хрупкостью. Сплав оптимального состава (9,6% Si и 5,4% Al) обладает следующими свойствами: $\mu_{нач}=35\,400$; $\mu_{max}=117\,000$; $H_c=1,76\text{ А/м}$, т. е. не уступает пермаллою. Однако максимум магнитных свойств альсифера соответствует очень точному соблюдению состава, что

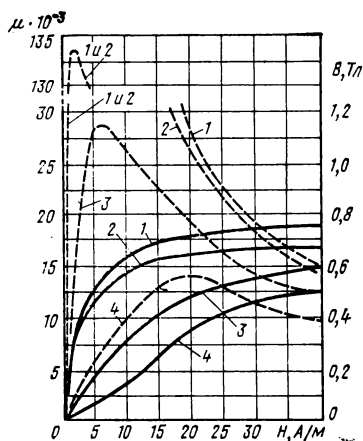


Рис. 2.17. Кривые намагничивания (сплошные линии) и магнитной проницаемости (пунктирные линии) в слабых полях для промышленных пермаллоев:

1 — сплав 79НМ, толщина листа 0,35—0,1 мм; 2 — сплав 80НХС, толщина листа 0,35—0,1 мм; 3 — сплав 50НХС, толщина листа 0,35—0,1 мм; 4 — сплав 50НХС, толщина листа 0,05 мм

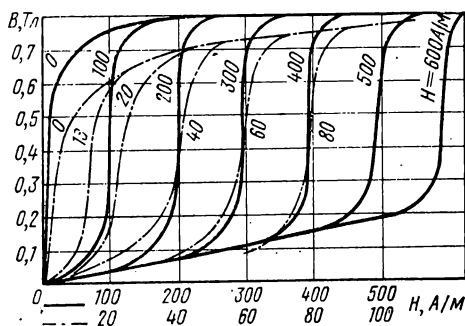


Рис. 2.18. Кривые намагничивания пермаллоя 80НХС

можно обеспечить только для лабораторных образцов. Промышленный альсифер имеет средние значения начальной проницаемости $\mu_{нач}=6000\div7000$ (после отжига), т. е. значительно более низкие, чем оптимальные. Вследствие хрупкости альсифера толщина стенок должна быть не менее 1—2 мм, а это ввиду малого электрического сопротивления изделия полностью исключает возможность использования отливок из альсифера в цепях переменного тока даже при частоте 50 Гц. Альсифер благодаря хорошей размольности применяют главным образом в качестве ферромагнитной фазы магнитодиэлектриков (см. § 2.10).

К двойным сплавам алюминий-железо относятся, например, альфенол (16% Al) и терменол (16% Al, 3% Mo). По магнитным свойствам они не уступают низконикелевым пермаллоям и даже в некотором роде превосходят их, но высокое содержа-

ние алюминия обуславливает значительные технологические трудности из-за хрупкости сплавов.

Альфенол удается изготавливать в виде лент толщиной до 0,1 мм, что позволяет использовать его, например, в магнитных головках для звукозаписи, где важна высокая устойчивость материала к истиранию.

Отечественный альфенол марок 12Ю (ТУ 14-1-729—73) с $\mu_{нач} = 1000$ и 12Ю-ВИ (ТУ 14-1-2233—77) с $\mu_{нач} = 10\,000$ в виде прутков и горячекатаных листов характеризуется высокой прочностью, износоустойчивостью и устойчивостью к коррозии. Из него изготавливают изделия с высокой чистотой обработки поверхности. К этой группе относится сплав 16Ю-ВИ (ТУ 14-1-469—73), который содержит хром, улучшающий пластичность. Для ленты из этого сплава $\mu_{max} = 40\,000 \div 50\,000$, $\mu_{нач} = 5500 \div 8000$, удельное сопротивление в три раза больше, чем у молибденового пермаллоя.

§ 2.7. Некоторые технологические вопросы, связанные с применением электротехнических сталей и пермаллоев

Листы и ленты из электротехнических сталей и пермаллоев являются полуфабрикатами, предназначенными для изготовления магнитопроводов. Основные технологические операции при этом — резка ленты или штамповка пластин, электроизоляция между витками или пластинами, навивка сердечников или сборка пакетов.

Во всех случаях после механической обработки пермаллоя обязательно подвергают отжигу. Для электротехнических сталей отжиг также желателен, особенно если требуется получить высокие значения проницаемости в слабых и средних полях.

Рассмотрим основные вопросы технологии производства ленточных и шихтованных (собираемых из пластин) сердечников.

Ленточные сердечники изготавливают из ленты толщиной 0,02—0,35 мм, нарезанной из рулона пермаллоя или текстурованной электротехнической стали. Ленту навивают в спираль, изолируя витки тонким слоем изоляционного покрытия. Далее производят термическую обработку и укладку сердечников в защитные каркасы (рис. 2.19) из пластмассы или алюминия для защиты от механических нагрузок, которые могут возникнуть, например, при наложении обмоток, а также от ударов, вибрации и пр. Пространство между сердечником и стенками каркаса заполняют эластичными смазками.

На рис. 2.4 показаны различные типы ленточных сердечников.

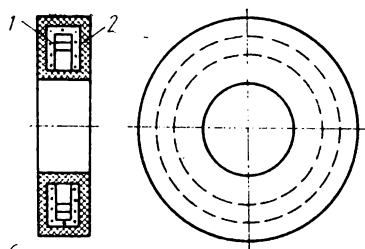


Рис. 2.19. Кольцевой пермалловый сердечник (1) в защитном каркасе (2)

Неразрезные (сплошные) сердечники обладают более высокими магнитными свойствами и дешевле, чем разрезные. При самой тщательной шлифовке торцов индукция в разрезных сердечниках на 20—30% ниже, чем в сплошных. Однако выполнение обмоток значительно сложнее и дороже у сплошных сердечников.

Разрезные сердечники изготавливают или из сплошных, разрезая их, или методом гибки и прессования. Последний метод состоит в том, что из ленты нарезают пластины различной длины, которые подвергают далее гибке и опрессовке по форме сердечника. Первый метод применяют чаще.

Для навивки ленточных сердечников используют специальные установки. Неотожженную ленту предварительно разрезают precisionными роликовыми ножницами на необходимую ширину (высоту сердечника). Установка для навивки выполняет следующие операции: снимает заусенцы с краев ленты, обезжиривает и протирает ленту, наносит изоляционное покрытие и навивает сердечник необходимых размеров. Концы ленты закрепляют, например, точечной сваркой.

Одним из важных вопросов изготовления витых сердечников является выбор необходимого натяга ленты в процессе навивки. Чрезмерное увеличение натяга вызывает ухудшение магнитных свойств и уменьшение электрического сопротивления. Слабый натяг не обеспечивает высокий коэффициент заполнения и снижает механическую прочность сердечника.

После навивки сердечник поступает на отжиг. Применяют в основном три вида отжига: в контейнерах (защитных ящиках), в водородной среде и в вакууме.

Отжиг в контейнерах технологически наиболее простой. При таком отжиге изделия загружают в ящик, сваренный из листов жароупорной стали толщиной 4—6 мм. Свободное пространство заполняют чистым кварцевым песком или тонко размолотым асбестом. Ящик имеет две крышки, промежуток между которыми заполняют чугунной стружкой или стружкой из технически чистого железа для предотвращения окисления деталей. Ящик герметизируют жароупорной глиной.

Режим отжига зависит от марки материала и формы изделий и каждый раз его нужно подбирать опытным путем. Для электротехнических сталей ориентировочно можно рекомендовать следующий режим: нагрев до 720—780° С, выдержку при этой температуре в течение 1—1,5 ч, охлаждение до 200—250° С со скоростью около 50° С в час. После этого изделия могут быть вынуты из ящика.

Регулируя заполнение свободного пространства в ящике, получают изделия с различной толщиной оксидной пленки, которую можно использовать в качестве электрической изоляции между пластинами.

Для пермаллоев отжиг в контейнере не может обеспечить высокие магнитные свойства.

Отжиг в водородной среде технологически наиболее дорогой и сложный. Он требует специальной печи и установки для очистки и осушки

технического водорода. Известно также, что водород взрывоопасен. Поэтому его применяют сравнительно редко.

Отжиг в вакууме проще, чем отжиг в водороде, и находит широкое применение. Его производят в контейнерах при вакууме 10^{-2} — 10^{-4} мм рт. ст.

Качество материала зависит от степени разряжения при отжиге. Например, содержание водорода в сплаве 79НМ после отжига при температуре 1100°C с повышением степени вакуумирования от 10^{-2} до 10^{-3} мм рт. ст. уменьшается более чем в 3 раза.

Режим отжига — температура и скорость нагрева, время выдержки при температуре нагрева и режим охлаждения — зависит от марки сплава, размеров и формы изделий. Меняя режим отжига, можно существенно влиять на те или иные магнитные характеристики материала, добываясь, например, наибольших значений начальной или максимальной проницаемости и т. п. Режим отжига, после которого параметры образцов определенной формы и размеров (см. гл. 3) удовлетворяют требованиям ГОСТа, указаны в соответствующих стандартах (см., например, табл. 2.7).

Характер увеличения температуры существенного влияния на качество отжига не оказывает. Повышение температуры сверх определенного значения хотя и способствует дальнейшей дегазации, но приводит к ухудшению магнитных свойств. Предполагают, что это происходит вследствие изменения химического состава за счет улетучивания никеля. Время выдержки при максимальной температуре имеет оптимальное значение, отклонение от которого вызывает ухудшение магнитных свойств.

Так как скорость охлаждения существенно влияет на магнитные свойства, для ее регулирования применяют охлаждение с печью, в контейнере на воздухе, в контейнере в воде и другие методы.

В некоторых случаях магнитные свойства повышаются в результате использования при отжиге активных покрытий, способствующих удалению из материала углерода, серы и т. п. Наибольший эффект при этом дает углекислый барий.

Результаты отжига улучшаются также за счет припудривания изделий неактивными покрытиями (MgO , Al_2O_3 и др.), которые облегчают удаление газообразных продуктов рафинировки.

Шихтованные сердечники изготавливают обычно из изотропных магнитных материалов — горячекатаных или малотекстурованных сталей, а также из пермаллоев.

Штамповку пластин осуществляют на прессах. При этом происходит значительное ухудшение магнитных свойств на расстоянии 0,5—4,0 мм от контура пластины. Степень ухудшения зависит от многих причин: свойств материала, толщины листа, зазора между матрицей и пуансоном и т. п. Чем меньше по размерам и ажурнее пластина, тем значительнее потери магнитных свойств и, следовательно, тем более необходим отжиг для снятия напряжений.

При вырубке пластины возможно образование заусенцев, которые снимают абразивным кругом.

Качество сердечника в значительной степени определяется значением коэффициента заполнения. Практически коэффициент заполнения изменяется от 0,8 до 0,97. Он будет тем выше, чем ровнее поверхность пластин, меньше их изогнутость, тоньше слой изоляции и больше сжатие пакета. Для уменьшения изогнутости пластины после штамповки и снятия заусенцев часто подвергают рихтовке, после чего они поступают на отжиг.

Если отжиг производится в закрытых контейнерах, а не в вакууме или в водороде и сопровождается образованием пленки оксида, то при пониженных требованиях к сопротивлению изоляции дополнительного покрытия поверхности пластины изоляционным слоем не требуется. В противном случае на пластины наносят слой изоляции химическим способом (например, фосфатную пленку) или путем покрытия поверхности нитролаком. Толщина пленки обычно не превышает 5—15 мкм.

Далее пластины поступают на сборку. Собранный пакет должен обеспечить наивысший коэффициент заполнения без нарушения изоляции и снижения магнитных свойств.

§ 2.8. Технология производства ферритов

Ферриты можно изготовить различными способами. Однако промышленностью освоена пока только керамическая технология. В зависимости от получения смеси оксидов различают следующие методы: *смешения оксидов, термического разложения солей, совместного осаждения гидроксидов или углекислых солей и комбинированный.*

Наиболее простым является метод смешения оксидов (рис. 2.20, а), в котором в качестве исходных материалов используют оксиды соответствующих металлов.

После анализа исходных материалов на количество примесей, влажность и процентное содержание в них оксидов для заданного состава феррита производят расчет составляющих шихты в % (мас.).

Сырье взвешивают и подвергают первому помолу в шаровых или вибромельницах, в которых сырье размельчается и тщательно перемешивается до получения однородной массы.

Далее после сушки и брикетирования (или гранулирования) осуществляют предварительный обжиг при температуре на несколько сот градусов ниже температуры окончательного обжига. В результате получается полуспекшаяся масса с частичным или полным образованием феррита. Предварительный обжиг требуется также для уменьшения усадки изделия после формовки.

Второй помол должен обеспечить получение еще более измельченной и однородной массы, чем первый. Далее порошок непосредственно используют для получения изделий.

Формование изделий из ферритов производят прессованием в стальных формах, выдавливанием стержней, трубок через мунштук и значительно реже вытачиванием из спрессованных сырых заготовок. Для изготовления деталей сложной конфигурации и ма-

лых размеров применяют метод горячего литья под давлением, хотя он не всегда обеспечивает высокую воспроизводимость свойств.

Во всех случаях для улучшения прессуемости в порошок вводят пластифицирующие вещества. При прессовании изделий для

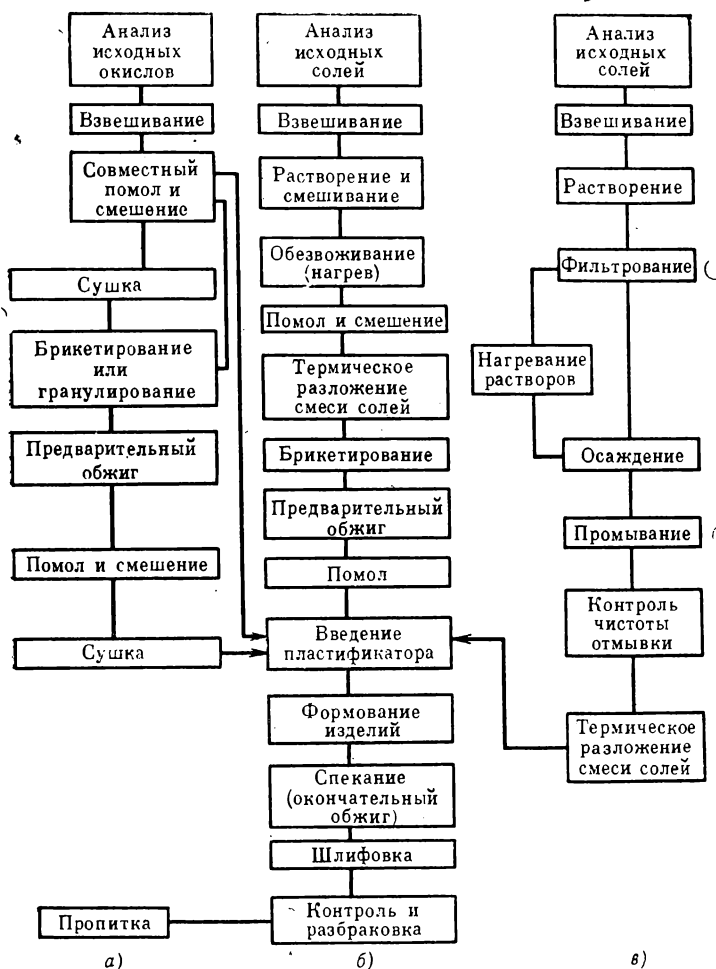


Рис. 2.20. Схема технологического процесса изготовления ферритов различными методами

этой цели наиболее широко применяют 8- или 10%-ный раствор поливинилового спирта. При протяжке изделий через мундштук хорошими свойствами обладает ферритовый порошок, содержащий 10—12% нефтяного парафина и 2—3% пчелиного воска. После введения пластификатора масса тщательно перемешивается и поступает на формовку.

Формование изделий осуществляют с помощью гидравлических автоматических или полуавтоматических прессов при давлении до 200 МПа (2 Т/см²), а в случае применения в качестве пластификатора парафина — до 300 МПа (3 Т/см²). Протяжку изделий в виде стержней и трубок производят на мундштучных прессах путем выдавливания пластичной ферритовой массы под воздействием поршня через мундштук. Горячее литье осуществляют на литьевых машинах при температуре 70—90° С.

Для получения у ферритов плотности, близкой к теоретической (например, у материалов для сердечников магнитных головок, что соответствует высокой механической износостойчивости), применяют способ горячего прессования, который состоит в следующем. Вначале способом обычного (холодного) прессования делают заготовки, например, в виде таблеток диаметром 30—70 мм и высотой 6—12 мм. Далее эти заготовки помещают в жаропрочные формы из карбида кремния, которые изолируют от стенок, засыпая глинозем. Пресс-форму с таблеткой помещают в печь, где производится спекание по температурному режиму, не отличающемуся от описанного ранее. Особенность состоит в том, что при температуре 1100—1300° С в течение 15—20 мин на заготовку через верхний пуансон оказывается давление 10—30 МПа. В дальнейшем из заготовок механической обработкой получают изделия нужной конфигурации.

Заключительной технологической операцией, от которой в значительной степени зависит качество ферритовых изделий, является окончательный обжиг, в результате чего происходит спекание (образование черепка) и заканчивается процесс ферритизации.

Несмотря на кажущуюся простоту рассмотренного технологического процесса, в производстве ферритов встречаются большие трудности.

Одним из основных недостатков ферритов является плохая воспроизводимость свойств. Метод смешения оксидов не позволяет устранить этот недостаток, что объясняется следующим образом.

Оксиды в зависимости от способа их получения и внутреннего строения обладают различной *активностью*, т. е. способностью вступать в химические соединения. Чем выше активность, тем легче и полнее происходит процесс ферритизации.

Например, опытным путем было установлено, что закись никеля, полученная прокаливанием углекислого никеля при температуре 700° С, лучше ферритизуется, чем закись никеля, полученная прокаливанием при более высокой температуре.

Большое влияние на активность оксидов оказывают также примеси и степень измельчения частиц.

Практически при массовом производстве ферритов по методу смешения оксидов из каждой партии сырья предварительно изготавливают пробную партию изделий, и только в том случае, если свойства этих изделий соответствуют техническим условиям, сырье используют в производстве.

При использовании метода термического разложения солей (рис. 2.20, б) обеспечивается контроль процесса образования оксидов.

Исходными материалами в данном случае являются не оксиды, а сернокислые и другие соли соответствующих металлов, содержащие кристаллизационную воду.

Соли смешивают в необходимой пропорции и нагревают до 300°C . При этом происходит расплавление солей в кристаллизационной воде и их молекулярное перемешивание, в результате которого увеличивается активность массы, что позволяет значительно снизить требования к качеству помола.

Полученную после выпаривания воды твердую массу размалывают и нагревают до 935°C под вытяжкой.

При прокаливании происходит термическое разложение солей на оксиды и газы. Исследования показали, что уже на этой стадии возникает частичное образование феррита. Дальнейшее изготовление феррита совпадает с методом смешения оксидов.

Метод термического разложения солей дает улучшенную воспроизводимость свойств ферритов и позволяет получать магнитомягкие ферриты, имеющие значительно более высокую начальную магнитную проницаемость, чем при изготовлении первым методом.

Недостатками метода термического разложения солей являются:

- 1) усложненный технологический процесс;
- 2) образование отходов, составляющих по массе приблизительно две трети от общего количества сырья;
- 3) необходимость утилизации отходов, в большинстве случаев являющихся вредными и загрязняющими воздушный бассейн (сернистые и другие газы).

При использовании метода совместного осаждения гидроксидов или углекислых солей (рис. 2.20, в) исходными материалами также являются соли, но технологический процесс на первом этапе отличается от метода термического разложения солей и заключается в следующем. Соли растворяют в дистиллированной воде и в раствор добавляют осадитель (соду, гидрат оксида натрия, аммиак и др.). В результате происходит совместное осаждение гидрата оксидов или углекислых солей.

Осадок тщательно промывают дистиллированной водой и обрабатывают по методу термического разложения солей. Многократная промывка способствует удалению растворимых примесей, что повышает частоту смеси оксидов и увеличивает активность. Это является преимуществом метода.

Однако он обладает всеми недостатками, присущими методу термического разложения солей, и, кроме того, еще большей сложностью, потерями неопределенного количества материала при промывке, а также опасностью появления примесей в виде некоторого количества растворимых солей, адсорбированных осадком.

При хорошо отработанной и точно соблюдаемой технологии метод совместного осаждения гидроксидов позволяет получать фер-

риты с самыми высокими воспроизводимостью свойств и однородностью массы.

Для комбинированного метода одни составляющие получают методом смешения оксидов, другие — методом совместного осаждения гидроксидов или углекислых солей. Такой подход к выбору исходных материалов объясняется тем, что, например, на свойства никель-цинкового феррита качество (активность) ZnO влияет мало, а Fe_2O_3 или NiO влияет очень сильно. Поэтому целесообразно использовать в качестве сырья оксид цинка и соли железа или никеля.

Отличительная особенность производства марганец-цинковых ферритов состоит в том, что при охлаждении ферритов в среде воздуха при атмосферном давлении марганец имеет тенденцию к окислению до более высоких степеней, чем MnO , что приводит к резкому снижению магнитных свойств.

Для получения марганец-цинковых ферритов с высокой магнитной проницаемостью изделия должны спекаться в контролируемой газовой среде, что можно осуществить двумя способами:

- 1) путем изменения давления воздуха в печи в зависимости от температуры по определенной программе;

- 2) применением в печи среды, состоящей из смеси азота с кислородом, при изменяющемся парциальном давлении кислорода в зависимости от температуры и неизменном (немного более атмосферного) общем давлении этой смеси.

Предварительный обжиг и спекание марганец-цинковых ферритов требует более высоких температур, чем для никель-цинковых.

Изделия из марганец-цинковых ферритов, предназначенных для работы в слабых полях, подвергают искусственному старению, которое состоит в выдержке при $t = 150^\circ \text{C}$ в течение 48 ч.

Отметим некоторые особенности технологии производства прокатанных ферритовых пленок, которые используют в микроминиаюрных индуктивных элементах, элементах техники СВЧ и особенно широко в вычислительной технике в виде пленок ферритов с ППГ (в качестве кольцевых микросердечников с наружным диаметром до 0,3 мм и интегральных магнитных элементов типа «слоистый феррит»).

Технология получения ферритовых пленок толщиной 10—300 мкм состоит в следующем.

Ферритовый порошок после предварительного обжига смешивают со специально подобранным пластификатором, содержащим раствор синтетического каучука и эпоксидную смолу. Полученную пластическую массу многократно пропускают через вальцы с постепенно суживающимся зазором и превращают в ровную гибкую ленту требуемой толщины. Далее из ленты вырезают или выштамповывают изделия нужной конфигурации, которые затем подвергают контролируемому спеканию. Свойства прокатанных пленок соответствуют свойствам объемных ферритов.

Ферриты отличаются высокой твердостью и хрупкостью. Механическую обработку ферритов наиболее успешно можно произво-

дить с помощью абразивных инструментов из синтетических алмазов. Этими инструментами можно выполнять все виды операций — резку, плоское шлифование, круглое наружное и внутреннее шлифование и др. Эффективность применения алмазного инструмента зависит от правильности выбора его характеристик, т. е. связки рабочего слоя, зернистости и концентрации алмазов. Важным условием успешной механической обработки является достаточное охлаждение в зоне резания, куда подается 1,5—2%-ный водный раствор кальцинированной соды.

При шлифовании и резке ферритовых деталей их укрепляют (приклеивают) на державке с помощью мастики, состоящей из 5 мас. ч. парафина и 1 мас. ч. канифоли. Применяют также крепление на магнитном столе стальными планками и в зажимных приспособлениях.

Пробивку отверстий в ферритовых деталях можно осуществлять ультразвуковым методом.

Принцип ультразвуковой обработки состоит в скалывании частиц обрабатываемого материала ударами абразивных зерен, движение которым сообщается колеблющимся с ультразвуковой частотой торцом инструмента.

Ультразвук позволяет также производить пайку ферритов между собой и с металлом (латунью, медью, алюминием и др.).

В ряде случаев ферритовые детали склеивают полистироловым, эпоксидным и некоторыми другими клеями.

§ 2.9. Свойства магнитомягких ферритов

Магнитомягкие ферриты используют для изготовления сердечников различных трансформаторов, индуктивных катушек, фильтров, контуров, магнитных антенн, статоров и роторов высокочастотных моторчиков, деталей отклоняющих систем телевизионной аппаратуры и т. п. Все это относится к высокочастотной и импульсной технике. В постоянных полях и полях промышленной частоты магнитомягкие ферриты не применяют.

В качестве магнитомягких ферритов применяют никель-цинковые и марганец-цинковые, а также, особенно в области высоких частот, литий-цинковые, свинцово-никелевые и др.

Несмотря на то что ферриты являются высокочастотными магнитными материалами, в нормальных указывают и их статические характеристики.

Ферриты по сравнению с металлическими магнитными материалами обладают низкой индукцией насыщения, поэтому в сильных полях применять их невыгодно. Однако в переменных полях высокой частоты ферриты благодаря отсутствию размагничивающего действия вихревых токов могут иметь более высокую индукцию, чем металлические материалы.

Для ферритов, используемых в переменных полях, обычно кроме начальной магнитной проницаемости, измеренной при высокой частоте (см. § 3.5), указывают тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta$ (или отно-

сительный тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta / \mu_{\text{нач}}$), критическую частоту $f_{\text{кр}}$, относительный температурный коэффициент магнитной проницаемости α_μ , относительный коэффициент дезаккомодации (спада) начальной магнитной проницаемости DF , обратимую магнитную проницаемость $\mu_{\text{обр}}$ при заданных условиях, коэффициент перестройки частоты K_f и некоторые другие параметры.

Представляют интерес зависимость тангенса угла потерь и проницаемости от частоты и от амплитуды переменного поля, зависимость обратимой проницаемости от напряженности подмагничивающего поля и различные температурные зависимости.

Тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta$ характеризует потери в магнитном материале и может быть подсчитан как отношение мнимой части комплексной проницаемости к ее вещественной части:

$$\operatorname{tg} \delta = \mu'' / \mu' . \quad (2.1)$$

Для ограниченного диапазона частот в слабых полях (области Релея) при значении $\operatorname{tg} \delta \ll 1$ зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от напряженности поля и частоты имеет вид

$$\operatorname{tg} \delta = \delta_v f + \delta_r H + \delta_d , \quad (2.2)$$

где δ_v , δ_r , δ_d — коэффициенты потерь соответственно на вихревые токи, отнесенные к единице частоты, на гистерезис, отнесенные к единице напряженности поля, и на дополнительные потери.

Для ферритов составляющая потеря на вихревые токи практически мала и ею можно пренебречь. В области очень слабых полей незначительными являются и потери на гистерезис. Следовательно, в области Рэлея потери определяются в основном значением δ_d и возрастают с ростом частоты. При повышении частоты $\operatorname{tg} \delta$, начиная от некоторого определенного для каждой марки феррита значения, возрастает значительно быстрее, чем это можно предполагать согласно уравнению (2.2). Одновременно резко уменьшается магнитная проницаемость. Для количественной оценки этого явления введены понятия критической частоты $f_{\text{кр}}$, при которой начинается резкое возрастание $\operatorname{tg} \delta^*$, и граничной $f_{\text{гр}}$, при которой $\mu_{\text{нач}}$ уменьшается до 0,7 от ее значения при $f=0$.

Причины резкого возрастания $\operatorname{tg} \delta$ и уменьшения магнитной проницаемости с ростом частоты весьма сложны и объясняются главным образом релаксационными, а иногда и резонансными явлениями. Установлено, что чем выше начальная проницаемость, тем меньше граничная частота.

С увеличением напряженности поля возрастают $\operatorname{tg} \delta$ и нелинейные искажения, вызываемые гистерезисными явлениями.

Во многих случаях вместо $\operatorname{tg} \delta$ удобнее использовать относительный тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta / \mu_{\text{нач}}$.

Относительный температурный коэффициент магнитной проницаемости α_μ . Большая зависимость свойств ферритов от температуры по сравнению с другими высокочастотными магнитными мате-

* Пользуются понятиями $f'_{\text{кр}}$, когда $\operatorname{tg} \delta = 0,1$, и $f''_{\text{кр}}$, когда $\operatorname{tg} \delta = 0,02$.

риалами, особенно по сравнению с магнитоэлектриками (см. § 2.10), объясняется их низкой точкой Кюри. Для некоторых ферритов $\Theta < 100^\circ\text{C}$, а при температурах ниже точки Кюри, но близких к ней имеют место значительные изменения проницаемости и других магнитных свойств.

Для оценки температурных изменений проницаемости используют *температурный коэффициент магнитной проницаемости*, который для заданного диапазона температур ($T_2 - T_1$) определяют по формуле

$$TK_\mu = \frac{\mu_{T_2} - \mu_{T_1}}{\mu_{T_1} (T_2 - T_1)}, \quad (2.3)$$

и относительный температурный коэффициент магнитной проницаемости

$$\alpha_\mu = \frac{TK'_\mu}{\mu_{T_1}} = \frac{\mu_{T_2} - \mu_{T_1}}{\mu_{T_1}^2 (T_2 - T_1)}. \quad (2.4)$$

При этом в выражения (2.3) и (2.4) можно подставлять различные значения μ (начальную, максимальную, обратимую и т. п.) *. Аналогичным образом вводят понятия температурных коэффициентов для других магнитных параметров — остаточной магнитной индукции, коэрцитивной силы и т. п. Для уменьшения α_μ используют технологические и конструктивные методы. Технологический метод состоит во введении небольших добавок некоторых веществ (например, CoO), что, как показали исследования, благоприятно действует на температурные свойства ферритов. Конструктивный метод заключается в создании в магнитной цепи воздушного зазора. При этом суммарный температурный коэффициент всей цепи уменьшается, но это сопровождается также падением магнитной проницаемости. В первом приближении можно считать, что α_μ и μ уменьшаются пропорционально друг другу.

Относительная дезаккомодация начальной магнитной проницаемости DF . Изменение начальной проницаемости во времени характеризуется начальной временной нестабильностью магнитной проницаемости

$$K_t \approx \frac{\mu_{t_2} - \mu_{t_1}}{\mu_{t_1}} \frac{1}{\lg \frac{t_2}{t_1}} 100\%, \quad (2.5)$$

где μ_{t_2} и μ_{t_1} — значения начальной магнитной проницаемости в моменты времени t_2 и t_1 . Коэффициент K_t обычно дается для заданного промежутка времени.

Временную нестабильность начальной магнитной проницаемости можно также характеризовать значением дезаккомодации проницаемости D , под которой понимают относительное изменение на-

* В дальнейшем относительный температурный коэффициент начальной магнитной проницаемости обозначен α_μ .

чальной магнитной проницаемости во времени после приведения предварительно намагниченного полем технического насыщения материала в размагниченное состояние в условиях отсутствия магнитного, механического и теплового воздействий при заданной температуре.

В нормативных документах обычно вместо D указывают относительную дезаккомодацию DF , определяемую как отношение D к логарифму отношения интервалов времени, через которые измерялась начальная магнитная проницаемость.

Коэффициент перестройки частоты K_f . Ферриты характеризуются большой зависимостью обратимой магнитной проницаемости $\mu_{обр}$ от напряженности подмагничивающего поля. Благодаря незначительному действию вихревых токов зависимость остается неизменной в широком диапазоне частот. Это позволяет применять ферриты, например, в схемах дистанционной настройки, перестраиваемых подмагничиванием, что для других магнитных материалов (металлических или магнитодиэлектриков) практически невозможно. Для магнитодиэлектриков $\mu_{обр} \approx \text{const}$, а для металлических материалов, кроме малой зависимости $\mu_{обр}$ от постоянного поля (приблизительно в 100 раз меньшей, чем для ферритов), характеристики различны при разных частотах.

Свойства ферритов, используемых для перестройки частоты контуров, характеризуют коэффициентом

$$K_f = \sqrt{K_\mu} = \sqrt{\mu_{нач}/\mu_{обр}}, \quad (2.6)$$

где K_μ — коэффициент перестройки по магнитной проницаемости.

При работе в однополярных импульсных полях (например, в импульсных трансформаторах) качество материала характеризуется *импульсной проницаемостью* μ_n , значение которой зависит от максимального поля H_n , длительности импульса τ_n , частоты повторения импульсов, а также от температуры. Так как эти функции нелинейны, целесообразно ферриты для импульсных трансформаторов характеризовать графическими зависимостями μ_n от H_n , τ_n , f и температуры.

В электрическом отношении ферриты являются полупроводниками или диэлектриками. Исследования показали, что в переменных полях эффективная проводимость ферритов определяется не только величиной ρ (токами проводимости σ), но и токами смещения:

$$\sigma_{эф} = \sigma + \epsilon_0 \epsilon'' \omega, \quad (2.7)$$

где σ — удельная проводимость в постоянных полях; ϵ'' — мнимая часть диэлектрической проницаемости; ϵ_0 — электрическая постоянная; ω — угловая частота.

Из выражения (2.7) следует, что $\sigma_{эф}$ возрастает с ростом частоты. Для некоторых ферритов при $f = 10$ МГц $\sigma_{эф}$ в 5—10 раз больше, чем σ . С увеличением температуры проводимость ферритов увеличивается.

Т а б л и ц а 2.9. Параметры высокопроницаемых ферритов и ферритов общего назначения

Марка материала	Основные параметры					Дополнительные параметры								
	$\mu_{нач}$	Магнитные потери		Температурная нестабильность		$DF \cdot 10^6$ (не более)	μ_{max}	Параметры петли гистерезиса при $H=800 \text{ А/м}$			$f_{кр}, \text{ МГц, при } \text{tg } \delta$	$\theta, ^\circ\text{C}$ (не ниже)	$\rho, \text{ Ом}\cdot\text{м}$	
		$\text{tg } \delta / (\mu_{нач} \cdot 10^4)$ (не более) при		$\alpha \cdot 10^4, \text{ град}^{-1}, \text{ в интервале температур}$				$B, \text{ Тл}$	$B_r, \text{ Тл}$	$H_c, \text{ А/м}$				
		$f, \text{ МГц}$	$H_m=0,8 \text{ А/м}$	$H_m=8 \text{ А/м}$	$-60+ +20^\circ\text{C}$									$20+125^\circ\text{C}$
2000НМ	15 000—25 000	0,01	10	30	0—1,5	—0,5÷+0,75	35 000	0,35	0,11	2,0	0,005	—	≥ 110	$<0,01$
1000НМ	8000—15 000	0,02	35	90	0—2,0	0—1,5	17 000	0,35	0,11	4,0	0,05	0,02	≥ 110	0,01
6000НМ1	4800—8000	0,03	10	30	0—1,5	0—1,5	10 000	0,35	0,09	8,0	0,1	0,03	> 125	1,0
6000НМ	4800—8000	0,03	45	75	—	—	10 000	0,35	0,11	8,0	0,005	—	110	0,1
4000НМ	3500—4800	0,1	35	60	—	—	7000	0,35	0,13	8,0	0,1	0,005	125	0,5
3000НМ	2500—3500	0,1	35	60	2,0—3,0	1,0—2,0	3500	0,35	0,12	12,0	0,1	0,002	140	0,5
2000НМ	1700—2500	0,1	15	45	0—3,5	—1,0÷+3,5	3500	0,35	0,13	24,0	0,5	0,05	200	0,5
2000НН	1800—2400	0,1	85	270	1,5—3,7	—0,6÷+4,5	2500	0,38	0,11	24,0	0,6	0,1	200	0,5
1500НМ	1200—1800	0,1	15	45	2,5—4,5	—0,5÷+5,0	1800	0,35	0,11	20,0	0,6	0,2	200	0,5
1000НМ	800—1200	0,1	50	150	2,0—6,0	—	7000	0,25	0,12	8,0	0,1	—	70	10
1000НН	800—1200	0,1	22	75	2,5—7,5	—	3000	0,27	0,15	20,0	0,4	—	110	10^4
600НН	500—800	0,1	12	25	6,0—15,0	—	1600	0,31	0,14	32,0	1,5	0,7	110	10^4
400НН1	320—480	0,1	18	25	25,0—30,0	—6,0÷—8,0	1400	0,28	0,16	48,0	6,0	3,9	300	10^3
400НН	350—500	0,1	18	50	5,0—15,0	—	1100	0,25	0,12	64,0	3,5	1,5	120	10^4
100НН	80—120	7	125	—	30,0—90,0	—	850	0,44	0,29	56,0	30,0	15,0	300	10^2

В нормативных документах обычно указывают удельное сопротивление ρ , измеренное при постоянном токе.

Для некоторых марок ферритов наблюдается эффект *порогового высокочастотного поля* $H_{\text{пор}}$, который заключается в следующем. После приложения поля, превышающего $H_{\text{пор}}$, и последующего снятия его в феррите происходят необратимые изменения, связанные с нарушением одноосной анизотропии, вследствие чего изменяется

Таблица 2.10. Параметры

Марка материала	Основные параметры						
	$\mu_{\text{нач}}$	Температурная нестабильность		Магнитные потери			$DF \cdot 10^6$ (не более)
		$\alpha_{\mu} \cdot 10^6$, град $^{-1}$, в интервале температур		$\text{tg } \delta / (\mu_{\text{нач}} \cdot 10^6)$ (не более) при			
		$-60 + +20^\circ\text{C}$	$20 - +125^\circ\text{C}$	f , МГц	$H_m =$ $= 0,8 \text{ A/M}$	$H_m =$ $= 8 \text{ A/M}$	
2000НЗМ	1700—2500	0—1,5	—	0,1	12	35	3
2000НМ1	1700—2500	—	—	0,1	15	45	—
1500НМ3	1200—1800	$-0,2 \div +1,5$	$-0,2 \div +1,1$	0,1	5	15	—
1500НМ1	1200—1800	—	—	0,1	15	45	—
1000НМ3	800—1200	$-0,2 \div +1,2$	$-0,2 \div +1,0$	0,1	5	15	—
700НМ	500—900	$-0,2 \div +1,2$	$-0,2 \div +1,2$	3	80	—	—
150ВН	130—170	—	—	12	135	—	—
100ВН	80—120	—	—	18	135	—	—
50ВН	40—60	$-3,0 \div +10,0$	$0 - 10,0$	20	180	—	—
30ВН	25—35	—	$-35 \div +35$	30	170	—	—
20ВН	16—24	$-2,0 \div +20,0$	$-0,2 \div +20,0$	30	300	—	—
7ВН	6—8	$-14,0 \div$ $\div +70,0$	$-14,0 \div$ $\div +70,0$	70	680	—	—

форма петли гистерезиса (из перетянутой с малой H_c и малыми потерями становится прямоугольной), что приводит к резкому росту тангенса угла магнитных потерь. Материал переходит в состояние с низкой добротностью. Возвратить его в исходное состояние можно только нагреванием выше температуры Кюри.

Кроме рассмотренных свойств ферритов практический интерес в ряде случаев представляют точка Кюри Θ , плотность γ , коэффициенты потерь, особенно коэффициент потерь на гистерезис δ_r , характеризующий нелинейные процессы, и др.

Отечественная промышленность выпускает свыше 60 марок магнитомягких ферритов различных по свойствам и областям применения групп: общего применения, термостабильных, для контуров, перестраиваемых подмагничиванием и широкополосных трансформаторов, для строчных трансформаторов телевизоров, для импульсных трансформаторов, для сердечников магнитных головок и некоторые другие.

В табл. 2.9—2.11 приведены параметры наиболее распространенных групп магнитомягких ферритов, а на рис. 2.21—2.26 — не-

которые зависимости, характеризующие свойства ферритов. Расшифровка обозначений марок ферритов приведена в приложении 2.

Как отмечалось, керамическая технология и последующая обработка абразивным инструментом позволяют (см. § 2.8) изготавливать из ферритов детали любой формы. На рис. 2.27 показаны изделия из магнитомягких ферритов — сердечники катушек индуктермостабильных ферритов

Дополнительные параметры

μ_{\max}	Параметры петли гистерезиса				$f_{кр}$, МГц, при $tg \delta$		θ , °С (не ниже)	ρ , Ом·м	$H_{пор}$, А/м
	H , А/м	B , Тл	B_r , Тл	H_c , А/м					
					0,1	0,02			
3500	800	0,36	0,12	25	0,5	0,05	200	0,5	—
3500	800	0,38	0,12	16	0,5	0,05	200	5,0	—
3000	800	0,38	0,08	16	1,5	0,3	200	20	—
3000	800	0,35	0,1	16	0,6	0,1	200	5,0	—
2000	800	0,33	0,1	28	1,8	0,6	200	10	—
1000	800	0,38	0,05	240	5,0	2,0	240	20	—
330	4000	0,35	0,15	240	25,0	15,0	400	10^4	300
280	4000	0,36	0,15	280	35,0	25,0	400	10^5	300
170	4000	0,3	0,2	360	70,0	40,0	450	10^4	500
90	4000	0,26	0,07	520	200,0	110,0	450	10^5	1500
45	4000	0,2	0,1	1000	120,0	65,0	450	10^6	1500
15	4000	0,07	0,06	2240	220,0	150,0	450	10^6	3000

тивностей, дросселей, трансформаторов, антенны для радиовещательных приемников. Наиболее широко применяются кольцевые, бронеые, стержневые (с круглым и прямоугольным сечением), Ш- и П-образные сердечники.

Технические условия на кольцевые сердечники являются одновременно и техническими условиями на материалы. Преимущество кольцевых сердечников состоит в малом рассеянии магнитного потока, а недостатки — в малой стабильности параметров, соответствующей стабильности материала, в относительной сложности намотки и невозможности плавной регулировки индуктивности.

Кольцевые сердечники выпускают обычно * со следующими параметрами: наружный диаметр $D=3\div 180$ мм, внутренний диаметр $d=2,2\div 115$ мм, высота $h=1\div 12$ мм.

Бронеовой сердечник, конструкция которого изображена на рис. 2.28, выполняют обычно с зазором $l_{зз}$, который может быть образован в результате уменьшения высоты керна одной из двух

* По индивидуальному заказу диаметр сердечника может превышать 480 мм.

Т а б л и ц а 2.11. Параметры ферритов для контуров, перестраиваемых подмагничиванием (поз. 1—9), и для широкополосных трансформаторов (поз. 10—13)

Марка материала		Основные параметры					Вспомогательные параметры							θ , °С (не ниже)	ρ , Ом·м				
		$\mu_{нач}$		Магнитные потери $\lg \delta \cdot 10^3$ (не более) при		Коэффициент перестройки K_p в постоянных полях $H=0+14,4$ кА/м	Температурная неустойчивость $\alpha_{\theta} \cdot 10^6$, град-1, в интервале температур		μ_{max}	Параметры петли гистерезиса									
										f , МГц	$B=0,001$ Тл	$B=0,02$ Тл	H , А/м			B , Тл	B_r , Тл	H_c , А/м	$f_{кр}$, МГц, при $\lg \delta$
1	300ВНП	280—350	3	13,0	—	11,0	10—30	5—20	800	4000	0,29	0,18	96	6,0	3,0	120	10^6		
2	200ВНП	175—225	3	11,0	—	9,0	20—55	2—4	850	4000	0,25	0,25	80	15,0	10,0	240	10^5		
3	150ВНП	125—165	3(20)	10,5(50)	—	7,0	40—80	—	1900	800	0,34	0,24	60	30,0	15,0	220	10^6		
4	90ВНП	75—95	7(30)	10(20)	—	5,5	30—60	60—110	650	800	0,32	0,25	208	50,0	33,0	350	10^6		
5	65ВНП	58—70	8	8,4	11,0	3,8	30—55	45—80	350	4000	0,36	0,16	400	53,0	33,0	350	10^7		
6	60ВНП	50—65	7	10,0	50,0	3,3	60—130	25—60	360	4000	0,42	0,25	320	50,0	35,0	350	10^8		
7	55ВНП	50—65	8	8,4	16,7	3,5	25—55	55—110	320	4000	0,35	0,15	410	55,0	35,0	400	10^7		
8	35ВНП	27—40	6(80)	14(17)	—	2,5	20—30	25—40	200	800	0,2	0,12	380	160,0	—	400	10^6		
9	10ВНП	9—14	15	10	—	1,7	390—750	90—200	40	4000	0,14	0,08	1600	250,0	200,0	500	10^7		
10	50ВНС	45—60	8(30)	3,3(6,3)	6,7	—	50—80	30—60	170	800	0,17	0,02	4,8	80,0	70,0	480	10^4		
11	90ВНС	80—100	8(30)	4,4(16,5)	7,7	—	20—50	5—10	340	800	0,28	0,08	152	40,0	30,0	400	10^4		
12	200ВНС	180—220	3(10)	7,7(25)	12,5	—	20—50	—5÷—15	650	800	0,31	0,08	64	11,0	5,0	350	10^4		
13	300ВНС	270—330	3	11,3	33,0	—	20—50	—5÷—15	850	800	0,32	0,13	80	8,0	4,0	250	10^4		

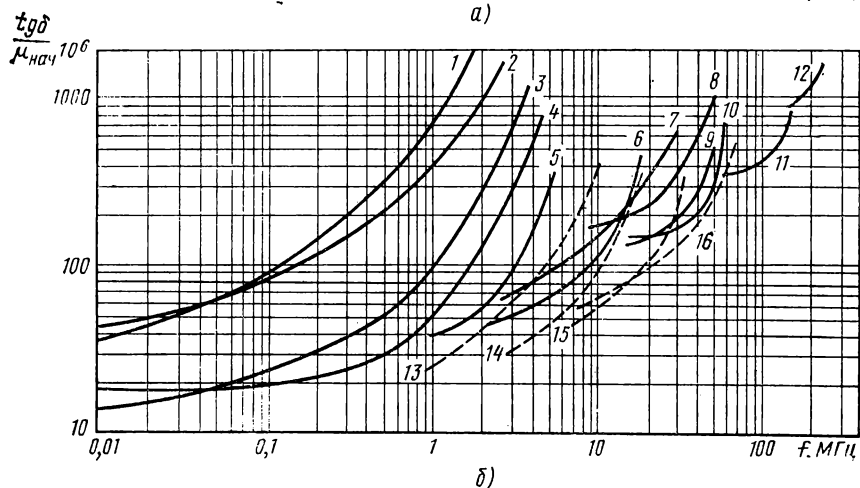
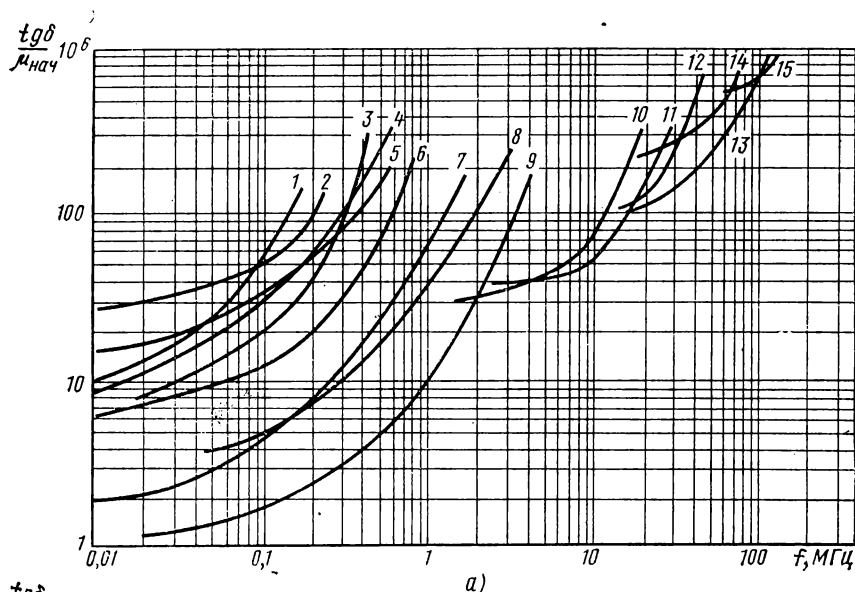


Рис. 2.21. Зависимости относительного тангенса угла потерь $tg \delta / \mu_{нач}$ от частоты при $H \leq 0,8 \text{ А/м}$ для ферритов марок:

α — 1—20000НМ; 2—10000НМ; 3—6000НМ, 6000НМ1; 4—4000НМ; 5—3000НМ; 6—2000НМ; 7—1500НМ; 8—1000НМ; 9—700НМ; 10—150ВН; 11—100ВН; 12—50ВН; 13—30ВН; 14—20ВН; 15—7ВН; б — 1—2000НН; 2—1000НН; 3—600НН; 4—400НН; 5—300ВНП; 6—200ВНП; 7—150ВНП; 8—90ВНП; 9—60ВНП; 10—55ВНП; 11—35ВНП; 12—10ВНП; 13—300ВНС; 14—200ВНС; 15—90ВНС; 16—50ВНС

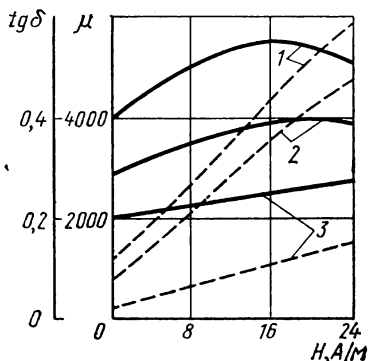


Рис. 2.22. Зависимость магнитной проницаемости μ (сплошные линии) и тангенса угла магнитных потерь $\operatorname{tg} \delta$ (пунктирные линии) от напряженности поля H на разных частотах для феррита 6000НМ1

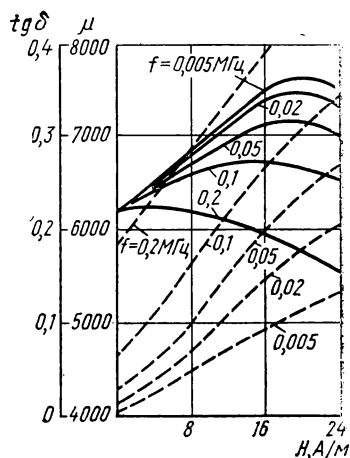
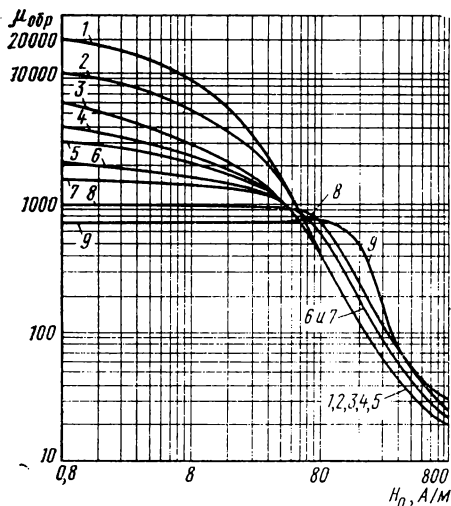


Рис. 2.23. Зависимость магнитной проницаемости μ (сплошные линии) и тангенса угла магнитных потерь $\operatorname{tg} \delta$ (пунктирные линии) от напряженности поля H на частоте 0,1 МГц для ферритов марок:
1 — 4000НМ; 2 — 3000НМ; 3 — 2000НМЗ

чашек, составляющих сердечник. Оптимальные размеры зазора рассчитывают по заданным параметрам: TK_{μ} , добротности Q и др. Броневой сердечник имеет подстроечник — стержень из феррита, входящий в центральное отверстие. Перемещая подстроечник, можно менять $L(Q)$.

Сердечники Ш-образные состоят из двух Ш-образных частей.



сложенных шлифованными плоскостями без зазора или с зазором (рис. 2.29, а). Очень широкое применение их обусловлено простотой изготовления обмоток и сборки. Обычно устройства на Ш-образных сердечниках выполняют на больших мощностях, чем на броневых сердечниках.

П-образные сердечники (рис. 2.29, б) применяют для строчных трансформаторов те-

Рис. 2.24. Зависимость обратимой магнитной проницаемости $\mu_{обр}$, измеренной при $f=1$ кГц и $H=0,8$ А/м, от подмагничивающего поля H_0 для ферритов Mn-Zn (обозначения у кривых те же, что на рис. 2.21, а)

левизоров, элементов постоянных и долговременных запоминающих устройств вычислительной техники и т. д.

Кроме Б-, Ш- и П-образных сердечников из магнитомягких ферритов используют и некоторые другие: Е-, Н-, Г-образные, двухотверстные, трехотверстные и т. д.

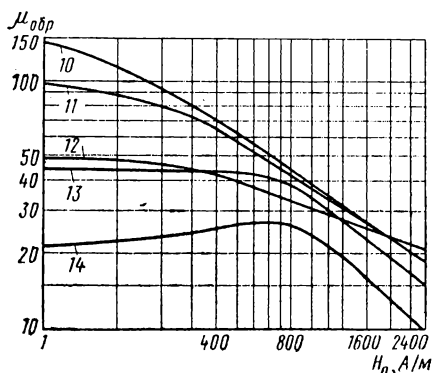


Рис. 2.25. Зависимость обратимой магнитной проницаемости $\mu_{обр}$, измеренной при $f=1$ кГц и $H=0,8$ А/м, от подмагничивающего поля H_0 для ферритов Ni-Zn (обозначения у кривых те же, что на рис. 2.21, а)

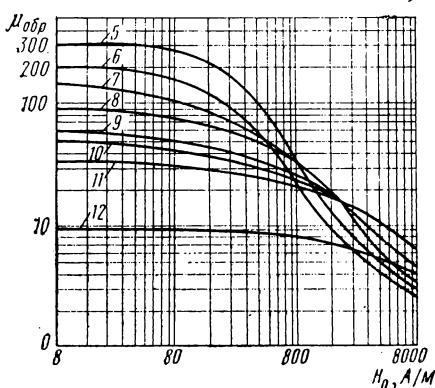


Рис. 2.26. Зависимость обратимой магнитной проницаемости $\mu_{обр}$, измеренной при $f=1$ кГц и $H=0,8$ А/м, от подмагничивающего поля H_0 для ферритов Ni-Zn (обозначения у кривых те же, что на рис. 2.21, б)

Особо важное значение приобрели ферритовые сердечники для антенн радиовещательных приемников. По форме поперечного сечения сердечники изготавливают двух типов: круглые и прямоуголь-

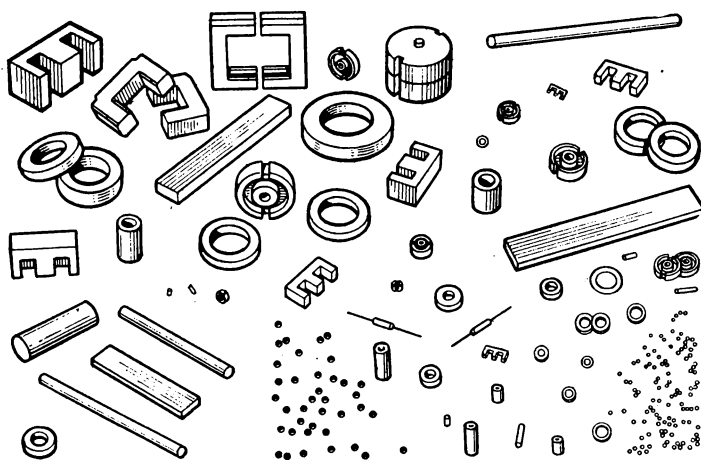


Рис. 2.27. Изделия из магнитомягких ферритов

ные. Размеры сердечников: с круглым сечением от $\varnothing 8 \times 60$ до $\varnothing 10 \times 200$ мм, с прямоугольным сечением — от $16 \times 4 \times 80$ до $25 \times 5 \times 200$ мм; сердечники изготавливают из ферритов марок 2000НМ1, 400НН, 30ВН.

Рассмотрим некоторые особенности различных групп и марок ферритов.

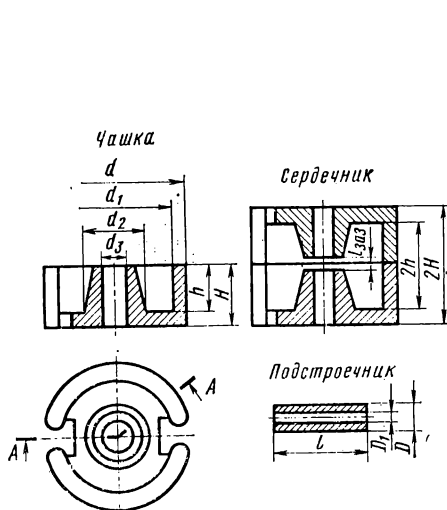


Рис. 2.28. Конструкция броневого сердечника

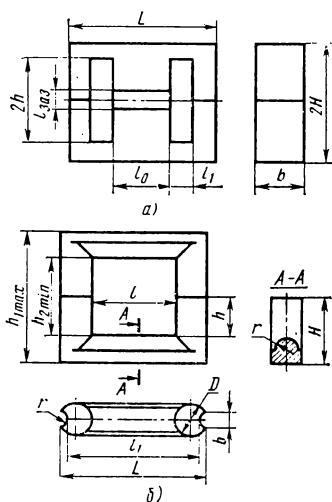


Рис. 2.29. Конструкция Ш-образного (а) и П-образного (б) сердечников

Ферриты общего применения (табл. 2.9) используют лишь в тех случаях, когда не предъявляются повышенные требования к температурной стабильности начальной магнитной проницаемости.

При повышенных требованиях к температурным изменениям используют термостабильные ферриты. Материалы этой группы имеют малые потери и малый температурный коэффициент начальной магнитной проницаемости в широком интервале температур.

Следует отметить, что применение термостабильных $Mn-Zn$ -ферритов оправдано только в слабых полях, так как при $B \geq 0,1$ Тл для всех высокопроницаемых ферритов $TK_{\mu} \approx 0,3\%$ на $1^\circ C$.

Когда предъявляются повышенные требования к временной стабильности, используют ферриты марок 2000НМ3 и 700НМ, имеющие временное изменение за год не больше 2% , по сравнению с $5-15\%$ для других $Mn-Zn$ -ферритов рассматриваемого ряда.

Преимуществами ферритов $Mn-Zn$ перед ферритами $Ni-Zn$ являются в несколько раз меньшие потери на гистерезис, более высокая индукция и меньший температурный коэффициент магнитной проницаемости; недостатком — меньшее значение $f_{кр}$, что позво-

ляет рассматривать ферриты $Mn - Zn$ как низкочастотные (до нескольких мегагерц), а $Ni - Zn$ — как высокочастотные (до сотен мегагерц).

Ферриты с высокой проницаемостью ($\mu_{нач} \geq 1000 - 2000$) при работе в слабых полях имеют преимущества (меньшие $tg \delta$ и потери) перед низконикелевыми пермаллоями тонкого проката и электротехническими сталями.

При жестких требованиях к значению нелинейных искажений ферриты $Mn - Zn$ лучше, чем $Ni - Zn$, а в устройствах с подмагничиванием лучше $Ni - Zn$.

Ферриты с проницаемостью в десятки единиц применяют в высокочастотной части спектра радиочастот (десятки и сотни мегагерц), где можно использовать и магнитодиэлектрики (см. § 2.10).

Высокочастотные ферриты предназначены для работы только в слабых полях, для них имеет место эффект порогового поля (см. ранее).

Ферриты для контуров, перестраиваемых подмагничиванием (см. табл. 2.11), отличаются малыми потерями в сильных полях и малым временем перемагничивания. Эффект порогового поля у них отсутствует.

Свойства ферритов зависят от механических напряжений, которые могут возникать по разным причинам: при плотной обмотке, креплении изделий и т. п. Поэтому ферриты следует оберегать от механических нагрузок.

Более конкретные рекомендации по выбору марки феррита можно получить лишь на основании расчетов по заданным ТУ (частотному диапазону, требованиям к температурной стабильности и т. п.) и справочным сведениям о феррите.

§ 2.10. Магнитодиэлектрики

Магнитодиэлектрики, как и ферриты, являются высокочастотными магнитными материалами. Они имеют некоторые преимущества перед ферритами и прежде всего более высокую стабильность свойств. Кроме того, особенности технологии производства магнитодиэлектриков, аналогичной технологии пластмасс, позволяют получать изделия значительно более высоких классов точности и чистоты, чем при керамической технологии получения ферритов. По ряду электромагнитных параметров магнитодиэлектрики уступают ферритам.

Как отмечалось, магнитодиэлектрики представляют собой конгломерат из измельченного ферромагнетика, частицы которого электрически изолированы друг от друга пленками из немагнитного материала, являющегося одновременно механической связкой.

Магнитные свойства магнитодиэлектриков в значительной степени определяются особенностями намагничивания совокупности отдельных ферромагнитных частиц, следовательно, их размерами и формой, взаимным расположением, соотношением между количествами ферромагнетика и диэлектрика. Магнитные свойства ис-

ходного вещества влияют на параметры магнитоэлектрика сравнительно мало.

Для определения магнитной проницаемости магнитоэлектрика $\mu_{мд}$ существует ряд выражений, например ее можно вычислить по формуле *

$$\mu_{мл} = \frac{1}{1/\mu + V/3}, \quad (2.8)$$

где μ — проницаемость исходного вещества; V — относительный объем, занимаемый изолирующей массой **.

Из формулы (2.8) следует, что чем больше μ и V , тем в меньшей степени сказываются магнитные свойства исходного вещества на проницаемость магнитоэлектрика. Для промышленных типов магнитоэлектриков изменение проницаемости исходного ферромагнетика в десятки раз вызывает небольшое изменение $\mu_{мд}$. Нестабильность μ лишь в малой степени влияет на $\mu_{мд}$, т. е. магнитоэлектрикам свойственна значительно большая стабильность свойств, чем исходным ферромагнитным веществам.

Обычно магнитоэлектрики работают в сравнительно небольших внешних полях H_e . Поле же H_i , действующее в каждой частице ферромагнетика, меньше H_e , так как

$$H_i = H_e - H_0,$$

где H_0 — напряженность размагничивающего поля [см. формулу (1.91)].

Следовательно, при определении требований, предъявляемых к магнитоэлектрикам, и анализе их работы можно ограничиться рассмотрением действия слабых полей (областью Рэлея).

Для начальной части кривой намагничивания справедливо выражение

$$B = \mu_0 \mu_{мл.нач} H + \mu_0 \nu H^2, \quad (2.9)$$

где $\mu_{мл.нач}$ — относительная начальная магнитная проницаемость магнитоэлектрика; ν — постоянная.

Из выражения (2.9) следует линейная зависимость магнитной проницаемости $\mu_{мд}$ магнитоэлектрика от напряженности магнитного поля:

$$\mu_{мд} = \mu_{мл.нач} + \nu H, \quad (2.10)$$

или

$$\mu_{мд} = \mu_{мл.нач} (1 + \alpha H), \quad (2.11)$$

где

$$\alpha = \frac{\nu}{\mu_{мл.нач}} = \frac{\mu_{мд} - \mu_{мл.нач}}{\mu_{мл.нач} H} \quad (2.12)$$

* Формула справедлива для частиц сферической формы.

** Часто вместо V пользуются коэффициентом заполнения P , равным в процентном выражении $(100 - V\%)$.

— коэффициент, являющийся постоянной магнитодиэлектрика и характеризующий стабильность проницаемости при изменении напряженности поля. Желательно, чтобы коэффициент α был как можно ближе к нулю (чтобы разница между $\mu_{\text{мд}}$ и $\mu_{\text{мд.нач}}$ была наименьшей).

Температурная зависимость магнитной проницаемости магнитодиэлектрика при небольшом интервале изменения температуры также выражается линейным законом

$$\mu_{\text{мд}} t_2 = \mu_{\text{мд}} t_1 [1 + \beta_{\mu_{\text{мд}}} (t_2 - t_1)], \quad (2.13)$$

где $\beta_{\mu_{\text{мд}}} (TK\mu_{\text{мд}})$ — температурный коэффициент магнитной проницаемости магнитодиэлектрика [см. формулу (2.3)], который желательно иметь как можно меньше.

Потери в магнитодиэлектриках, как и потери в ферритах (см. § 2.9), оценивают по значению общего тангенса угла потерь $\text{tg } \delta$ (или относительного тангенса угла потерь $\text{tg } \delta / \mu_{\text{мд.нач}}$). Как было показано в § 2.9, в области Рэлея $\text{tg } \delta = \delta_{\text{г}} H + \delta_{\text{в}} f + \delta_{\text{д}}$.

Коэффициенты потерь $\delta_{\text{г}}$, $\delta_{\text{в}}$, $\delta_{\text{д}}$ определяют по сопротивлениям потерь $r_{\text{г}}$, $r_{\text{в}}$, $r_{\text{д}}$ эквивалентной схемы индуктивной катушки с сердечником, включенной в цепь переменного тока.

Эквивалентная схема представляет собой последовательное соединение индуктивности катушки с сопротивлением r , равным сумме сопротивлений $r_{\text{г}}$, $r_{\text{в}}$, $r_{\text{д}}$ и сопротивления постоянному току r_0 . Сумму $(r_{\text{г}} + r_{\text{в}} + r_{\text{д}})$ называют сопротивлением потерь в сердечнике $r_{\text{с}}$.

Общий тангенс угла потерь и его составляющие можно выразить через сопротивления потерь следующим образом:

$$\text{tg } \delta = \frac{r_{\text{с}}}{2\pi f L}; \quad (2.14)$$

$$\delta_{\text{г}} = \frac{r_{\text{г}}}{2\pi f L H}; \quad (2.15)$$

$$\delta_{\text{в}} = \frac{r_{\text{в}}}{2\pi f^2 L}; \quad (2.16)$$

$$\delta_{\text{д}} = \frac{r_{\text{д}}}{2\pi f L}. \quad (2.17)$$

Экспериментально определяют только тангенс суммарных потерь $\text{tg } \delta(r_{\text{с}})$: Однако измерив его для нескольких частот и напряженностей поля, можно произвести разделение потерь, т. е. вычислить значения $\delta_{\text{г}}(r_{\text{г}})$, $\delta_{\text{в}}(r_{\text{в}})$, $\delta_{\text{д}}(r_{\text{д}})$ (см. § 3.5), что позволяет найти пути уменьшения потерь.

Особое значение для некоторых видов аппаратуры имеет уменьшение потерь на гистерезис, которые определяют значения нелинейных искажений, вносимых магнитодиэлектриком. Зависимость клирфактора

$$K_{\text{ф}} = \frac{\sqrt{U_3^2 + U_5^2 + \dots}}{U_1}$$

от δ_r имеет вид

$$K_\Phi \approx 0,62\delta_r H. \quad (2.18)$$

Основными требованиями, предъявляемыми к исходному ферромагнетику для производства магнитодиэлектриков, являются:

- 1) возможность получения малых частиц, желательно определенной (сферической или чешуйчатой) формы;
- 2) большое удельное сопротивление;
- 3) малые потери, прежде всего на гистерезис, для отдельных частиц в слабых полях.

Наиболее широко применяются магнитодиэлектрики на основе альсифера и карбонильного железа.

Магнитодиэлектрики на основе альсифера. Основные свойства альсифера были рассмотрены в § 2.6. Для магнитодиэлектриков применяют сплавы с содержанием 9—11% кремния и 6—8% алюминия. В данном случае, как было отмечено, нет необходимости путем строгого выдерживания состава стремиться к получению наибольшей магнитной проницаемости. Значения коэффициентов дополнительных потерь и потерь на гистерезис минимальны при содержании кремния в пределах 9,4—10,2% (при 7,5% Al) и алюминия в пределах 7,2—8,0% (при 10% Si).

Важной особенностью альсифера является то, что его температурный коэффициент магнитной проницаемости в зависимости от содержания кремния и алюминия может быть меньше, больше или равен нулю. Альсифер является дешевым и недефицитным материалом. Все это обеспечило ему широкое применение в качестве ферромагнитной фазы магнитодиэлектриков.

Технологический процесс производства магнитодиэлектриков на основе альсифера сводится к следующему.

1. Литье сплава в высокочастотной печи, охлаждение отливок в воде для придания сплаву большой хрупкости, размол в шаровых или вибромельницах, рассев и отжиг для снятия наклепа при температуре 950—980°С в вакууме.

2. Приготовление изолирующего состава, для чего применяют как органические материалы (бакелит, полистирол, шеллак), так и неорганические (жидкое стекло, стеклоэмали и др.). Используют также изолирующие свойства оксидных пленок, образующихся на поверхности ферромагнитных частиц. Изоляция между частицами должна обладать высокими диэлектрическими свойствами и плотно связываться с частицами ферромагнетика, образуя сплошную, без разрывов пленку. Для выполнения последнего условия необходимо, чтобы изоляционная пленка обеспечивала максимальную подвижность частиц при прессовании. С этой целью в порошок альсифера вводят тальк, парафин и другие вещества.

Часто применяют связку в виде механической смеси жидкого стекла, талька и хромового ангидрида. Связки вводят в порошок альсифера, смесь перемешивают и подогревают для удаления воды, содержащейся в связке.

3. Прессовка сердечника в пресс-формах из высококачественной стали на гидравлических прессах при сравнительно высоких давлениях, равных $(14—20)10^2$ МПа ($14—20$ Т/см²). Напомним, что формование ферритовых изделий производят обычно при давлениях $(1—3)10^2$ МПа ($1—3$ Т/см²). Чем больше давление, тем выше начальная проницаемость.

Спрессованные детали для снятия наклепа от прессования подвергают отжигу в камерной печи при температуре 780°С с выдержкой около 40 мин и охлаждением на воздухе.

Таблица 2.12. Основные параметры колец из альсифера (по данным ГОСТ 8763—77)

Марка материала	$\mu_{мд.нач}$	Магнитные потери на частоте $f=100$ кГц				$f_{кр}$, МГц	Температурная нестабиль- ность $\mu_{мд.нач}$	
		$tg \delta \cdot 10^3$ (не более)		$\delta_r \cdot 10^4$, м/А	$\delta_v \cdot 10^6$, 1/Гц		$\alpha_\mu \cdot 10^6$, град ⁻¹ , в интервале температур	
		$H_m=4,8$ А/м	$H_m=8,0$ А/м				-60—+20°C	20—70°C
ТЧ90	79—91	83,5	83,9	1,1	—	0,02	—	≤ -600
ТЧ60	53—63	27,4	27,7	0,81	—	0,07	—	≤ -400
ТЧК55	48—58	27,4	27,7	0,81	—	0,07	+150—450	-150—+50
ВЧ32	28—33	9,9	10,0	0,38	—	0,2	—	≤ -250
ВЧ22	19—24	4,6	4,7	0,25	25	0,7	—	≤ -200
ВЧК22	19—24	4,6	4,7	0,25	25	0,7	+150—450	-50—+50

Примечания: 1. Тангенс угла магнитных потерь указан в поле $H_m=4,8$ А/м для сердечников с наружным диаметром D от 36 мм и выше, в поле $H_m=8,0$ А/м — для сердечников с $D=15+24$ мм. 2. Критическая частота $f_{кр}$ определена при $tg \delta=0,02$.

После термической обработки сердечники кипятят в воде для удаления жидкого стекла и остатков хромового ангидрида, после чего их высушивают в термостате и производят искусственное старение для стабилизации свойств во времени в течение 48 ч при 140—160°С.

Полученные таким образом сердечники гигроскопичны, поэтому их пропитывают бакелитовым лаком и смолу полимеризуют при 120°С в течение 2—3 ч.

Описанный процесс производства альсиферовых сердечников является только одним из возможных. В зависимости от марки магнитодиэлектрика различны количество вводимой связи (4—8% по объему для магнитодиэлектриков с начальной проницаемостью свыше 40 и до 50% для низкопроницаемых магнитодиэлектриков), состав связи, размер частиц (10^{-1} — 10^{-4} см в поперечнике), давление при прессовании.

Основные параметры колец из альсифера различных марок для аппаратуры проводной связи и радиоаппаратуры приведены в табл. 2.12.

Буквы в названии кольца означают: ТЧ — тональная частота; ТЧК — тональная частота с компенсированным температурным коэффициентом магнитной проницаемости; ВЧ — высокая частота; ВЧК — высокая частота с компенсированным температурным коэффициентом магнитной проницаемости; П и Р — назначение колец — для аппаратуры проводной связи или радиоаппаратуры.

Размеры колец: наружный диаметр от 15 до 75 мм, внутренний диаметр от 7 до 46 мм; высота от 4,8 до 16,8 мм.

Сплавы с близким к нулю $TK_{\mu_{md}}$ получают в результате смешивания в определенной пропорции альсиферов двух составов: с положительным (сплав А-11) и отрицательным (сплав А-10,2) температурным коэффициентом магнитной проницаемости.

Магнитодиэлектрики на основе карбонильного железа. В § 2.4 было указано, что карбонильное железо может быть получено в виде порошка с частицами сфероидальной формы. Дисперсность порошка зависит от условий термического разложения пентакарбонила железа и увеличивается с ростом температуры. Для изготовления магнитодиэлектриков химическая промышленность выпускает

Т а б л и ц а 2.13. Химический состав и средний диаметр частиц карбонильного железа

Марка карбонильного железа	Химический состав, %				Средний диаметр, мкм
	С	N	O	Fe	
P-10	0,8—1,2	0,7—1,0	0,8—1,2	97,7—96,6	3,5
P-20	0,7—0,9	0,6—0,9	0,8—1,2	97,8—97,0	2,5
P-100Ф	0,7—1,0	0,6—1,2	0,8—1,2	97,65—96,45	1,5
Пс	0,6—0,8	0,5—0,8	0,8—1,2	98,1—97,2	2,2

Т а б л и ц а 2.14. Электромагнитные параметры магнитодиэлектрика на основе карбонильного железа (ГОСТ 13610—79)

Марка материала	$\mu_{эф}$	μ'	Магнитные потери			$f_{кр}$, МГц	Температурная неустойчивость $\alpha \cdot 10^6$, град $^{-1}$, в интервале —60 + +100°C
			$\delta_r \cdot 10^6$, м/А	$\delta_b \cdot 10^6$, 1/Гц	$\delta_d \cdot 10^3$		
P-10	2,9	13—15	3—5	2,0—3,5	0,15—0,25	10	25—180
P-20	2,95	12—14	1,5—2,5	2,0—3,0	0,05—0,1	20	20—150
P-100	1,55	9—10	1,25—1,85	0,15—1,2	0,05—0,1	100	50—100
P-100Ф	1,60	10,5—12	1,2—2,0	1,0—2,8	0,05—0,1	100	30—150
Пс	2,90	11,0—13,0	$\leq 1,5$	$\leq 3,5$	$\leq 0,2$	20	25—110

П р и м е ч а н и я: 1. Эффективная магнитная проницаемость $\mu_{эф}$ измерена на частоте 5 МГц для P-10, P-20, Пс; для P-100 и P-100Ф на частоте 50 МГц на сердечнике длиной 19 мм и диаметром 9,25 мм. 2. μ' — действительная составляющая относительной комплексной магнитной проницаемости (определена на кольцевых образцах).

Таблица 2.15. Пределы линейности тангенса угла потерь

Основа магнитодиэлектрика	Марка	Пределы линейности тангенса угла потерь	
		на частоте f , МГц	по величине H , А/м
Альсифер	ТЧ-90	До 0,5	До 240
	ТЧ-60	≥ 1	≥ 400
	ВЧ-30	≥ 2	≥ 800
	ВЧ-22	≥ 20	≥ 1200
Карбонильное железо	Р-10	100	2400
	Р-20	100	
	Р-100	100	
	П-4	50	

два класса карбонильных железных порошков: «Р» (марки Р-10, Р-20, Р-100Ф, Р-100) для использования в радиоаппаратуре и «Пс» — в проводной связи.

В табл. 2.13 указаны химический состав и средний диаметр частиц различных порошков карбонильного железа.

Технологический процесс производства сердечников из порошка карбонильного железа состоит в изолировании порошка, прессовании деталей и их низкотемпературной термической обработке для придания механической прочности и стабилизации свойств.

В табл. 2.14 приведены основные электромагнитные параметры магнитодиэлектриков на основе карбонильного железа; в табл. 2.15 — примерные пределы линейности тангенса угла потерь для магнитодиэлектриков на основе альсифера и карбонильного железа.

Из карбонильного железа получают кольцевые, броневые* и цилиндрические сердечники.

Магнитодиэлектрики на основе молибденового пермаллоя имеют наибольшую начальную магнитную проницаемость (до 200—250), более высокую стабильность и меньшие потери на гистерезис и вихревые токи (при равных значениях проницаемости), чем альсиферы. Пермаллой обычных химических составов (см. § 2.5) весьма пластичны, поэтому для придания сплаву хрупкости (что необходимо при измельчении в порошок) в процессе выплавки вводят небольшие количества серы. Сплав марки 80Н2М, предназначенный для изготовления магнитодиэлектрика, имеет следующий

* Размеры броневых сердечников нормируются ГОСТ 10983—75. Сердечники карбонильные броневые радиотехнические типа СБ.

химический состав: 81% Ni, 2,6% Mo, 16,4% Fe, 0,02% S. Путем подбора режимов горячей и холодной деформаций отливок обеспечивают рекристаллизацию с образованием определенной структуры зерен. В процессе помола стремятся сохранить форму и размеры зерен, покрытых тончайшей пленкой сульфидов и оксисульфидов металлов. Высокодисперсный порошок (десятки микрометров) подвергают термообработке в вакууме, смешивают с изоляцией (на первой стадии — с водным раствором хромового ангидрида; на второй — с водным раствором смеси гидрата оксида магния, жидкого

Т а б л и ц а 2.16. Электромагнитные параметры магнитодиэлектриков на основе пермаллоя

Марка	Номинальное значение проницаемости $\mu_{д.нач}$	Коэффициенты потерь			$TK\mu \cdot 10^6$ (не более)	В диапазоне $t, ^\circ C$
		$\delta_r \cdot 10^5$, м/А,	$\delta_p \cdot 10^3$, л/Гц	$\delta_d \cdot 10^3$		
		(не более)				
П250	230	8,2	1000	3	200	—60 ÷ +85
П140	140	6,3	450	2	100	—20 ÷ +70
					120	—60 ÷ +85
П100	100	3,1	200	2	100	—60 ÷ +85
П60	60	1,9	100	1,5	100	—60 ÷ +85
<i>С термокомпенсацией изменения проницаемости</i>						
ПК100	100	3,1	200	2	30 ± 15	—60 ÷ +85
ПК60	60	1,9	100	1,5	30 ± 15	—60 ÷ +85

стекла и талька) и прессуют изделия при удельном давлении до $2 \cdot 10^3$ МПа. В заключение производят термообработку в вакууме для снятия внутренних напряжений.

По данной технологии изготавливают четыре марки магнитодиэлектриков, параметры которых приведены в табл. 2.16.

§ 2.11. Прочие материалы

Кроме рассмотренных основных групп магнитомягких материалов в технике используют материалы, обладающие особыми свойствами и имеющие более узкое назначение. Из них рассмотрим железокобальтовые сплавы с высокой индукцией насыщения.

Чем выше индукция насыщения, тем более мощный поток (при прочих равных условиях) можно получить в магнитопроводе.

Из особых материалов наивысшей индукцией насыщения обладает железо ($\mu_0 I_s \approx 2,1$ Тл). В тех случаях, когда предъявляются наиболее высокие требования к габаритным размерам устройства, его массе и значению потока, применяют железокобальтовые сплавы, у которых индукция насыщения достигает 2,43 Тл, что позво-

ляет получить экономию в массе и объеме по сравнению с железом на 15—20%.

В практике используют сплавы с содержанием 30—51% Со и 1,5—2,0% V, который улучшает технологические свойства сплавов, в частности их обрабатываемость в холодном состоянии. Эти сплавы, как указывалось, называют пермендюр а м и.

Индукция насыщения сплавов с большим и малым содержанием кобальта приблизительно одинакова. Высоккобальтовые сплавы в слабых и средних полях имеют большие значения проницаемости, чем низкокобальтовые, однако последние дешевле.

Кроме большой индукции насыщения пермендюр обладает значительной обратимой проницаемостью, что делает его особенно ценным в качестве материала для мембран телефона. Пермендюр имеет высокую магнитострикцию.

К недостаткам пермендюра относятся малое электрическое сопротивление, высокая стоимость и дефицитность кобальта и ванадия.

Пермендюр применяют в постоянных магнитных полях или в слабых переменных полях с сильным подмагничиванием постоянным полем. Кривые намагничивания пермендюра с 1,8% V представлены на рис. 2.30.

Преимущество железокобальтовых сплавов перед техническим железом наиболее ощутимо в области индукций выше 1,0 Тл. Разница в магнитных проницаемостях достигает максимального значения при индукции около 1,8 Тл. Вблизи этой точки проницаемость кобальтовых сплавов больше проницаемости мягких сортов железа в несколько десятков раз.

В СССР из материалов этой группы нормирован сплав 49КФ (48—50% Со, 1,3—2,0% V). Сплав имеет индукцию насыщения не менее 2,35 Тл и высокую точку Кюри (980° С), ГОСТ 10160—75 рекомендует следующий режим термообработки изделий из сплава 49КФ: отжиг в вакууме или в водороде, нагрев поковок до 1100° С в течение 3 ч, листов и лент — до 850° С, выдержка 5—10 ч в зависимости от размеров садки, охлаждение до 400° С со скоростью 100 град/ч.

§ 2.12. Аморфные магнитомягкие материалы

Это новая группа магнитомягких материалов с перспективным сочетанием высоких магнитных и механических свойств, что обусловлено особенностями их структуры. Они представляют собой неупорядоченные магнетики, в которых отсутствует периодичность в располо-

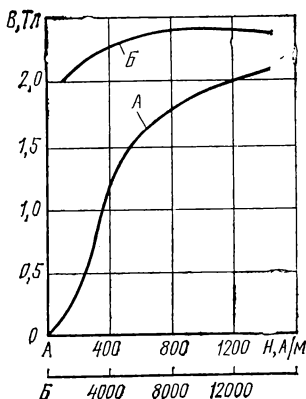


Рис. 2.30. Кривая намагничивания пермендюра с содержанием 1,8% ванадия

жении атомов, т. е. кристаллоподобное состояние существует лишь на расстояниях, соизмеримых с межатомными (ближний порядок).

Для аморфных магнитных материалов (АММ) характерно *метастабильное* неравновесное термодинамическое состояние. Однако существует интервал рабочих температур с верхним пределом T_a , в котором перестройка их структуры происходит крайне медленно, а следовательно, и физические свойства АММ существенно не меняются. При нагревании аморфных сплавов выше T_a они переходят при $T=T_x$ в равновесное двухфазное кристаллическое состояние, причем этот переход в большинстве случаев осуществляется постепенно путем диффузии через однофазное метастабильное кристаллическое состояние.

АММ присуща анизотропия, причинами которой являются внешние и внутренние напряжения, возникающие в процессе изготовления и вследствие термообработки. АММ отличаются высочайшей химической однородностью.

Известно, что структура твердых тел зависит в основном от условий перехода из жидкого состояния в твердое. Аморфное состояние формируется при высокой скорости охлаждения жидкости, так как при этом частицы не успевают выстроиться в правильную кристаллическую структуру.

Существует несколько способов производства АММ, когда аморфная структура получается за счет быстрого охлаждения из жидкого, газообразного или ионизированного состояния.

Наиболее широко применяют метод быстрой закалки расплава в нескольких модификациях, различающихся способом отвода теплоты. Например, ленты или листы шириной несколько миллиметров и толщиной меньше 100 мкм получают следующим образом. Жидкий горячий расплав в аргоновой среде для предотвращения окисления выдавливают через кварцевое сопло на специальное охлаждающее устройство, которое вращается со скоростью 20 м/с. Скорость охлаждения, необходимая для получения аморфного состояния, составляет 10^4 — 10^6 град/с. Такую скорость можно обеспечить только при изготовлении очень тонкого сортамента.

Крупные изделия из АММ получают методом горячего прессования. Цилиндрические образцы малой пористости диаметром 25 мм и длиной 10 мм изготавливают так. Сначала получают порошок для прессования, измельчая ленту исходного аморфного сплава. Процесс прессования производят при температуре не выше 600°C с помощью ударной волны. Для ее получения используют газовую пушку, которая с высокой скоростью выстреливает поток пластиковых частиц в направлении аморфного порошка. В результате создается динамическое воздействие на порошок и, как следствие, спрессовывание его частиц. Эта технология обеспечивает оптимальные условия охлаждения расплавленных зон, так как основная тепловая энергия выделяется на поверхности прессуемого порошка, практически не передаваясь внутрь частиц, которые остаются холодными.

Процесс производства АММ дешевле, чем традиционных листовых магнитомягких материалов.

Металлические магнитомягкие аморфные сплавы содержат 75—85% одного или нескольких переходных металлов (Fe, Co, Ni), сплавленных с 15—25% металлоида (стеклообразователя), в качестве которого используют бор, углерод, кремний, фосфор.

Для придания дополнительных свойств вводят дополнительные элементы, чаще всего металлы: хром, тантал, ванадий, марганец и др. Легирование марганцем повышает электрическое сопротивление АММ. Тантал и ванадий повышают температурную стабильность магнитных свойств. Хром придает АММ высокие антикоррозионные свойства. Молибден улучшает частотные свойства АММ.

Магнитные и физико-химические свойства АММ, их стабильность зависят от химического состава, который определяет необходимые для аморфного состояния электронную и атомную структуры.

Введение металлоидов уменьшает намагниченность насыщения, понижает точку Кюри, ухудшает температурные коэффициенты магнитных свойств, но при этом увеличивает удельное сопротивление, повышает твердость и прочность сплавов, их коррозионную стойкость. Изменение свойств в нужную сторону можно обеспечить варьированием сорта и концентрации металлоида. Диапазон температурной устойчивости сильно зависит от химического состава АММ. Максимальная температура $T_a \approx (0,3 \div 0,35) T_{ср}$, где $T_{ср}$ — средняя температура плавления компонентов сплава ($\Theta \approx 0,45 T_{ср}$).

По магнитным свойствам аморфные магнитные сплавы не уступают электротехническим сталям и пермаллоям. Большинство из них обладает петлей гистерезиса с высокой прямоугольностью. Удельное сопротивление АММ $\rho = 1,25 \div 1,8$ мкОм·м. Магнитные потери в переменных полях на высоких частотах (вплоть до 100 кГц для лучших сплавов) и малых уровнях индукции ниже потерь кристаллических сталей и составляют в среднем 0,1 Вт/кг при $f = 10^3$ Гц и $B = 0,1$ Тл.

Магнитострикция может иметь любой знак и по значению ($15 \cdot 10^{-6} — 30 \cdot 10^{-6}$) соизмерима с кристаллическими сплавами. Изменяя химический состав, получают АММ с практически нулевой магнитострикцией.

По механическим свойствам аморфные магнитные сплавы превосходят кристаллические стали. Для них характерно соединение высокой прочности, твердости, пластичности. Они используются для производства магнитных головок.

Очень важным обстоятельством, стимулирующим внедрение АММ в качестве материала для сложных магнитопроводов, сердечников импульсных трансформаторов, магнитных экранов, является необязательность отжига при изготовлении из них изделий.

Для получения оптимальных свойств АММ применяют термическую или термомагнитную (ТМО) обработку, что позволяет дополнительно повысить магнитную индукцию и улучшить прямоугольность петли гистерезиса. Однако режим ТМО для АММ более

простой, чем для пермаллоя, в частности для некоторых типов АММ ее можно осуществлять на воздухе.

Наиболее перспективными являются железоникелевые (40% Fe, 40% Ni, 14% P, 6% В), высококобальтовые (70% Со, 5% Fe, 15% Si, 10% В) и высокожелезистые (80% Fe, 16% Р, 3% С, 1% В) аморфные сплавы. В СССР налажено производство аморфных материалов на основе перечисленных соединений. Основные магнитные свойства промышленных марок приведены в табл. 2.17.

Таблица 2.17. Магнитные свойства аморфных сплавов

Марка	B_s , Тл	μ_{\max}	H_c , А/м	B_r/B_s при H , А/м		P 1,2/50, Вт/кг	ρ мкОм·м	θ , °С	T_x , °С	T_a , °С
				8	800					
45НПР-А	0,78	70 000 310 000	4,9 1,6	0,93 0,93	0,57 0,75	—	1,4	250	412	150
85КСР-А	0,67	125 000 335 000	3,2 2,2	0,96 0,985	0,75 0,925	—	1,3	430	500	150
44НМР-А	0,88	12 000 750 000	8,0 0,56	— 0,72	— 0,68	—	1,6	350	410	125
94ЖСР-А	1,6	— —	6,4 4,7	— —	— —	0,46 0,26	1,25	370	480	125

Примечание. Значения μ_{\max} указаны при различных режимах термической обработки: верхняя цифра соответствует свойствам при закалке из расплава, вторая — после ТМО, оптимальные режимы которой индивидуальны для каждой марки (ТМО для 45НПР-А, 85КСР-А отпуск в продольном поле 1,2—1,6 кА/м при 300°С в течение 1,5 ч, для 44НМР-А, 94ЖСР-А — 800 А/м при 365°С в течение 2 ч, с последующим охлаждением со скоростью 15°С/мин до 100°С).

Плотность этих материалов $\gamma = 7,3 \div 8$ г/см³. Твердость по Виккерсу $HV = 750 \div 1030$. Петли гистерезиса характеризуются высокой прямоугольностью, особенно для сплавов 85КСР-А, которые применяются в ячейках памяти. Аморфный сплав 45НПР-А после ТМО может быть использован для сердечников магнитных устройств, работающих в диапазоне частот до 50 кГц.

МАГНИТОТВЕРДЫЕ МАТЕРИАЛЫ

§ 2.13. Классификация и предъявляемые к материалам требования

Магнитотвердые материалы (материалы для постоянных магнитов) классифицируют по основному способу получения материала. В соответствии с этим можно указать следующие группы:

1. *Литые магнитотвердые материалы на основе сплавов Fe-Ni-Al и Fe-Ni-Al-Co*, легированных медью, титаном, ниобием и некоторыми другими элементами.

Сплавы этой группы характеризуются хорошими магнитными свойствами, но плохими механическими качествами (низкой пластичностью и высокой твердостью). В процессе изготовления для ряда сплавов применяют термомагнитную обработку и направленную кристаллизацию, что повышает их магнитные свойства за счет образования магнитной текстуры. Высококоэрцитивное состояние материалов данной группы объясняется механизмом дисперсионного твердения сплавов. Эти сплавы имеют большое значение и составляют приблизительно 80% всех потребляемых в народном хозяйстве магнитотвердых материалов.

2. *Порошковые магнитотвердые материалы*, получаемые путем прессования порошков с последующей термообработкой.

В зависимости от особенностей производства и физических процессов образования высококоэрцитивного состояния материалы (магниты) этой группы подразделяют на металлокерамические, металлопластические, оксидные и из микропорошков.

Металлокерамические магниты получают из металлических порошков путем прессования без связующего материала и спекания при высокой температуре. По магнитным свойствам они лишь немного уступают литым магнитам, но дороже последних.

Металлопластические магниты изготавливают, как и металлокерамические, из порошков, но прессуют вместе с изолирующей связкой и подвергают нагреву до невысокой температуры, необходимой для полимеризации связующего вещества. По сравнению с литыми магнитами они имеют пониженные магнитные свойства, но обладают большим электрическим сопротивлением, малой плотностью и относительно дешевы.

Среди оксидных магнитов практическое значение имеют магниты на основе феррита бария и феррита кобальта. Технология их производства имеет много общего с технологией производства магнитомягких ферритов. Бариевые магниты применяют как изотропные, так и анизотропные; кобальтовые — только анизотропные. Максимальная магнитная удельная энергия у оксидных магнитов ниже, чем у железоникельалюминиевых. Но оксидные магниты обладают большей коэрцитивной силой, дешевле, не содержат дефицитных элементов, а также имеют очень большое удельное сопротивление, что позволяет применять их в высокочастотных устройствах. Существенным недостатком этих магнитов является значительная зависимость их свойств от температуры.

Магниты из микропорошков в основном изготавливают из железа или железа с кобальтом и на основе интерметаллического соединения марганец-висмут. Высококоэрцитивное состояние этих материалов объясняется особенностями намагничивания однодоменных частиц. Магниты из микропорошков имеют ограниченное применение.

3. *Прочие магнитотвердые материалы.* К этой группе относят устаревшие, но еще применяемые материалы, например мартенситные стали; материалы, к механическим или магнитным свойствам которых предъявляют особые требования, — пластически деформируемые сплавы, сплавы с особо высокой коэрцитивной силой на основе благородных металлов, эластичные магниты, магнитные ленты для звукозаписи; материалы, имеющие пока ограниченное применение, — например, весьма перспективные сплавы на основе редкоземельных элементов.

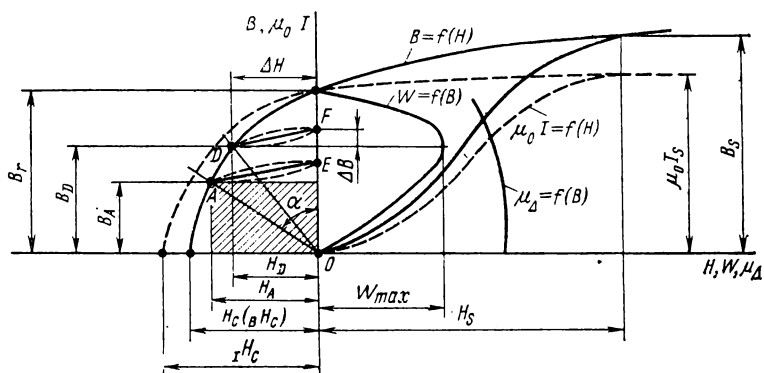


Рис. 2.31. Схематическое изображение кривых намагничивания, характеризующих свойства магнитотвердых материалов

Магнитотвердые материалы применяют для изготовления постоянных магнитов. При этом используется магнитная энергия, возникающая между полюсами магнита. Следовательно, магнитные цепи с постоянными магнитами должны быть разомкнутыми, т. е. иметь полезный (рабочий) воздушный зазор. Поток в зазоре возникает после намагничивания материала при кратковременном помещении его в сильное магнитное поле.

На рис. 2.31 приведены кривые, характеризующие магнитные свойства магнитотвердых материалов. В дальнейшем будем считать, что магнит намагничен до намагниченности насыщения I_s или соответственно до индукции насыщения B_s .

После снятия внешнего поля магнитные свойства материала характеризуются кривой размагничивания — участком гистерезисной петли, расположенным во втором квадранте. Положение рабочей точки A на этой кривой определяется конфигурацией магнитной цепи системы с постоянным магнитом. Индукцию B_A называют кажущейся остаточной индукцией или остаточной индукцией в разомкнутой цепи.

Удельная магнитная энергия во внешнем пространстве

$$W_A, \text{ Дж/м}^3 = B_A H_A / 2. \quad (2.19)$$

В некотором масштабе энергию W_A можно представить в виде площади прямоугольника со сторонами B_A и H_A (на рис. 2.31 прямоугольник заштрихован).

При изменении конфигурации магнитной цепи, например величины воздушного зазора, меняется положение рабочей точки на кривой размагничивания. Если цепь замкнута, то индукция будет наибольшей, равной остаточной индукции B_r материала. Но так как воздушный зазор, где может быть использована энергия магнита, при этом отсутствует ($H=0$), то $W=0$. Второму предельному значению, при котором энергия также равна нулю, соответствует $H=H_c$; $B=0$.

Из рис. 2.31 видно, что точке D соответствует наибольшее значение удельной магнитной энергии W_{\max} . Этот параметр является важнейшим при оценке качества магнитотвердого материала. Иногда вместо энергии W_{\max} пользуются пропорциональной ей величиной $(BH)_{\max}$, называемой энергетическим произведением. Для применяемых материалов W_{\max} имеет значения приблизительно от 1 кДж/м³ (хромистая сталь) до 50 кДж/м³ (материал с магнитной и кристаллической текстурой). Для сплава SmCo_5 получена энергия W_{\max} выше 80 кДж/м³, а для монокристалла $\text{SmCo}_{5,3}$ — 128 кДж/м³.

Максимальная энергия тем больше, чем больше остаточная индукция B_r , коэрцитивная сила H_c и коэффициент выпуклости кривой размагничивания материала:

$$\gamma = \frac{(BH)_{\max}}{B_r H_c}. \quad (2.20)$$

При изображении кривых намагничивания в координатах $\mu_0 I = f(H)$ остаточная индукция сохраняет то же значение, что и в координатах $B = f(H)$, а коэрцитивная сила по намагниченности $H_c \neq B H_c = H_c$.

В процессе эксплуатации магнита положение рабочей точки не остается постоянным. Изменение магнитного состояния происходит при этом по кривым возврата, представляющим собой частные петли гистерезиса, одна из вершин которых лежит на кривой размагничивания. Кривые возврата являются весьма узкими, поэтому их обычно заменяют прямыми возврата (на рис. 2.31 прямые AE и DF). Ход прямой возврата оценивается коэффициентом возврата

$$\mu_\Delta = \frac{\Delta B}{\mu_0 \Delta H}, \quad (2.21)$$

где ΔB — изменение индукции, соответствующее изменению поля ΔH (см. рис. 2.31).

На рис. 2.31 представлена зависимость $\mu_\Delta = f(B)$. Чем меньше коэффициент возврата, тем меньше изменения кажущейся остаточной индукции в результате смещения положения рабочей точки. Значит, коэффициент возврата определяет в некоторой степени стабильность магнитной цепи.

Кроме основных магнитных свойств (W_{\max} и μ_{Δ}), при оценке магнитотвердых материалов могут оказаться существенными механические свойства (прочность), в процессе производства — обрабатываемость материала, а также плотность, электрическое сопротивление, стоимость и др. Особенно важен в некоторых случаях вопрос стабильности магнитных свойств.

§ 2.14. Стабильность постоянных магнитов

Магнитный поток, создаваемый постоянным магнитом, меняется с течением времени и при воздействии внешних условий: магнитных полей, механических нагрузок, температуры, радиации, изменений магнитного сопротивления, от влияния соседних ферромагнитных масс.

Различают структурную и магнитную нестабильность.

Структурная нестабильность связана с кристаллическим строением, фазовыми превращениями, уменьшением внутренних напряжений и т. п. Магнитные свойства, изменяющиеся в результате структурной нестабильности (структурное старение), могут быть восстановлены только регенерацией структуры, например путем повторной термической обработки материала.

Степень структурного старения у разных материалов различна.

Структурную стабильность сплавов Fe-Ni-Al-(Co) можно повысить частичным снятием напряжений посредством отпуска магнитов при повышенной температуре с последующим медленным охлаждением.

Магнитная нестабильность обуславливается изменением магнитной (доменной) структуры вещества, стремящейся к устойчивому термодинамическому равновесию как во времени (магнитное старение), так и при изменении внешних условий. Магнитная нестабильность может быть обратимой и необратимой. При возвращении внешних условий к исходным, когда магнитные свойства восстанавливаются, имеют место обратимые изменения, при наличии гистерезиса — необратимые. Необратимые изменения, вызванные магнитной нестабильностью, можно устранить повторным намагничиванием материала.

Магнитное старение происходит по закону, близкому к логарифмическому. Количественно оно определяется кривой размагничивания, относительными размерами магнита (положением рабочей точки) и внешними условиями, в которых находится материал: температурой, механическими напряжениями и т. п.

Магнитное старение постоянных магнитов в зависимости от вида материала и положения рабочей точки меняется от десятых долей процента до нескольких процентов в год.

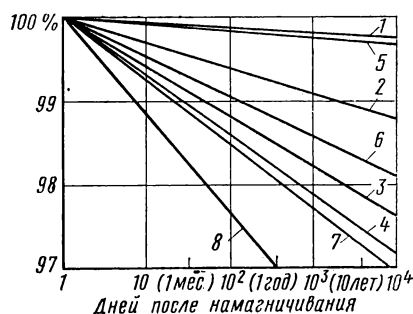
На рис. 2.32 приведены зависимости, характеризующие временное магнитное старение магнитов из некоторых магнитотвердых материалов при разном положении рабочей точки (разном отношении B/H). Рис. 2.32 хорошо отражает логарифмический характер

этих зависимостей (для оси времени взят логарифмический масштаб).

Рассмотрим магнитную нестабильность, вызванную изменением условий эксплуатации магнита. Наиболее наглядно это можно сделать, анализируя действие возмущающего поля $\pm \Delta H^*$ на систему, характеризующуюся рабочей точкой A , которой соответствует кажущаяся магнитная индукция B_A (рис. 2.33).

Рис. 2.32. Естественное магнитное старение магнитов из некоторых сплавов при комнатной температуре:

Кривая	Материал	В/Н в рабочей точке магнита $\times 10^3$, Гн/м
1	ЮНДК24	13
2		28
3		16
4		6
5	ЮНДК25А	25
6		11,5
7	ЮНД4	21
8		11



При действии поля $+\Delta H$ изменение магнитного состояния произойдет по прямой возврата AC и кажущаяся магнитная индукция станет равной B_C . После устранения поля магнитное состояние практически изменится по прямой CA и индукция возвратится к исходному значению B_A , т. е. произойдет обратимое изменение магнитных свойств.

При действии поля $-\Delta H$ рабочей станет точка F . После устранения поля магнитное состояние, изменяясь по прямой возврата EF , будет определяться точкой F и индукцией B_F , т. е. произойдет необратимое изменение свойств.

Уменьшить магнитную нестабильность можно путем устранения необратимых изменений, включая магнитное старение (магнитная стабилизация); затем оценить оставшиеся обратимые изменения.

Одним из основных методов магнитной стабилизации является частичное размагничивание магнита. Метод частичного размагничивания заключается в том, что намагниченный магнит подвергают воздействию переменного магнитного поля с убывающей до нуля амплитудой. В результате такой обработки дальнейшие изменения свойств магнита в известном диапазоне изменений внешних условий становятся обратимыми.

* Влияние на магнитные свойства других причин — механических напряжений, изменения магнитного сопротивления и т. д. — можно рассматривать аналогичным образом, пользуясь понятием эквивалентного поля ΔH .

Из рис. 2.33 видно, что при воздействии на магнит убывающего переменного магнитного поля с начальной амплитудой $\pm\Delta H$ магнитное состояние, характеризуемое точкой A , изменится, перейдя на прямую возврата EK , и после снятия поля будет характеризоваться точкой F . Если после этого на магнит будут действовать возмущающие поля, не превышающие по напряженности $\pm\Delta H$, то они вызовут только обратимые изменения.

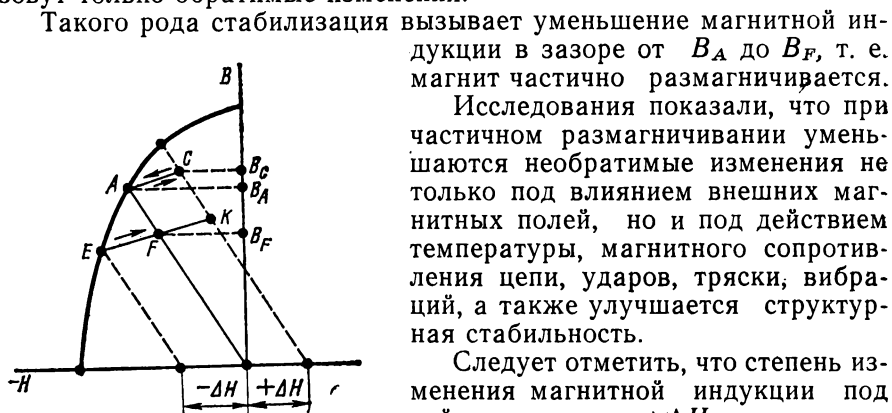


Рис. 2.33. Схематическое изображение действия внешнего магнитного поля на постоянный магнит

Такого рода стабилизация вызывает уменьшение магнитной индукции в зазоре от B_A до B_F , т. е. магнит частично размагничивается. Исследования показали, что при частичном размагничивании уменьшаются необратимые изменения не только под влиянием внешних магнитных полей, но и под действием температуры, магнитного сопротивления цепи, ударов, тряски, вибраций, а также улучшается структурная стабильность.

Следует отметить, что степень изменения магнитной индукции под действием поля $\pm\Delta H$ зависит не только от этого поля, но и от коэффициента возврата, кривой размагничивания и положения рабочей точки. Так, для некоторых барьерных магнитов, у которых коэффициент возврата $\mu_A \approx 1,1$ и кривая размагничивания представляет собой прямую линию, действие внешних полей вызывает практически только обратимые изменения свойств и, следовательно, в данном случае обработка переменным полем с убывающей до нуля амплитудой с целью повышения магнитной стабильности не имеет смысла.

В тех случаях, когда к стабильности магнита предъявляются особенно высокие требования и при условии больших возможных изменений внешних условий, кроме частичного размагничивания, магниты подвергают термообработке и механическим воздействиям.

Термообработка состоит в том, что магнит после частичного размагничивания 3—5 раз нагревают и охлаждают до температуры, которая несколько выше и несколько ниже наибольшей ожидаемой. Особенно большие изменения наблюдаются при этом после первого цикла, следующие циклы сказываются значительно меньше.

Механические воздействия также повторяют несколько раз, причем они должны превышать максимально возможные при эксплуатации.

В результате магнитной стабилизации (частичного размагничивания, термообработки и механических воздействий) необратимые изменения магнитной индукции уменьшаются до сотых долей процента.

Дальнейшие изменения магнитных свойств стабилизированного магнита в некотором диапазоне изменений внешних условий (температуры, напряженности поля, механических воздействий) обратимы. Эти изменения можно оценивать с помощью соответствующих коэффициентов, например температурного коэффициента магнитной индукции

$$\alpha_B = \frac{\Delta B}{B \Delta t}, \quad (2.22)$$

где B — магнитная индукция при начальной температуре t ; Δt — изменение температуры; ΔB — изменение индукции, вызванное изменением температуры на $\Delta t^\circ \text{C}$.

Подобным образом принято оценивать изменения и других параметров — коэрцитивной силы H_c , энергетического произведения $(BH)_{\max}$ и т. п.

Температурный коэффициент магнитной индукции зависит от химического состава и структуры материала, кроме того, он зависит от относительных размеров магнита (коэффициента размагничивания), степени предварительного размагничивания, а также (в общем случае) от t_0 и Δt . На рис. 2.34 изображены кривые размагничивающего участка гистерезисной петли при разных температурах для сплава ЮНДК24; по ГОСТ 17809—72 предусмотрен выпуск нескольких марок сплавов этой группы, незначительно различающихся по химическому составу и свойствам (см. табл. 2.19). Из рисунка видно, что в зависимости от значения коэффициента размагничивания α_B может быть положительным, отрицательным и равным нулю.

Приведенные данные свидетельствуют о том, что для определения обратимых температурных изменений надо знать не только вид сплава, но и положение рабочей точки магнита.

Для магнитов из феррита бария и сплавов Pt-Co температурный коэффициент магнитной индукции не зависит от положения рабочей точки магнита и равен приблизительно $-2 \cdot 10^3 \text{ град}^{-1}$ для феррита бария и $-0,15 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ для сплавов Pt-Co.

Иногда при эксплуатации постоянные магниты в течение продолжительного времени подвергаются воздействию высоких температур. При повышенных температурах (выше 200°C) наиболее приемлемыми являются сплавы ЮНДК24 и ЮНДК35Т5, так как наряду с высокой точкой Кюри ($\sim 850^\circ \text{C}$) эти сплавы обладают высокой структурной стабильностью. До 500°C в этих сплавах не

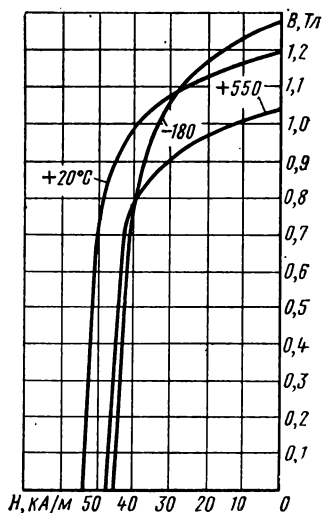


Рис. 2.34. Кривые размагничивания сплава ЮНДК24 при разных температурах

наблюдалось структурных изменений, влияющих на значение магнитного потока (при испытаниях в течение 1 г.). При более высокой температуре время работы постоянных магнитов ограничено. После специальной структурной и магнитной стабилизации постоянные магниты из сплавов ЮНКД35Т5 стабильны в течение не менее 2000 ч при 600° С и 80 ч при 650° С, магниты из сплавов ЮНКД24 — 2000 ч при 500° С и 100 ч при 600° С. Общее старение магнита за это время не превышает 1%. При более высокой температуре магнитный поток в постоянных магнитах быстро падает [2.9].

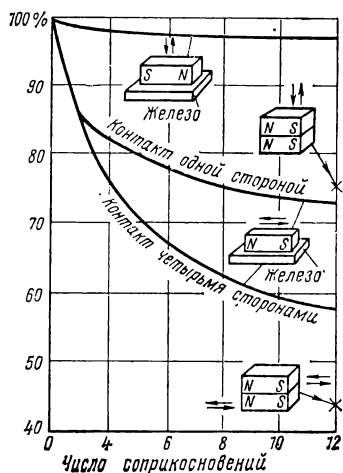


Рис. 2.35. Размагничивание магнитов в результате контактов с ферромагнитными массами или другими магнитами (стрелками указаны направления перемещения магнита при соприкосновении)

Свойства магнита могут существенно изменяться при контакте с другими магнитами или ферромагнитными массами. На рис. 2.35 приведены кривые снижения магнитной индукции в нейтральном сечении магнитов из сплавов ЮНКД24 и ЮНКД35Т5 с отношением длины к диаметру, равным 4, после приближения к ним других таких же магнитов или ферромагнитных масс. При хранении и эксплуатации магниты должны оберегаться от подобных контактов.

§ 2.15. Намагничивание и размагничивание постоянных магнитов

Для рационального использования магнитотвердого материала он должен быть намагничен до насыщения, т. е. до предельной петли гистерезиса. Требуемые при этом значения намагничи-

вающего поля H_{\max} для некоторых материалов указаны в табл. 2.18. Для других материалов они должны определяться экспериментально. По ГОСТ 8.268—77 достаточным считается такое значение H_{\max} , уменьшение которого на 25% не приводит к уменьшению остаточной индукции B_r и коэрцитивной силы H_c больше чем на 1%.

Кроме требования к значению намагничивающего поля необходимо обеспечить его определенную конфигурацию. Например, если материал является магнитоанизотропным, поле H_{\max} должно действовать по направлению текстуры, в дугообразном магните — по дуге и т. п.

Обычно магниты (кроме магнитов из феррита бария) намагничивают после сборки системы, так как при этом индукция в рабочем зазоре оказывается больше, чем при намагничивании до сборки. Кроме того, при сборке системы с намагниченным магнитом возникают трудности технологического характера (необходимость в не-

магнитном инструменте, возможность засорения магнитной системы ферромагнитной пылью и т. п.).

Намагничивающее поле может быть весьма кратковременным, например импульсным. При решении вопроса о допустимой длительности импульса следует учитывать возможность возникновения

Таблица 2.18. Значения намагничивающего поля H_{\max} для некоторых марок сплавов

Марка сплава	H_{\max} , кА/м (не менее)	H_{\max}/H_c	Марка сплава	H_{\max} , кА/м (не менее)	H_{\max}/H_c
ЮНД4	240	6	ЮНДК35Т5	400	3,6
ЮНД8	160	3,6	ЮНДК24Т2	300	5
ЮНДК15	240	5	ЮНДК24	240	4,6
ЮНДК18	240	4,4			

вихревых токов, которые, экранируя внешнее поле, препятствуют проникновению его в толщу магнита, что приводит к неполному намагничиванию всего объема магнита.

Минимальную продолжительность импульса Δt , при котором весь объем магнита пронизывается магнитным полем, можно приближенно оценить следующим выражением:

$$\Delta t = 6,4\rho \frac{B}{H} D^2 \cdot 10^{-9} \text{с}, \quad (2.23)$$

где ρ — удельная проводимость материала магнита, $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$; B — индукция в магните, Тл; H — напряженность намагничивающего поля, кА/м; D — эффективный диаметр магнита, м.

Намагничивание производят в специальных намагничивающих устройствах [2.11].

Наиболее широко применяют намагничивающие установки постоянного тока (электромагниты, соленоиды) и импульсные. Иногда используют установки переменного тока и установки с одновременным питанием постоянным и переменным с убывающей до нуля амплитудой токами, что позволяет уменьшить требуемое для намагничивания до насыщения постоянное поле. Существуют также намагничивающие устройства с постоянными магнитами, но они пригодны только для намагничивания мелких магнитов.

Преимущества намагничивания в электромагнитах постоянного тока состоят в отсутствии влияния вихревых токов и возможности получения мощных полей (порядка 10^2 — $5 \cdot 10^3$ кА/м).

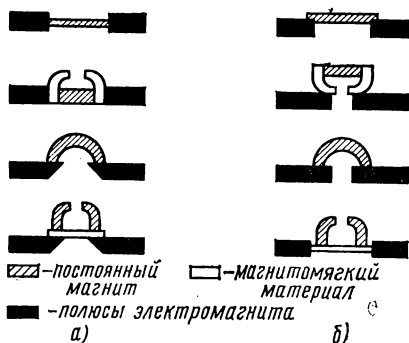


Рис. 2.36. Взаимное расположение магнита и полюсов намагничивающего устройства:

а — правильное; б — неправильное

Наилучшим образом в электромагнитах можно намагничивать магниты в виде параллелепипедов, зажимая их между плоскопараллельными полюсами. Однако в подобных устройствах можно намагничивать магниты и другой формы. На рис. 2.36 показано правильное и неправильное расположение магнитов относительно полюсных наконечников электромагнита. Недостатками электромагнитов постоянного тока являются большие масса и габаритные размеры, сложность конструкции, необходимость в мощном источнике постоянного тока.

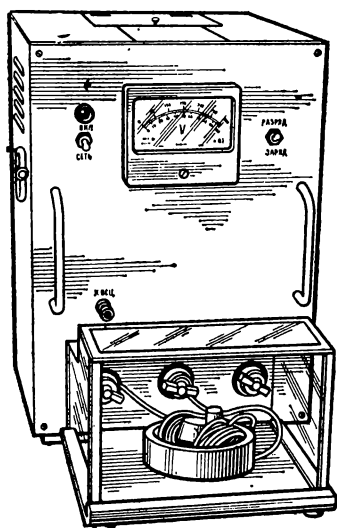


Рис. 2.37. Внешний вид импульсной намагничивающей установки УНИ-2

В импульсных установках широко распространены схемы с использованием зарядки и разрядки конденсаторов. Для исключения колебаний в таких схемах применяют различные выпрямляющие устройства, позволяющие пропускать ток в одном направлении, т. е. производить импульсное намагничивание.

Установки с импульсным намагничиванием накапливают энергию в конденсаторе длительно, а отдают ее в процессе разрядки за короткий промежуток времени. Поэтому для создания мощного импульса не требуется большого тока питания, что позволяет использовать даже обычную осветительную сеть. К преимуществам импульсных установок относятся также их малые габаритные размеры и относительная простота устройства.

С помощью импульсных установок получают импульсы тока в диапазоне от нескольких тысяч до нескольких сотен тысяч ампер.

На рис. 2.37 показан внешний вид малогабаритной установки УНИ-2, позволяющей получать импульсы тока порядка 25 кА при длительности около 0,3 мс*. На установке осуществляют также частичное размагничивание. На переднем плане рисунка виден выдвижной столик, на котором расположена магнитная система с намагничивающей обмоткой. Столик закрыт кожухом из плексигласа, обеспечивающим безопасную эксплуатацию установки. В торцах стенок кожуха, соприкасающихся с передней панелью установки, находятся штыри-выключатели, которые при выдвижении столика до упора входят в специальные гнезда и замыкают электрическую цепь заряда. Если кожух снят, то цепь заряда разомкнута и потенциал на зажимах равен нулю.

Техника намагничивания зависит от формы и размеров магнита. Размагничивание магнитов производят в разной степени и для

* Установка разработана в ЛЭТИ им. В. И. Ульянова (Ленина).

разных целей. Например, для удобства транспортировки, сборки систем перед повторным намагничиванием магниты размагничивают полностью, для магнитной стабилизации или подгонки поля в зазоре — частично.

Полное размагничивание лучше всего можно обеспечить путем нагрева магнита выше точки Кюри. Однако этот способ из-за технических неудобств применяют редко. Обычно размагничивание производят посредством воздействия на магнит переменного (или непрерывно коммутируемого постоянного) поля с убывающей до нуля амплитудой. Существенным при этом является выбор частоты размагничивающего поля, что связано с экранирующим действием вихревых токов, которое может привести к кажущемуся размагничиванию. Для массивных магнитов из материалов с относительно высокой проводимостью (литые магниты) нередко даже частота 50 Гц является слишком высокой.

Размагничивающие устройства представляют собой электромагниты, в зазор которых помещают и далее медленно выводят из него размагничиваемый магнит, соленоиды, вдоль оси которых перемещают магнит, и т. п. Иногда применяют специальные схемы, например в описанной импульсной установке используют затухающие колебания в контуре $L-C$, где индуктивность L создается магнитом с наложенной на него размагничивающей обмоткой.

§ 2.16. Сплавы на основе Fe-Ni-Al

Сплавы Fe-Ni-Al являются важнейшими материалами для постоянных магнитов. Большую роль в образовании высококоэрцитивного состояния этих сплавов играет механизм дисперсионного твердения.

При охлаждении сплавов до определенной температуры, называемой температурой начала распада, происходит дисперсионный распад высокотемпературного твердого раствора на две фазы: β и β_2 . β -Фаза близка по составу к чистому железу, т. е. сильномагнитна; ее выделения имеют форму пластинок однодоменной толщины. β_2 -Фаза по составу близка интерметаллическому соединению Ni-Al и является слабомагнитной. Таким образом, получается система в виде немагнитной матрицы β_2 с однодоменными сильномагнитными включениями β .

Материалы, имеющие такую структуру, обладают большой коэрцитивной силой, так как их намагничивание происходит в основном за счет процессов вращения.

Особенности дисперсионного твердения позволили объяснить существование критической скорости охлаждения, при которой магнитные свойства (B_r , H_c и W_{max}) получаются оптимальными. При условиях, отличных от оптимальных, β -фаза может оказаться обедненной железом, а β_2 -фаза, наоборот, обогащенной им, или не будет получена необходимая степень дисперсности и т. п., что вызывает уменьшение коэрцитивной силы.

Дальнейшие исследования показали также, что β_2 -фаза в сплаве находится в условиях сильного всестороннего сжатия, а β -фаза испытывает столь же сильные растягивающие напряжения со стороны β_2 -фазы, что обуславливает существование сильных структурных напряжений.

Сплавы Fe-Ni-Al без легирующих элементов не применяют ввиду их сравнительно низких магнитных свойств. Наиболее распространенными являются сплавы, легированные медью и кобальтом. Высококобальтовые сплавы, содержащие больше 15% Co, как правило, используют с магнитной или с магнитной и кристаллической текстурой.

Рассмотрим влияние различных элементов на свойства сплавов и особенности сплавов с магнитной и кристаллической текстурами.

Влияние никеля и алюминия. Практическое значение имеют сплавы, содержащие 12—30% Ni и 6,5—16% Al.

Наибольшей удельной энергией обладают сплавы с содержанием приблизительно 27,5% Ni и 14% Al. Однако критическая скорость охлаждения таких сплавов является высокой и не может быть обеспечена для массивных (более 0,2—0,3 кг) магнитов.

В некоторых случаях стремятся к получению не наибольшего значения W_{\max} , а определенного соотношения между B_r и H_c . Это может быть достигнуто как изменением состава сплава, так и соответствующим выбором скорости охлаждения.

Влияние меди. В ГОСТ 17809—72 на сплавы Fe-Ni-Al для постоянных магнитов предусматривается производство сплавов только с медью (за исключением марки ЮНТС). Медь обеспечивает лучшую повторяемость характеристик, т. е. меньшую зависимость свойств сплавов от небольших изменений химического состава, наличия примесей и нарушения режима термообработки. Кроме того, медь улучшает механические свойства сплавов.

Влияние меди на магнитные свойства различно в зависимости от содержания в сплаве никеля и алюминия. Для сплавов со сравнительно небольшим количеством Ni наилучшие свойства возможны при содержании приблизительно 4% Cu. Для сплавов с большим количеством никеля (26—32%), по данным А. А. Шекалова, содержание меди целесообразно увеличивать до 8—12%. При этом в условиях оптимальной термической обработки свойства получаются в среднем на 20% выше, чем в сплавах без меди или с ее незначительным содержанием (4%). Недостатком сплавов с большим содержанием меди является высокая критическая скорость охлаждения, что ограничивает их применение простыми по форме магнитами.

Влияние кобальта. Легирование сплавов Fe-Ni-Al кобальтом позволяет существенно улучшить их магнитные свойства, не только увеличивая H_c , что можно сделать, добавляя Ni или Cu, но и повышая остаточную индукцию и коэффициент выпуклости.

Исследования показали, что и для кобальтовых сплавов легирование медью является полезным. Медь незначительно повышает магнитную энергию, но главным образом улучшает условия термической обработки. Это объясняется следующим образом. Кобальт

существенно понижает критическую скорость охлаждения и распад твердого раствора идет очень вяло. Медь же повышает эту скорость. Однако это недостаточно, и для термообработки сплавов с кобальтом требуются два этапа: охлаждение с критической скоростью, что обеспечивает высокие B_r , и отпуск для получения большой коэрцитивной силы.

Влияние других элементов. Титан в количестве 0,2—0,5% увеличивает механическую прочность сплава за счет измельчения зерна, а при содержании 1,5—9% используется для получения сплавов с большой коэрцитивной силой и с различным отношением B_r/H_c .

Сера в количестве 0,1—0,2% повышает механические свойства сплава за счет измельчения зерна. Для сплавов с большим содержанием титана сера способствует образованию столбчатых кристаллов.

Ниобий в количестве 0,5—1,5% несколько повышает коэрцитивную силу.

Кремний в зависимости от состава сплава может быть вредной примесью или полезной легирующей добавкой. Так, в сплаве ЮНДК18С кремний вводят для повышения эффективности термомагнитной обработки сплава с пониженным содержанием кобальта и т. п.

Углерод и марганец являются вредными примесями. Наиболее опасной примесью является С, его содержание в сплаве в соответствии с принятыми стандартами не должно превышать 0,03%. Содержание Мп допускается не свыше 0,35%.

Особенности сплавов с магнитной текстурой. Магнитная текстура является результатом термомагнитной обработки, которая заключается в охлаждении сплава от высоких температур (1250—1300°С) в магнитном поле (не менее 120 кА/м) до 500°С. При этом возрастание магнитных характеристик происходит лишь в направлении действия поля, т. е. материал становится магнитоанизотропным.

Исследования показали, что применение термообработки имеет смысл только для сплавов с большим содержанием кобальта. Например, для сплавов с 12% Со термомагнитная обработка увеличивает магнитную энергию приблизительно на 20%, а для сплавов с содержанием 20—25% Со — в ряде случаев на 80% и более. При этом H_c практически не меняется, растут B_r и коэффициент выпуклости γ кривой.

Влияние термомагнитной обработки на высококобальтовые сплавы объясняется действием кобальта в двух направлениях:

а) понижает температуру начала дисперсионного распада (с 950°С в сплаве без кобальта до 800°С в сплаве с 24% Со);



Рис. 2.38. Макроструктура столбчатых кристаллов сплава Fe-Ni-Al-Cu-Co

б) повышает точку Кюри сплава (соответственно с 730 до 850°С).

В результате этого к моменту высокотемпературного распада материал является ферромагнитным и внешнее магнитное поле

Таблица 2.19. Магнитные свойства сплавов (ГОСТ 17809—72)

Марки сплавов	tg δ , мкГ/м	W_{\max} , кДж/м ³	H_c , кА/м	Остаточная индукция B_r , Тл	Тип кристалличе- ской структуры
		не менее			
ЮНД4	6,04	3,6	40	0,50	Равноосная
ЮНД8	5,85	5,1	44	0,60	
ЮНТС	3,98	4,0	58	0,43	
ЮНДК15	10,6	6,0	48	0,75	
ЮНДК18	7,4	9,7	55	0,90	
ЮНДК18С	6,54	14	44	1,10	
ЮН13ДК24С	6,43	18	36	1,30	
ЮН13ДК24	6,41	18	40	1,25	
ЮН14ДК24	6,6	18	48	1,20	
ЮН15ДК24	7,45	18	52	1,15	
ЮН14ДК24Т2	8,24	15	60	1,10	
ЮН13ДК25А	1,38	28	44	1,40	Столбчатая
ЮН14ДК25А	3,23	28	52	1,35	
ЮН13ДК25БА	2,74	28	48	1,40	
ЮН14ДК25БА	1,78	28	58	1,30	
ЮН15ДК25БА	2,34	28	62	1,25	
ЮНДК31Т3БА	2,35	32	92	1,15	
ЮНДК34Т5	3,54	14	92	0,75	Равноосная
ЮНДК35Т5Б	2,78	16	96	0,75	
ЮНДК35Т5	1,7	18	110	0,75	
ЮНДК35Т5БА	1,51	36	110	1,02	Столбчатая Монокристал- лическая
ЮНДК35Т5АА	1,55	40	115	1,05	
ЮНДК38Т7	3,35	18	135	0,75	Равноосная
ЮНДК40Т8	3,26	18	145	0,70	»
ЮНДК40Т8АА	2,92	32	145	0,90	Монокристал- лическая

Примечания: 1. В обозначениях марок сплавов буквы означают: Б — ниобий; Д — медь; К — кобальт; Н — никель; С — кремний; Т — титан; Ю — алюминий; А — столбчатая кристаллическая структура; АА — монокристаллическая структура. Цифры указывают процентное содержание элемента. 2. Усредненное значение наклона прямой возврата tg δ , определенное, как показано на рис. 2.39, приводится для справки.

благоприятствует росту выделений β -фазы в направлении действующего поля.

Таким образом, магнитная текстура связана с упорядоченным расположением пластинчатых выделений β -фазы, которые распола-

гаются преимущественно под небольшими углами к направлению поля.

Намагничивание таких сплавов в основном происходит за счет процесса вращения. Так как конфигурация доменов в рассматриваемой системе является устойчивой, то намагниченность после снятия намагничивающего поля уменьшается очень мало ($B_r \rightarrow \mu_0 I_s$) — только за счет небольшого обратного вращения, чего нет у нетекстурованных материалов.

Размагничивание возможно лишь за счет поворота магнитных моментов части доменов на 180° , для чего требуются большие поля, но после достижения этого значения поля процесс происходит быстро, т. е. кривая размагничивания стремится к прямоугольной форме.

Для увеличения в таких сплавах B_r в них уменьшают концентрацию Ni и Al и увеличивают содержание Fe как составляющей с большим насыщением.

Особенности сплавов с кристаллической и магнитной текстурами. Дальнейшее существенное повышение магнитных свойств спла-

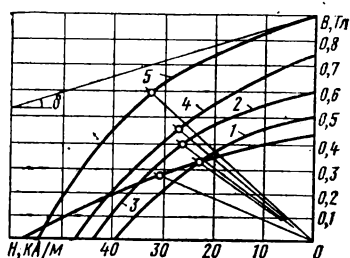


Рис. 2.39. Кривые размагничивания:

1 — ЮНД4; 2 — ЮНД8; 3 — ЮНТС; 4 — ЮНДК15; 5 — ЮНДК18

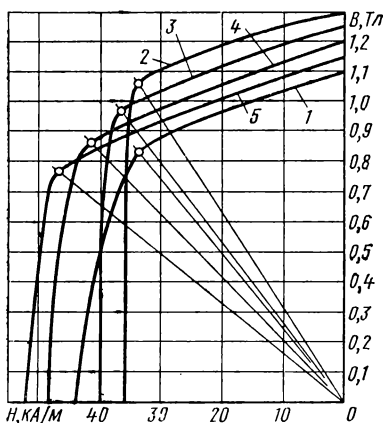


Рис. 2.40. Кривые размагничивания:

1 — ЮНДК18С; 2 — ЮН13ДК24С; 3 — ЮН13ДК24; 4 — ЮН14ДК24; 5 — ЮН15ДК24

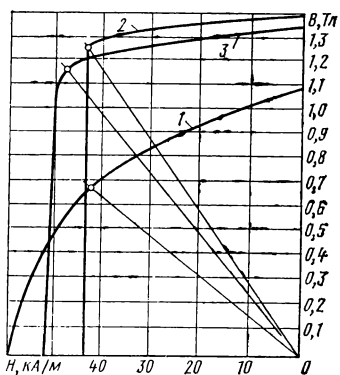


Рис. 2.41. Кривые размагничивания:

1 — ЮН14ДК24Т2; 2 — ЮН13ДК25БА; 3 — ЮН14ДК25А

вов Fe-Ni-Al-Cu-Co возможно путем создания магнитов с особой макроструктурой в виде столбчатых кристаллов (рис. 2.38). Кристаллическую текстуру получают в процессе особых условий охлаждения сплава. При этом наблюдается увеличение всех магнит-

ных параметров: B_r , H_c , γ (наиболее существенно возрастает γ). Магнитная энергия магнитов повышается по сравнению с обычной кристаллизацией на 60—70%. Влияние макроструктуры в виде ориентированных столбчатых кристаллов на магнитную энергию объясняется главным образом тем, что кристаллографическая текстура создается в направлении легкого намагничивания, а как показывают опыты, проведенные на монокристаллах, гистерезисная петля в этом направлении имеет наибольшие значения B_r и H_c . В табл. 2.19 приведены характеристики сплавов Fe-Ni-Al, а на

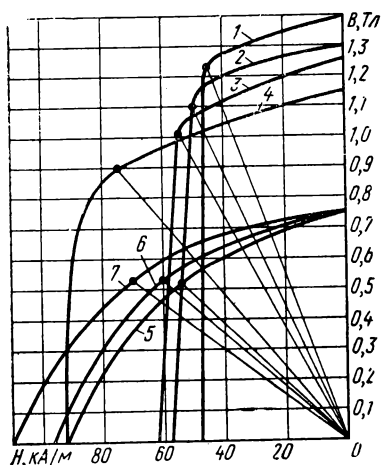


Рис. 2.42. Кривые размагничивания:

1 — ЮН13ДК25БА; 2 — ЮН14ДК25БА;
3 — Ю15ДК25БА; 4 — ЮНДК31Т3БА;
5 — ЮНДК34Т5; 6 — ЮНД35Т5Б; 7 — ЮНДК35Т5

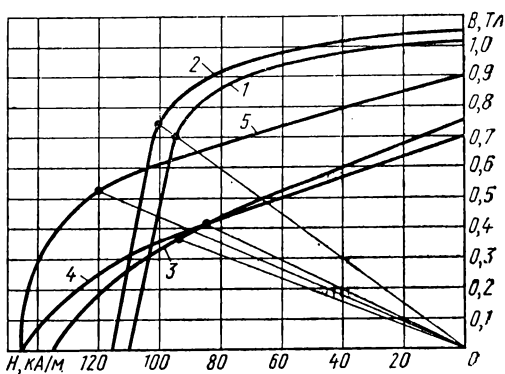


Рис. 2.43. Кривые размагничивания:

1 — ЮНДК35Т5БА; 2 — ЮНДК35Т5АА; 3 — ЮНДК38Т7; 4 — ЮНДК40Т8; 5 — ЮНДК40Т8АА

рис. 2.39—2.43 — кривые размагничивания материалов. Кривые размагничивания построены по предельно допустимым ГОСТ 17809—72 значениям магнитных параметров (отношение B/H в точке $(BH)_{\max}$ усреднено). Прямые на рис. 2.39—2.43 соединяют начало координат с точкой $(BH)_{\max}$.

Вопросы технологии изготовления литых магнитов. Сплавы, применяемые для постоянных магнитов, относятся к прецизионным, т. е. таким, качество которых в большой степени зависит от соблюдения технологии. Даже небольшие отклонения в составе шихты, организации процесса литья и режима термической обработки приводят к браку.

Резку шихтовых материалов для загрузки в тигель производят на пресс-ножницах. Методы, связанные с нагревом (автоген или электрорезка), применять не рекомендуется. Все материалы перед загрузкой тщательно очищают от грязи, масла, окиси и т. п. В шихту может добавляться литейный возврат.

Плавку производят обычно в высокочастотных индукционных печах, которые для получения высококачественного сплава обеспечивают необходимые условия: энергичное перемешивание металла, быстроту плавки (плавка в 3 кг осуществляется приблизительно за 5 мин; в 10 кг — за 25—30 мин; в 100 кг — за 45—60 мин), уменьшение насыщения газами. Последнее условие обеспечивается потому, что отношение поверхности ванны к массе плавки у высокочастотных печей по сравнению с другими печами наименьшее.

Порядок плавки следующий. Вначале в ванну загружают и расплавляют железо, затем вводят никель, кобальт, медь и последний алюминий, который добавляют быстро, крупными кусками. Содержимое ванны перемешивают и выдерживают в течение 2—3 мин, затем очищают поверхность и ведут разливку.

Тигель имеет поворотное устройство для разливки сплава в ковши или опоки. Качество сплава существенно зависит от его температуры при разливке, которая должна быть в пределах 1500—1550° С. Понижение температуры приводит к появлению сыпи и холодных спаев, а повышение увеличивает хрупкость. Разливку надо вести быстро, не допуская разрыва струи металла.

Применяют разные формы литья магнитов: в землю и в сухие формы (наиболее распространенные), по выплавляемым моделям, в металлические формы, т. е. в кокиль.

В большинстве случаев для получения оптимальных свойств магнит подвергают специальной термообработке, различной в зависимости от характера производства (массовое или мелкосерийное), а также от марки сплава и размеров магнита.

Как указывалось, для образования магнитной текстуры материал подвергают термомангнитной обработке, которая состоит в том, что магнит, нагретый до температуры 1250—1300° С, остывает в магнитном поле не менее 160—200 кА/м до 600° С.

При мелкосерийном производстве невозможно остывание магнитов между полюсами электромагнита непосредственно после отливки, т. е. в опоках. Однако при этом электромагнит не может быть использован эффективно, так как между полюсами нельзя обычно поместить больше одной опоки. Преимущество метода заключается в том, что не требуется повторный нагрев магнита, т. е. исключается одна технологическая операция и, следовательно, обеспечивается экономия электроэнергии. Чаще применяют метод, при котором магниты вынимают из опок, обрубая литники, обрабатывают на пескоструйном аппарате, нагревают до требуемой температуры и помещают в магнитное поле. В этом случае полезный зазор электромагнита может быть использован значительно эффективнее, чем при остывании в опоках.

Скорость остывания в магнитном поле существенно влияет на магнитные свойства. Поэтому в зависимости от размеров и формы магнита экспериментально подбирают наиболее выгодные условия охлаждения. В некоторых случаях при остывании магниты оставляют открытыми, а иногда их прикрывают асбестом или даже помещают

в камеру, нагретую до 500—600° С. Обработанный указанным образом магнит приобретает магнитную текстуру.

Для увеличения H_c все магниты с магнитной текстурой подвергают отпуску, после чего размагничивают, а затем обрабатывают механически.

Отметим некоторые особенности производства материалов с двойной (магнитной и кристаллической) текстурой.

Кристаллическая текстура придается материалу в процессе особых условий охлаждения сплава, залитого в форму.

Форму, выполненную, например, в виде кварцевой трубки, помещают в индукционную печь, внутрь которой вставлен нагреватель — графитовая трубка большего диаметра, чем кварцевая трубка. Нагреватель выполняет одновременно и роль электромагнитного экрана, предохраняя сплав от перемешивания токами высокой частоты, иначе было бы невозможно образование кристаллической текстуры.

Форму располагают на холодильнике, который может представлять собой, например, медный пустотелый сосуд с водяным охлаждением. Для предохранения поверхности холодильника, соприкасающейся со сплавом, от разрушения на дно формы помещают пластинку из никеля. Чтобы не было выброса расплавленного металла через низ, форму обмазывают по наружным краям смесью кварцевого песка с жидким стеклом. Перед заливкой форму прогревают до 1400—1450° С, т. е. выше температуры затвердевания сплава, что исключает кристаллизацию с боковой поверхности.

Температура расплавленного в другой индукционной печи и заливаемого через промежуточный ковш металла равна 1520—1560° С. Через несколько минут после заливки в месте соприкосновения с холодильником образуется твердый слой металла. Затем холодильник с формой начинают медленно (со скоростью, равной приблизительно 5 мм/мин) опускать.

Полученная таким образом отливка имеет кристаллическую текстуру, направленную по продольной оси формы. Далее отливку обрабатывают, как и магниты с магнитной текстурой.

Вместо кварцевой трубки можно применять формы, изготовленные методом литья по выплавляемым моделям.

Данный способ позволяет получать образцы со столбчатой структурой на всю длину отливки, до 250—300 мм. Недостатками метода являются низкая производительность и относительная сложность, что препятствует его применению при массовом производстве.

Способ образования кристаллической структуры при внепечной кристаллизации с односторонним металлическим холодильником в виде массивной медной плиты отличается простотой и высокой производительностью. Данный способ основан на применении многогнездовой формы с тонкими перемычками, обеспечивающими взаимный обогрев отливок в процессе кристаллизации. Указанную форму нагревают в камерной печи до температуры 1300—1350° С и перед

заливкой устанавливают на холодильник. Температура металла в момент заливки должна быть не менее 1500°C . Одновременно может быть получено несколько десятков магнитов (по количеству гнезд в форме). Недостаток этого метода состоит в том, что длина образцов ограничена (60—70 мм).

В заключение рассмотрим вопросы, связанные с механической обработкой и монтажом магнитов из сплавов Fe-Ni-Al.

Ввиду особой хрупкости и высокой твердости этих сплавов их обработка на металлорежущих станках затруднена. Смягчающий отжиг или изменение химического состава в заводских условиях используют мало. Выполнимой операцией является шлифовка.

Магниты шлифуют на различных плоскошлифовальных или круглошлифовальных станках. Шлифовку рекомендуется производить в два этапа: грубую (черновую) до термической обработки со съемом металла за проход 0,1—0,25 мм и тонкую (чистовую) после термической обработки со съемом металла за проход 0,01—0,02 мм. Шлифовка в один этап увеличивает брак по трещинам.

Применяют также электроискровой и другие электрические методы обработки, но они требуют специального оборудования, не позволяют выполнять все требуемые операции (чистовую обработку) и освоены далеко не на всех заводах.

Изучают и осваивают различные методы механической обработки сплавов Fe-Ni-Al с применением алмазного инструмента, ультразвука, электромеханический и др.

Особенности механических свойств магнитов из сплавов Fe-Ni-Al (невозможность выполнения резьбы, трудности осуществления отверстий и т. п.) требуют специальных решений при монтаже магнитной системы. Например, в магнитах делают канавки, применяют литые на стальные или бронзовые втулки под отверстия (литые со стержнями) и т. п.

Кратко остановимся на выборе марок сплавов.

Безкобальтовые сплавы (ЮНД и др.) являются самыми дешевыми и не содержат дефицитных компонентов. Однако их свойства относительно низки. Сплавы ЮНДК15 и ЮНДК18 применяют в тех случаях, когда требуются относительно высокие магнитные свойства и материал не должен обладать магнитной анизотропией. Сплавы с 24% Со (ЮН13ДК24 и др.) обладают высокими магнитными свойствами в направлении магнитной текстуры, полученной в результате термомагнитной обработки, и разными отношениями B/H в точке W_{max} . Эти сплавы хорошо технологически освоены и имеют широкое применение.

Сплавы с направленной кристаллизацией, например ЮН13ДК25БА, ЮНДК35Т5БА и др., обладают наибольшей энергией W_{max} и, следовательно, могут обеспечить наименьшие массу и габаритные размеры магнитных систем.

Если система сильно разомкнута, используют сплавы с наиболее высокой коэрцитивной силой, например титанистый сплав ЮНДК40Т8.

Сплавы с монокристаллической структурой (ЮНДК35Т5АА и ЮНДК40Т8АА) обладают следующими преимуществами перед сплавами с направленной кристаллизацией:

а) более высокие магнитные свойства (за счет дальнейшего совершенствования структуры);

б) наличие трех взаимно перпендикулярных направлений, в которых свойства оптимальны (вместо одного в сплавах с направленной кристаллизацией);

в) лучшие механические свойства.

Промышленность производит монокристаллы пока весьма ограниченно.

§ 2.17. Магниты из порошков

К преимуществам порошковой металлургии относятся высокая производительность и возможность автоматизации производства, почти полное отсутствие потерь металла, а также получение изделий высоких классов точности, не требующих дополнительной механической обработки.

Однако в связи с необходимостью изготовления дорогих пресс-форм и использования специализированного оборудования (прессов, печей с защитной атмосферой и др.) методы порошковой металлургии экономически выгодно применять для массового производства только небольших (массой до нескольких сотен граммов) магнитов или магнитов сложной конфигурации. Как было указано в § 2.13, магниты, получаемые методами порошковой металлургии, можно подразделить на металлокерамические, металлопластические, оксидные и из микropорошков.

Для первых двух групп магнитов физические процессы образования высококоэрцитивного состояния зависят от тех же причин, что и для монокристаллических магнитов; для двух других групп необходимым условием получения высококоэрцитивных свойств является измельченное состояние материала.

Металлокерамические магниты. Металлокерамические магниты изготавливают из сплавов Fe-Ni-Al-Co, а также из деформируемых сплавов Cu-Ni-Co, Cu-Ni-Fe, Fe-Co-Mo, Pt-Co и Ag-Mn-Al, которые можно обрабатывать давлением и резанием. Однако даже для этих сплавов во многих случаях экономически более выгодна металлокерамическая технология, чем обработка на станках.

При изготовлении металлокерамических магнитов на основе Fe-Ni-Al алюминий вводят в виде железоалюминиевой лигатуры (сплав из 50 % Fe и 50 % Al), отлитой и размолотой в порошок. Измельчение литых сплавов или порошков элементов, входящих в сплав, не обеспечивает получения высоких магнитных свойств, так как в первом случае из-за плохого сцепления частиц сильно снижается B_r , а во втором происходит окисление алюминия, и состав сплава произвольно меняется.

Магнитные свойства металлокерамических магнитов по сравнению с монокристаллическими изменяются главным образом из-за повышен-

ной пористости материала. Причем B_r , γ и W_{\max} уменьшаются, а коэрцитивная сила практически не меняется.

Уменьшить пористость металлокерамических магнитов можно введением легирующих присадок, выбором давления при прессовании и условий спекания, а также применением двукратного прессования и спекания в атмосфере водорода.

К качеству водорода и конструкции печи при этом предъявляются очень высокие требования. Водород применяют не технический, а тщательно очищенный и высушенный. Печи должны быть сконструированы так, чтобы в рабочей камере не образовывались

Т а б л и ц а 2.20. Магнитные свойства металлокерамических магнитов (ГОСТ 13596—68)

Марки магнита	B_r , Тл (не менее)	H_c , кА/м (не менее)	W_{\max} , кДж/м ³ (не менее)	B_D , Тл	H_D , кА/м
ММК1	0,60	24	3	0,35	17
ММК2	0,48	39	3,5	0,30	23
ММК3	0,52	44	4	0,30	27
ММК4	0,55	40	4,5	0,30	30
ММК5	0,60	44	4,7	0,35	27
ММК6	0,65	44	5	0,40	25
ММК7	0,95	44	10,5	0,60	35
ММК8	1,10	40	14	0,80	35
ММК9	0,75	80	12	0,45	54
ММК10	0,80	100	15	0,53	57
ММК11	0,70	128	16	0,40	80

П р и м е ч а н и я: 1. Величины B_D и H_D являются факультативными. 2. Магнитные свойства магнитов из анизотропных сплавов ММК7—ММК11 определяются в направлении магнитного поля, налагаемого при терромагнитной обработке.

пары воды и газы. Изготовленные таким образом магниты подвергают термической обработке, а из высококобальтовых сплавов — и терромагнитной.

Пористость металлокерамических магнитов в пределах 3—5% вызывает снижение W_{\max} и B_r на 10—20%. Однако в результате тщательной технологической обработки возможно получение металлокерамических магнитов без ухудшения свойств. По механической прочности металлокерамические магниты примерно в 3—6 раз превосходят литые.

Металлокерамическая технология позволяет получать магниты с арматурой (полюсными наконечниками, магнитопроводами и т. п.), т. е. целиком магнитные системы. Такие системы изготавливают в одной пресс-форме путем совместного прессования смеси порошков магнитотвердого материала и железа с последующим спеканием.

В табл. 2.20 приведены магнитные свойства металлокерамических магнитов.

Металлопластические магниты. Металлопластические магниты имеют более простую технологию изготовления, чем металлокера-

мические, но магнитные свойства хуже. Наиболее часто применяемая технология изготовления металлопластических магнитов заключается в следующем.

Порошок, полученный из литых заготовок сплавов Fe-Ni-Al или Fe-Ni-Al-Co, смешивают с твердым порошкообразным диэлектриком (иногда с жидким связующим компонентом), например с фенольной смолой, и прессуют под сравнительно невысоким давлением (около $5 \cdot 10^2$ МПа). Далее заготовки нагревают до 120 — 180°C и выдерживают при этой температуре несколько часов для полимеризации связующего компонента.

Полученные магниты имеют точные размеры, так как нагревание до невысокой температуры не вызывает деформаций и обеспечивает высокое качество поверхности.

Механические свойства у металлопластических магнитов в несколько раз выше, чем у литых, а магнитные свойства значительно ниже: H_c меньше приблизительно на 10%, B_r — на 35—50%, W_{\max} — на 40—60%; коэффициент выпуклости кривой размагничивания также меньше, чем у литого материала.

Пониженные магнитные свойства объясняются большим содержанием (до 30% по объему) неферромагнитного компонента.

Снижение магнитных свойств у металлопластических магнитов до некоторой степени компенсируется уменьшением плотности до $(5,0\text{—}5,6) \cdot 10^3$ кг/м³ вместо $(7,0\text{—}8,0) \cdot 10^3$ кг/м³ у литых, поэтому разница в энергии при пересчете на единицу массы заметно уменьшается. Металлопластические магниты обладают большим удельным электрическим сопротивлением, что позволяет применять их в переменном магнитном поле.

Оксидные магниты и магниты из микропорошков. Для изготовления оксидных магнитов используют главным образом феррит бария $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$, феррит кобальта $\text{CoO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ (вектолит), феррит стронция $\text{SrO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$.

К магнитам из микропорошков относятся магниты из железа, железо-кобальта и интерметаллического соединения Mn-Bi.

Природа высококоэрцитивного состояния оксидных магнитов и магнитов из микропорошков в значительной степени объясняется процессами перемагничивания однодоменных частиц.

Как было показано (см. § 1.11), коэрцитивная сила H_c при этом может быть представлена в виде суммы трех слагаемых: KH_c — от кристаллографической анизотропии, NH_c — от анизотропии формы частиц, σH_c — от механических напряжений. Практически для получения материалов с большой H_c используют только две первые составляющие. Отметим, что KH_c пропорциональна константе кристаллографической анизотропии K_1 и обратно пропорциональна намагниченности насыщения I_s , а NH_c — пропорциональна произведению намагниченности насыщения на разность коэффициентов размагничивания частицы по продольной ее оси N_a и в поперечном направлении N_b .

Теоретически самыми перспективными материалами в отношении получения наибольшей энергии являются порошки из железа

и сплава Fe-Co. Однако возможности этих материалов использованы пока приблизительно на 10%, в то время как возможности бариевых ферритов реализованы почти на 90% (табл. 2.21).

Объясняется это тем, что для бариевых ферритов значение K_1 велико, а I_s мало. Следовательно, KH_c , имеющая большое значение, в основном и определяет H_c . Кроме того, критический размер $D_{кр}$ однодоменных частиц феррита бария довольно велик. Получение частиц таких размеров без выполнения условия их удлиненной формы является практически разрешимой задачей.

Т а б л и ц а 2.21. Свойства материалов
для постоянных магнитов из микропорошков

Материал	B_r , Тл	$I H_c$, кА/м	H_c , кА/м	W_{max} , кДж/м ³
Сплав Мп-Vi				
теоретически верхний предел	0,78	2960	625	60,8
практически достигнутое значение	0,48	480	294	21,6
Бариевый феррит:				
теоретически верхний предел	0,47	1360	373	21,6
практически достигнутое значение	0,4	320	230	15
Железо:				
теоретически верхний предел	1,43	288	288	154
практически достигнутое значение	0,9	95	90	14
Железо-кобальт:				
теоретически верхний предел	1,63	328	328	199,6
практически достигнутое значение	1,1	84	82	26

Для железа и железо-кобальта K_1 мало, а I_s велико. Следовательно, составляющая KH_c мала и существенное увеличение H_c может быть достигнуто только в результате использования анизотропии формы частиц. Но для этого требуется получение частиц определенной формы, имеющих размеры 0,01—0,1 мкм, параллельное их расположение и оптимальная плотность упаковки, что связано с большими технологическими трудностями.

Бариевые магниты. Феррит бария в отличие от магнитомягких ферритов имеет не кубическую, а гексагональную кристаллическую решетку с одноосной анизотропией. Магнитные свойства его обусловлены нескомпенсированным антиферромагнетизмом (ферримагнетизмом), для которого характерно низкое (по сравнению с металлическими магнитными материалами) значение остаточной индукции.

Промышленность выпускает две группы бариевых магнитов: изотропные (БИ) и анизотропные (БА).

Технология изготовления магнитов БИ в принципе не отличается от описанной технологии магнитомягких ферритов.

Особенности производства магнитов БА заключаются в том, что после второго сухого помола производят мокрый помол, отстаивание массы и затем прессование в магнитном поле. Мокрый помол

обеспечивает лучшее измельчение частиц. Для прессования в магнитном поле массу сметанообразной консистенции заливают в пресс-форму, которую помещают внутрь намагничивающей катушки. Кратковременным включением и выключением тока производится магнитная встряска массы. Намагничивающий ток должен иметь такое значение, чтобы в конце прессования напряженность магнитного поля составляла 640—800 кА/м. В начале прессования напряженность должна быть не менее 160—240 кА/м. Начальное поле является определяющим, потому что оно приложено тогда, когда

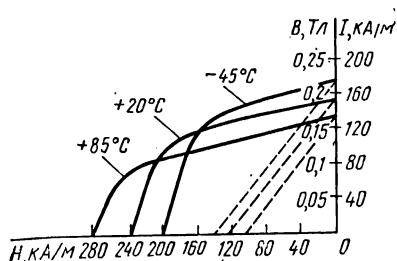


Рис. 2.44. Кривые размагничивания изотропного бариевого магнита БВИ240 при разных температурах (зависимости $B=f(H)$ — пунктирные линии; $I=f(H)$ — сплошные линии)

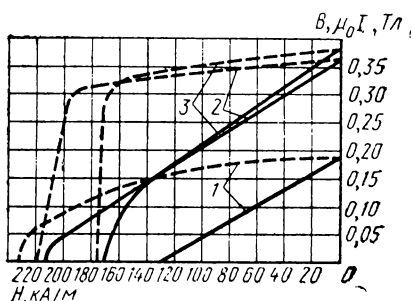


Рис. 2.45. Кривые размагничивания бариевых магнитов (сплошные линии относятся к B , пунктирные — к $B_1 = \mu_0 I$):
1 — БВИ240; 2 — БВА220; 3 — БВА170

частицы находятся во взвешенном состоянии. Путем медленной подачи давления производится прессование и одновременно с помощью насоса — откачка воды. После выключения намагничивающего тока и насоса изделие размагничивается за счет включения и выключения тока, имеющего обратное по сравнению с намагничивающим током направление.

Кроме приведенной технологической схемы изготовления бариевых магнитов применяют и другие. Например, сухое прессование магнитов БА при высоких давлениях без органического пластификатора.

Магнитные параметры бариевых магнитов приведены в табл. 2.22, кривые размагничивания — на рис. 2.44 и 2.45.

Бариевые магниты по сравнению с литыми магнитами обладают очень большой коэрцитивной силой и малой остаточной индукцией. Точке на кривой размагничивания, для которой энергия максимальна, соответствует большое значение коэффициента размагничивания. Поэтому бариевые магниты целесообразно изготавливать в виде колец, дисков (с отношением $D/l \approx 5 \div 10$) и т. п., намагничиваемых в аксиальном направлении. Вследствие большого значения H_c бариевые магниты обладают высокой стабильностью при воздействии магнитных полей, тряски, ударов и структурного старения.

Бариевые магниты можно намагничивать до сборки системы, поскольку у них кривая возврата практически совпадает с кривой размагничивания *. Удельное электрическое сопротивление у бариевых магнитов много выше ($\rho=10\div 10^3$ Ом·м), чем у металлических материалов, что практически исключает возможность возникновения в них вихревых токов и позволяет использовать их в магнитных цепях, подвергающихся воздействию полей высокой частоты. Большое преимущество бариевых магнитов состоит в том, что они не содержат дефицитных и дорогих материалов. Бариевые магниты приблизительно в 10 раз дешевле магнитов из ЮНДК24.

Таблица 2.22. Магнитные параметры магнитотвердых ферритов

Марка материала	B_r , Тл	H_c , кА/м	H_c , кА/м	W_{\max} , кДж/м ³	Марка материала	B_r , Тл	H_c , кА/м	H_c , кА/м	W_{\max} , кДж/м ³
4БИ145	0,17	95	145	2,0	25БА170	0,38	165	170	12,5
6БИ240	0,19	125	240	3,0	28БА170	0,39	165	170	14,0
7БИ215	0,21	125	215	3,5	28БА190	0,39	185	190	14,0
7БИ300	0,20	135	300	3,5	21СА320	0,34	240	320	10,5
9БА205	0,24	135	205	4,5	24СА200	0,37	195	200	12,0
14БА255	0,29	185	255	7,0	27СА220	0,38	215	220	13,5
15БА300	0,30	200	300	7,5	28СА250	0,39	240	250	14,0
16БА190	0,30	185	190	8,0	22РА220	0,36	215	220	11,0
18БА220	0,33	210	220	9,0	25РА150	0,38	145	150	12,5
18БА300	0,32	220	300	9,0	25РА170	0,38	165	170	12,5
19БА260	0,33	225	260	9,5	25РА180	0,39	175	180	12,5
22БА220	0,36	215	220	11,0	28РА180	0,40	185	190	14,0
24БА210	0,37	205	210	12,0	11КА135	0,24	130	135	5,5
25БА150	0,38	145	150	12,5	14КА135	0,28	130	135	7,0

Примечание. Буквы в марках ферритов означают: Б — бариевый; С — стронциевый; Р — содержащий редкоземельные добавки; К — кобальтовый; И — изотропный; А — анизотропный феррит.

К недостаткам бариевых магнитов следует отнести плохие механические свойства (высокие хрупкость и твердость) и, самое главное, сильную зависимость магнитных свойств от температуры. Температурный коэффициент остаточной магнитной индукции для бариевых магнитов составляет приблизительно $-2 \cdot 10^{-3}$ град⁻¹, т. е. в 10 раз больше, чем у литых магнитов. Кроме того, они обладают необратимостью свойств при охлаждении, т. е. после охлаждения и последующего нагрева до первоначальной температуры магнитные свойства не восстанавливаются. При повторном понижении температуры B практически не меняется. Для стабилизации свойств изделия выдерживают в раздробленном сухом льде при $t=-60^\circ\text{C}$ в течение 4 ч. В ГОСТ 24063—80, регламентирующем

* Для БА кривые возврата для точек выше W_{\max} совпадают с кривой размагничивания, а ниже W_{\max} идут параллельно ее верхней ветви.

свойства восьми марок бариевых магнитов (6БИ240, 16БА190, 18БА220, 22БА220, 24БА210, 25БА150, 25БА170, 28БА190), указан температурный диапазон, внутри которого намагниченность ферритов претерпевает обратимые изменения. Он составляет $+300 \div -45^\circ \text{C}$ (точка Кюри $\Theta \approx 450^\circ \text{C}$).

Стронциевые магниты. Ферриты стронция ($\text{SrO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$) имеют ту же кристаллическую структуру, что и бариевые, но с несколько увеличенной (примерно на 10%) константой магнитной кристалло-

графической анизотропии K_1 . По физическим и магнитным свойствам они подобны ферриту бария (см. табл. 2.22). Их преимущество заключается в лучшей технологичности.

Кобальтовые магниты. Низкая температурная стабильность бариевых магнитов, особенно в области отрицательных температур, объясняет интерес к постоянным магнитам из феррита кобальта, для которых температурный коэффициент остаточной магнитной индукции равен $-0,5 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ при температуре $-70 \div +20^\circ \text{C}$ и $-0,8 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ при $20-80^\circ \text{C}$, что в несколько раз меньше, чем у бариевых. Ферриту кобальта свойствен температурный гистерезис. Однако этот эффект проявляется у него не в области отрицательных температур, как у ба-

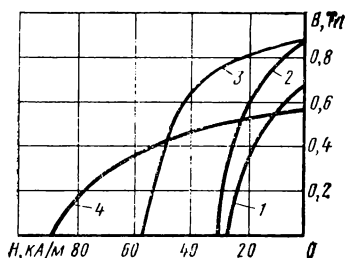


Рис. 2.46. Кривые размагничивания магнитотвердых материалов из микропорошков Fe и Fe-Co:

1 — Fe, сферические частицы; 2 — Fe-Co, сферические частицы; 3 — Fe, удлиненные частицы (прессование произведено в магнитном поле); 4 — Fe-Co, удлиненные частицы (прессование произведено в магнитном поле)

риевых магнитов, а при положительных температурах (при нагреве выше 80°C).

Технология получения феррита кобальта во многом аналогична технологии получения феррита бария. Основная особенность заключается в термомagnetной обработке, которая состоит в нагреве спеченных магнитов до температуры $300-350^\circ \text{C}$, выдержке в течение 1,5 ч и охлаждении в магнитном поле напряженностью 240 кА/м в течение 2 ч. Недостатком кобальтового феррита по сравнению с бариевым является в первую очередь высокая стоимость. Магнитные параметры выпускаемых промышленностью материалов из феррита кобальта 11КА135 и 14КА135 приведены в табл. 2.22.

Магниты из микропорошков Mn-Bi, Fe и Fe-Co. Технология производства магнитов из микропорошков Mn-Bi заключается в следующем. Механическим дроблением марганец-висмутного сплава (23% Mn и 77% Bi) получают частицы однодоменных размеров (5—8 мкм). Затем порошок пропускают через магнитный сепаратор, который отделяет ферромагнитную фазу Mn-Bi от немагнитных частиц марганца и висмута. Прессовку порошка Mn-Bi производят при температуре около 300°C в магнитном поле напряженностью приблизительно 1600 кА/м, которое создает одинаковую ориентацию осей легкого намагничивания отдельных частиц. Магнитные

свойства порошка Мп-Vi соответствуют свойствам лучших металлических материалов для постоянных магнитов. Особенно большое значение имеет коэрцитивная сила (H_c до 480 кА/м). Однако эти свойства сохраняются только при температурах не ниже 20° С. При понижении температуры свойства быстро падают (для восстановления необходимо повторное намагничивание), что существенно ограничивает применение этих материалов.

Железные и железокобальтовые магниты из микропорошков требуют применения химических способов получения частиц нужного размера (0,01—0,1 мкм). Порошок получают восстановлением муравьинокислого железа в водороде при умеренной температуре. Из такого порошка прессуют магниты и для повышения коррозионной стойкости пропитывают раствором смолы. Иногда для повышения механической прочности и остаточной индукции заготовки до пропитывания отжигают в водороде. На рис. 2.46 приведены кривые размагничивания магнитов из микропорошков железа и сплава железо-кобальт. Присадка кобальта (30% Со) существенно улучшает свойства материала.

§ 2.18. Прочие материалы для постоянных магнитов

Кроме рассмотренных наиболее широко используемых материалов для постоянных магнитов, применяют мартенситные стали, пластически деформируемые сплавы, сплавы на основе благородных металлов, эластичные магниты, материалы для магнитных лент, сплавы на основе редкоземельных элементов и др.

Мартенситные стали. Мартенситом называют особый вид микроструктуры стали, получаемый при ее закалке. Образование мартенсита сопровождается значительными объемными изменениями, созданием больших внутренних напряжений решетки и возникновением больших значений коэрцитивной силы.

Опытные исследования показали, что оптимальные магнитные свойства можно получить в том случае, если в структуру, кроме мартенсита, входят высокодисперсные карбиды. Такое состояние, условно названное дисперсионным твердением мартенсита, обеспечивается специальной термообработкой, при которой не все карбиды переходят в твердый раствор и часть их выделяется в высокодисперсном виде. Это способствует не только увеличению коэрцитивной силы, но и увеличению остаточной индукции, так как при меньшем растворении карбидов мартенсит содержит меньше углерода и, следовательно, имеет более высокое магнитное насыщение.

Таким образом, качество термообработки в значительной степени определяет магнитные свойства материала. При некоторых температурных воздействиях, например при отжиге для уменьшения твердости с целью облегчения механической обработки, может произойти магнитная «порча», т. е. резкое ухудшение магнитных свойств после закалки. Это явление объясняется процессами, возникающими в карбидной фазе стали. Для восстановления магнитных свойств необходима соответствующая термообработка.

Мартенситные стали начали применять раньше всех других материалов для постоянных магнитов. В настоящее время их используют сравнительно мало ввиду низких магнитных свойств. Однако полностью от них не отказываются, потому что они дешевы и допускают механическую обработку на металлорежущих станках. Состав и свойства мартенситных сталей приведены в табл. 2.23.

Пластически деформируемые сплавы. Эти сплавы обладают высокими в отношении механической обработки свойствами. Они хорошо штампуются, режутся ножницами, обрабатываются на всех металлорежущих станках. Из пластически деформируемых сплавов

Таблица 2.23. Состав и свойства легированной магнитотвердой (мартенситной) стали (ГОСТ 6862—71)

Марка стали	Основной химический состав, %					Магнитные свойства (не менее)	
	C	Cr	W	Co	Mo	B_r , Тл	H_c , кА/м
EX3	0,9—1,1	2,8—3,6	—	—	—	0,95	4,8
EB6	0,68—0,78	0,3—0,5	5,2—6,2	—	—	1,00	4,8
EX5K5	0,9—1,05	5,5—6,5	—	5,5—6,5	—	0,85	7,2
EX9K15M2	0,9—1,05	8,0—10,0	—	13,5—16,5	1,2—1,7	0,80	11,9

можно изготовить ленты, пластины, листы, проволоку. В отдельных случаях (при изготовлении мелких магнитов сложной конфигурации) целесообразно применение металлокерамической технологии. Марок пластически деформируемых сплавов много, их физические процессы, благодаря которым они имеют высокие магнитные свойства, различны.

Наиболее распространенными являются сплавы кунифе (Cu-Ni-Fe), кунико (Cu-Ni-Co) и викаллоу.

Сплав кунифе в зависимости от химического состава имеет разные названия и свойства. Чаще других используют сплав кунифе 1 (магнетофлекс), состоящий из 60% Cu, 20% Ni, 20% Fe. Сплавы кунифе анизотропны, намагничиваются в направлении прокатки, часто применяются в виде проволоки малых толщин, а также штамповок.

Сплавы кунико изотропны. Ввиду большого значения H_c и относительно малого B_r их применяют для изготовления магнитов сложной конфигурации в разомкнутых цепях. Кунико дороже сплава Al-Ni-Co в 5—6 раз.

Викаллоем называют сплавы, содержащие около 50% Co, 4—15% V, остальное Fe. В зависимости от химического состава, термической и механической обработки свойства этих сплавов меняются в очень широких пределах, приближаясь в ряде случаев по значению W_{\max} к сплаву ЮНДК24. До окончательной термической обработки механические свойства викаллоев приблизительно аналогичны свойствам меди, а после обработки — свойствам стали.

Основной недостаток этих сплавов — высокая стоимость. Викаллой применяют для изготовления очень мелких магнитов сложной или ажурной конструкции (марки 52К10Ф, 52К11Ф) или в качестве высокопрочной магнитной ленты или проволоки (марки 52К12Ф, 52К13Ф по ГОСТ 10224—74).

Перспективными являются сплавы Fe-Cr-Co с высокими магнитными свойствами, которые подвергаются горячей и холодной пластической деформации и предназначены для изготовления постоянных магнитов толщиной не более 50 мм и диаметром не более 100 мм. Согласно ГОСТ 24897—81 выпускается семь марок материалов этой группы, которые можно также обрабатывать резанием. Чаще всего используют сплавы 25Х15К и 30Х23КА.

Магнитные свойства некоторых марок пластически деформируемых сплавов приведены в табл. 2.24.

Сплавы на основе благородных металлов. К ним относятся сплавы серебра с марганцем и алюминием (сильманал) и сплавы платины с железом (77,8% Pt, 22,2% Fe) или платины с кобальтом (76,7% Pt, 23,3% Co). Материалы этой группы, особенно платиновые, отличаются очень высокой стоимостью, поэтому их применяют только для изготовления сверхминиатюрных магнитов массой в несколько миллиграммов. При изготовлении магнитов из всех сплавов этой группы широко используют металлокерамическую технологию.

Сплавы на основе благородных металлов характеризуются очень высокими значениями коэрцитивной силы. Для сплава Pt-Co

Таблица 2.24. Некоторые свойства пластически деформируемых сплавов для постоянных магнитов

Марка материала	Основной химический состав, %						H_c , кА/м	B_r , Тл	W_{max} , кДж/м ³
	Co	V	Cu	Ni	Cr	Fe			
52К10Ф	52—54	9,8—11,2	—	—	—	34—38	15,2	1,0	—
52К12Ф	52—54	11,5—12,5	—	—	—	33—36	24	0,75	9,2
52К13Ф	52—54	12,6—13,5	—	—	—	32—35	28	0,6	8,8
Кунифе 1	—	—	60	20	—	20	47—28	0,54—0,6	4,0—7,4
Кунико	27—31	—	46—64	9—23	—	—	>40	>0,25	—
25Х15К	14,0—16,0	0,8—1,2	—	—	23,5—26,5	57—62	24	0,9	5
30Х23КА	21,5—23,5	0,4—1,0	—	—	29—32	45—50	55	1,0	15

Примечания: 1. Помимо указанного основного химического состава сплавы содержат легирующие добавки. 2. Для сплавов викаллой и уникфе свойства указаны в направлении проката.

$H_c = 400$ кА/м; для сплава сильманал $H_c = 480$ кА/м. По значению W_{\max} сплав Pt-Co сравним со сплавом ЮНДК24, т. е. $W_{\max} \approx 18$ кДж/м³. Известен кобальтоплатиновый сплав, у которого $W_{\max} = 40$ кДж/м³. У сплава сильманал $B_r \approx 0,052$ Тл, т. е. очень мала, и поэтому $W_{\max} \approx 0,3$ кДж/м³, что приблизительно в 10 раз меньше, чем у самого дешевого сплава Fe-Ni-Al.

Очень большие значения H_c сплавов на основе благородных металлов обуславливают высокую стабильность магнитов из этих материалов. Это определяет и области применения данных сплавов. Их используют в точных электроизмерительных приборах с подвижными магнитами в качестве «магнитных пружинок» и т. п.

Эластичные магниты. Как отмечалось, важнейшим недостатком основных групп материалов для постоянных магнитов — литых сплавов и магнитотвердых ферритов — являются их плохие механические свойства (высокие твердость и хрупкость). Применение же пластически деформируемых сплавов ограничено их высокой стоимостью. В последнее время появились магниты на резиновой основе. Их можно изготовить любой формы, которую допускает технология резины — в виде шнуров, длинных полос, листов и т. п. Такой материал легко режется ножницами, штампуются, сгибается, скручивается. Известно применение «магнитной резины» в качестве листов магнитной памяти для вычислительных машин, магнитов для отклоняющих систем в телевидении, корректирующих магнитов и др.

Эластичные магниты изготавливают из мелкого порошка магнитотвердого материала (наполнитель) и резиновой основы. В качестве наполнителя наиболее часто используют феррит бария либо сплав РЗМ с кобальтом.

Смешение магнитного порошка и каучука производят на вальцах, из полученной смеси формуют изделия нужной конфигурации и размеров. При этом для получения стержней используют шприц-машины; для получения листов — каландры и т. д. Далее изделия подвергают вулканизации.

Эластичные магниты на основе феррита бария характеризуются следующими средними параметрами: $B_r = 0,145$ Тл; $H_c = 33$ кА/м; $H_c = 195$ кА/м; $W_{\max} = 2$ кДж/м³; $\rho = 10^4$ Ом·м.

Материалы для магнитных лент. Под магнитными лентами понимают носители магнитной записи информации. Наиболее широко распространены сплошные металлические ленты из нержавеющей стали, биметаллические ленты и ленты на пластмассовой основе с порошковым рабочим слоем. Сплошные металлические ленты используют главным образом в специальных целях и при работе в широком температурном диапазоне; ленты на пластмассовой основе имеют более широкое применение. Основное назначение носителя магнитной записи заключается в создании на поверхности воспроизводящей головки магнитного поля, которое меняется (при протяжке ленты) во времени так же, как изменялся записываемый сигнал. На основании этого можно сформулировать некоторые требования, предъявляемые к магнитным свойствам материала носи-

теля. При этом необходимо иметь в виду, что для лент с покрытием магнитными порошками свойства существенно зависят не только от свойств исходных материалов, но и от степени измельчения частиц, объемной плотности магнитного материала в рабочем слое, ориентации частиц при наличии у них анизотропии формы и т. п.

Рабочий слой (или толщина металлической ленты) должен быть возможно более тонким, а сама лента — гладкой и гибкой для обеспечения максимального взаимодействия (магнитного контакта) между магнитными материалами ленты и головки. Остаточная намагниченность материала должна быть возможно более высокой. К коэрцитивной силе предъявляются противоречивые требования: для уменьшения саморазмагничивания необходимо по возможности более высокое ее значение (не менее 24 кА/м), а для облегчения процесса стирания записи желательно низкое значение коэрцитивной силы. Требования высокой остаточной намагниченности и минимальной чувствительности к саморазмагничиванию наилучшим образом удовлетворяются при прямоугольной форме размагничивающего участка петли гистерезиса, т. е. желательно иметь максимальное значение коэффициента выпуклости. Температурные и другие изменения магнитных свойств материала ленты должны быть наименьшими.

Промышленность выпускает магнитофонные ленты из нержавеющей сплава ЭП-31А и биметалла ЭП-352/353. Ленты имеют толщину 0,005—0,1 мм; $H_c = 24 \div 40$ кА/м; $B_r = 0,08$ Тл.

Отечественные ленты на пластмассовой основе изготавливают преимущественно типов А2601-6 (тип 6 — для студийных магнитофонов) и А4402-6 (тип 10 — для бытовых и репортажных).

В соответствии с нормативными документами элементы в обозначениях лент: первый элемент — буквенный индекс, определяет назначение ленты: А — звукозапись, Т — видеозапись, В — вычислительная техника, И — точная запись; второй элемент — цифровой индекс (от 0 до 9), определяет материал основы: 2 — диацетилцеллюлоза, 3 — триацетилцеллюлоза, 4 — полиэтилентерефталат (лавсан); третий элемент — цифровой индекс (от 0 до 9), означает толщину ленты: 2 — 18 мкм, 3 — 27 мкм, 4 — 36 мкм, 6 — 55 мкм, 9 — свыше 100 мкм; четвертый элемент — цифровой индекс (от 01 до 99), означает номер технологической разработки; пятый элемент — числовое значение номинальной ширины ленты в миллиметрах. После пятого элемента должен идти дополнительный буквенный индекс: П — для перфорированных лент, Р — для лент, используемых в радиовещании; Б — для лент к бытовым магнитофонам.

В качестве материалов для магнитных порошков находят применение феррит железа (магнетит), феррит кобальта, диоксид хрома и др. Каждый из них обладает своими достоинствами и недостатками. Наибольшее использование получил гамма-оксид железа ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) игольчатой формы с длиной частиц около 0,4 мкм и отношением длины к диаметру, приблизительно равным трем. Получают порошок $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ за счет окисления его на воздухе при температуре около 150° С.

Изготовление магнитных лент может быть различным. Чаще всего рабочий слой (магнитный лак) наносят на готовую основу, например, поливом лака из фильеры. Магнитный лак готовят заранее. Он состоит из магнитного порошка, связующего вещества, растворителя, пластификатора и различных добавок, способствующих смачиванию и разделению частиц порошка и уменьшению абразивности рабочего слоя.

При использовании порошков с анизотропией формы частиц (например, игольчатых γ -Fe) в процессе производства ленты частицы ориентируются определенным образом в результате воздействия на них магнитного поля. Окончательная обработка ленты состоит в каландрировании и полировке для улучшения качества ее поверхности.

Лента типа 6 обеспечивает высокое качество записи и воспроизведение звука при использовании в профессиональной аппаратуре на скорости 19,05 см/с и в бытовых магнитофонах на скорости 9,53 и 4,75 см/с.

Ленты необходимо хранить при температуре 10—25°С и относительной влажности воздуха 50—60%; недопустимой является температура выше 30°С, температура ниже 10°С не рекомендуется.

Кроме типов 6 и 10 отечественная промышленность производит и другие типы лент, например ленту Т4402-50 шириной 50,8 мм для поперечно-строчной записи черно-белого изображения. Согласно ГОСТ 25764—83, выпускают магнитные ленты шириной 12,7 мм с девятидорожечной записью.

Сплавы на основе редкоземельных металлов (РЗМ). Как указывалось, исследования последних лет показали, что ряд соединений и сплавов с РЗМ обладает очень высокими значениями коэрцитивной силы и максимальной удельной энергии. Из этой группы материалов наибольший интерес представляют интерметаллические соединения типа RCo_5 и R_2Co_{17} , где R — редкоземельный металл.

Приведенные в табл. 2.25 предельные теоретические значения магнитных свойств некоторых материалов этой группы свидетельствуют о том, что более перспективными являются сплавы R_2Co_{17} . Теоретическое значение W_{\max} для бинарных соединений этой груп-

Таблица 2.25. Магнитные свойства сплавов при комнатной температуре (предельные теоретические значения)

Свойства	Материалы					
	YCo_5	$CeCo_5$	$SmCo_5$	$(CeMM)Co_5$	Y_2Co_{17}	Sm_2Co_{17}
H_a , МА/м	10,4	13,6—17	17—23	14,4—15,5	1,2—1,45	8,5
B_s , Тл	1,06	0,77	0,965	0,89	1,25	1,2
θ , °С	648	374	724	495	940	920
W_{\max} , кДж/м ³	108	59,3	93,1	79,2	156	144

Примечания: 1. MM — мишметалл, представляющий собой смесь редкоземельных металлов с преобладанием одного из них. 2. H_a — поле анизотропии.

пы составляет примерно 190 кДж/м^3 . Большой интерес представляют тройные соединения редкоземельных элементов с кобальтом и железом типа $R_2(\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x)_{17}$, где $x < 0,6$. Теоретическое значение W_{max} для сплавов на основе самария и празеодима достигает 240 кДж/м^3 .

Высококоэрцитивное состояние в совокупности с рекордным значением W_{max} обусловлено очень большой кристаллографической магнитной анизотропией, присущей этим материалам, высокой самопроизвольной намагниченностью, значительной магнитострикцией и высокой точкой Кюри. Существует много работ, посвященных объяснению физической природы основных взаимодействий, ответственных за магнетизм и за формирование высококоэрцитивного состояния в этих соединениях. Однако окончательно эта теория не разработана. Основной упор сделан на анализ природы магнитокристаллической анизотропии. Тщательное исследование кристаллической структуры интерметаллических соединений, определяемой конфигурацией внешних электронных оболочек редкоземельных элементов, позволило выявить соединения с очень большой константой анизотропии. Поле анизотропии $H_a = 2K/(\mu_0 I)$ определяет предельно достижимое для данного состава материала значение коэрцитивной силы. Свойства промышленных образцов пока еще ниже предельных, т. е. $H_c \ll H_a$. Установлено, что на коэрцитивную силу влияют дефекты кристаллической структуры и различные включения.

Существует три направления в технологии получения этих материалов:

- а) холодное прессование порошка сплава RCo_5 до высокой степени плотности;
- б) спекание брикетов из порошков в присутствии жидкой фазы;
- в) литье многокомпонентных сплавов, в которых кобальт частично замещен медью и железом.

Отметим общие моменты, которые необходимо иметь в виду при производстве материалов группы RCo_5 .

РЗМ отличаются значительной химической активностью, поэтому выплавку надо вести в нейтральных средах — инертных газах (в атмосфере гелия или аргона), в корундовых тиглях с графитовым нагревателем или на водоохлаждаемой медной плите в аргонодуговой печи с применением четырех-пятикратного переплава. Большинство соединений RCo_5 образуется в результате перитектической реакции. Поэтому надо иметь в виду возможность образования других типов соединений, например, при выплавке сплава SmCo_5 возможно образование $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ и Sm_2Co_7 .

Чтобы исключить образование других сред, подбирают необходимую скорость охлаждения в сочетании с гомогенизирующим отжигом. Для сплава SmCo_5 достаточно охлаждение с высокой скоростью ($\sim 70 \text{ град/мин}$). Содержание $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ при этом составляет $\sim 3\text{--}5\%$, что не вызывает существенного ухудшения свойств. Гомогенизирующий отжиг состоит в нагреве до $t \sim 1200^\circ \text{C}$ с выдержкой порядка 4 ч в нейтральной среде.

Размол полученного сплава производится в **вибромельницах** до размера частиц порядка 1—10 мкм. Установлено, что значение I_{H_c} зависит от времени помола. Слишком длительный помол («замалывание») вызывает уменьшение I_{H_c} ; это можно объяснить возникновением деформации кристаллической решетки. Размол в жидких средах в высокоскоростных вибрационных мельницах лучше сухого. I_{H_c} сильно уменьшается на воздухе вследствие окисления, а при жидком помоле доступ кислорода ограничен. Хранение порошка должно производиться в инертной среде. Окисление особенно сильно влияет на температурно-временную стабильность.

В качестве примера технологического процесса с холодным прессованием порошков приведем методику фирмы «Филипс».

После измельчения до размеров менее 10 мкм **частицы** подвергались обработке в ванне химического никелирования. На каждой частице осаждался тонкий слой никеля, защищающего их поверхность от окисления. Далее частицы помещали в матрицу без биндера, где они ориентировались и слегка подпрессовывались в магнитном поле напряженностью более 3000 кА/м. Вибрирование матрицы увеличивало остаточную намагниченность на 8%. Заготовку извлекали из матрицы, заклеивали в резиновый контейнер для защиты от проникновения рабочей жидкости внутрь образца и помещали в камеру для гидростатического прессования, где она подвергалась сжатию давлением 2000 МПа (20 000 ат). При этом плотность упаковки возрастала до 82%. Затем заготовку извлекали из резинового контейнера и покрывали свинцовой фольгой, смоченной ртутью. После этого образец вновь помещали в резиновый контейнер и подвергали сжатию под небольшим давлением в масле в течение 10 ч. За это время свинец с ртутью образовывали амальгаму и происходила герметизация свинцового контейнера. Образец вторично помещали в камеру высокого давления, где подвергали гидростатическому обжатию давлением 2000 МПа (20 000 ат) с одновременным приложением одноосного напряжения сжатия до 3500 МПа. Свинцовый контейнер деформировался, но герметичность его не нарушалась. Плотность упаковки после указанной обработки составляла 95—97 и даже 100%. Магнитные параметры полученных таким способом образцов: $W_{\max}=74$ кДж/м³ (энергетическое произведение $(BH)_{\max}=18,5$ МГс·Э); $B_r=0,87$ Тл; $H_c=672$ кА/м; $I_{H_c}=1304$ кА/м. Некоторое изменение состава сплава и технологии позволило получить образцы с W_{\max} свыше 80 кДж/м³.

Из приведенного описания видно, что способ холодного прессования порошков отличается большой сложностью.

Наиболее приемлемым для промышленного освоения является метод жидкофазного спекания. Основная идея метода заключается в том, чтобы использовать спекание для получения высокой плотности. Процесс состоит в следующем. К исходному порошку стехиометрического состава (66% Co, 34% Sm) добавляют порошок сплава, имеющего при температуре спекания 1100°С жидкую фазу и содержащего 60% Sm и 40% Co, т. е. обогащенного самарием по сравнению со стехиометрическим составом. Общее содержание са-

мария в смеси порошков должно составлять 37,4%. Спекание образцов, спрессованных из такой смеси порошков (при $t=1100^{\circ}\text{C}$ в

Т а б л и ц а 2.26. Магнитные характеристики некоторых материалов на основе РЗМ, полученных методом жидкофазного спекания

Базовый состав	Смесь, % Со	Режим спекания		B_r , Тл	H_c , кА/м	$I H_c$, кА/м	W_{\max} , кДж/м ³	$\gamma \cdot 10^{-3}$, кг/м ³	Относительная плотность P	Степень ориентировки частиц
		t , ч	T , $^{\circ}\text{C}$							
SmCo_5	63	0,5	1125	0,85	600	1560	70,4	8,12	0,94	0,96
PrCo_5	62	1,0	1110	0,94	415	780	56	8,11	0,95	0,90
$\text{Sm}_{0,8}\text{Pr}_{0,2}\text{Co}_5$	63	0,5	1110	0,9	700	1020	80	8,09	0,95	0,94
$\text{Sm}_{0,8}\text{MM}_{0,2}\text{Co}_5$	63	1,0	1070	0,79	536	1000	60,8	7,99	0,95	0,96

течение 30 мин в атмосфере чистого аргона), привело к получению магнитов с $W_{\max}=60 \div 74$ кДж/м³ при плотности порядка 90% (до спекания около 80%), с высокой температурной стабильностью. Спеченные магниты выгодно отличаются от прессованных малой структурной нестабильностью.

Т а б л и ц а 2.27. Магнитные характеристики многокомпонентных сплавов системы Со-Си-РЗМ-Fe

Химический состав	Магнитные характеристики			
	B_r , Тл	H_c , кА/м	$I H_c$, кА/м	W_{\max} , кДж/м ³
$\text{Co}_{3,5}\text{Fe}_{0,4}\text{Cu}_{1,35}\text{Sm}$	0,645	320	480	36
$\text{Co}_{3,5}\text{Fe}_{0,5}\text{Cu}_{1,2}\text{Ce}_{0,25}\text{Sm}_{0,75}$	0,707	400	488	49,2
$\text{Co}_{3,5}\text{Cu}_{0,9}\text{Fe}_{0,5}\text{Ce}$	0,633	416	536	39,2

Проводятся работы по получению литых многокомпонентных сплавов системы Со-Си-Fe-РЗМ. Этот метод отличается простотой и состоит из двух этапов: отливки магнитов и последующей термообработки (например, 20 мин выдержки при $t=1000^{\circ}\text{C}$ в атмосфере аргона, охлаждение со скоростью 1 град/с и отжиг в течение 4 ч при $t=400^{\circ}\text{C}$ в аргоне). Магнитные свойства полученных таким способом материалов приблизительно соответствуют материалам типа ПЛК (Pt-Co), но стоимость много ниже. Основной недостаток этих сплавов — плохие механические свойства (высокая хрупкость), что ставит пока под сомнение их широкое применение (для литых образцов $\sigma_{сж} \approx 60$ МПа, для прессованных 150—450 МПа, для спеченных около 620 МПа).

В табл. 2.26 и 2.27 приведены данные, характеризующие свойства некоторых магнитотвердых материалов с РЗМ, а на рис. 2.47 —

кривые размагничивания, полученные с ряда образцов SmCo_5 , изготовленных методом спекания в условиях промышленного производства. Заштрихованные области показывают разброс характеристик от образца к образцу. Средние значения магнитных свойств образцов $W_{\text{max}} \approx 75 \text{ кДж/м}^3$; $H_c \approx 560 \text{ кА/м}$; $I_{H_c} > 800 \text{ кА/м}$; $B_r \approx 0,92 \text{ Тл}$.

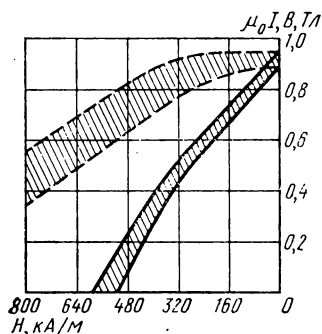


Рис. 2.47. Кривые намагничивания материала SmCo_5 (зависимости $B=f(H)$ — сплошные линии; $\mu_0 I=f(H)$ — пунктирные линии)

Характеристики промышленных магнитов из сплава RCO_5 , выпускаемых отечественной промышленностью, приведены в табл. 2.28.

Температурная стабильность индукции этих материалов выше, чем у оксидных магнитов, и приближается к аналогичным характеристикам для литых материалов. Температурный коэффициент α_B составляет $0,035-0,041\%/^{\circ}\text{C}$ в интервале температур $-60 \div +20^{\circ}\text{C}$; при $T=20 \div 100^{\circ}\text{C}$ $\alpha_B = -0,036 \div -0,043\%/^{\circ}\text{C}$.

Применение магнитотвердых материалов с РЗМ требует решения многих вопросов — создания мощных намагничивающих устройств и специального комплекса измерительных установок, разработки принципиально новых конструкций магнитных систем.

Таблица 2.28. Промышленные магниты из сплавов RCO_5 (по ГОСТ 21559—76)

Марка сплава	Химический состав, % (остальное Co)		B_r , Тл	I_{H_c} , кА/м	H_c , кА/м	W_{max} , кДж/м ³
	Sm	Sm+Pr				
КС37	36,0—38,5	—	0,77	1300	540	55
КС37А	36,0—38,5	—	0,82	1000	560	65
КСП37	—	36,0—38,5	0,85	800	520	65
КСП37А	—	36,0—38,5	0,90	640	500	73

Примечание. В обозначении марки сплава: К — кобальт, С — самарий, П — празеодим, А — улучшенная структура.

МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ СПЕЦИАЛЬНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

§ 2.19. Материалы с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ)

Материалы с почти прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ) находят широкое применение в устройствах автоматики, вычислительной техники, аппаратуре телеграфной связи, многоканальных импульсных системах радиосвязи и т. п.

Степень прямоугольности петли гистерезиса характеризуют коэффициентом прямоугольности

$$\alpha = B_r / B_{\max}, \quad (2.24)$$

где B_r — остаточная магнитная индукция, соответствующая максимальному значению магнитной индукции B_{\max} (чаще всего B_{\max} определяют для намагничивающего поля с напряженностью $H_{\max} = 5H_c$, что близко к предельным характеристикам).

Для петли гистерезиса с идеальной прямоугольностью $\alpha = 1,0$, для применяемых в практике материалов $\alpha = 0,85 \div 0,96$.

Сердечник из материала с идеальной прямоугольностью петли гистерезиса имеет два устойчивых магнитных состояния, соответствующих положительному и отрицательному значениям остаточной магнитной индукции, и поэтому используется как магнитный элемент для хранения и переработки двоичной информации.

Переключение сердечников с ППГ из одного состояния намагниченности в другое можно осуществлять в основном двумя способами: путем перемагничивания импульсами тока, создающими поля, значительно превосходящие коэрцитивную силу, или совпадающими во времени несколькими токовыми импульсами, каждый из которых не может заметно изменить состояние сердечника, а их суммарное поле превосходит коэрцитивную силу.

Первый способ переключения сердечников применяют главным образом в устройствах переработки и передачи информации, второй — в устройствах хранения дискретной информации (запоминающих устройствах).

Двоичные элементы на сердечниках с ППГ по надежности значительно превосходят не только ламповые, но и полупроводниковые элементы. Они обладают и другими преимуществами (хранение информации без затрат энергии, высокая стабильность характеристик, малая потребляемая мощность, небольшие размеры, низкая стоимость, простота проектирования сложных устройств), благодаря чему находят большое применение.

Материалы с ППГ можно подразделить на три группы: *ферриты, текстурированные ферромагнитные сплавы*, применяемые в виде лент толщиной от 0,5 мм до единиц и десятков микрометров, и *тонкие ферромагнитные пленки*.

Наиболее распространенными являются ферриты благодаря спонтанной прямоугольности петли гистерезиса этих материалов. При изготовлении ферритовых сердечников не требуются специальные технологические меры (создание механических напряжений или отжиг в магнитном поле) для получения текстуры, обеспечивающей высокую прямоугольность петли, что необходимо для металлических материалов с ППГ. Технологический процесс производства для ферритовых сердечников с ППГ значительно проще, чем для ленточных сердечников из сплавов тонкого и сверхтонкого проката. Однако последние выгодно отличаются от ферритовых сердечников температурной стабильностью и лучшими магнитными свойствами.

Применение тонких ферромагнитных пленок, имеющих высокие

частотные свойства и позволяющие создавать компактные элементы, на перемагничивание которых требуются незначительные затраты энергии, перспективно для малогабаритных быстродействующих устройств.

Для определения требований, предъявляемых к материалам с ППГ, рассмотрим процессы изменения магнитного состояния кольцевого сердечника, на который намотаны три обмотки: w_1, w_2, w_3 . Условимся при этом называть состояние, при котором $B = +B_r$, состоянием «1», а при котором $B = -B_r$, — состоянием «0». За исходное примем состояние «1».

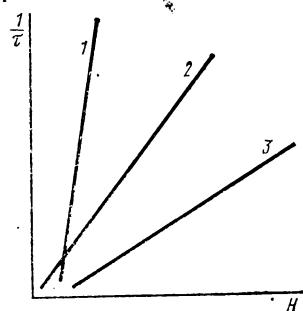


Рис. 2.48. Сравнительные зависимости $1/\tau = f(H)$ для трех групп материалов с ППГ:

1 — ферромагнитные пленки; 2 — ленты сверхтонкого проката; 3 — ферриты

Если на одну из обмоток, например w_1 , подать положительный импульс тока, то магнитное состояние изменится от $+B_r$ до $+B_{max}$. Для материала с $\alpha < 1$ это будет сопровождаться возникновением э. д. с. в других обмотках. Так, в обмотке w_3 возникнет э. д. с.

$$e_1 = -w_3 \frac{d\Phi}{dt} \approx -w_3 \frac{\Delta\Phi_1}{\Delta t_1}, \quad (2.25)$$

где $\Delta\Phi_1$ — изменение магнитного потока; Δt_1 — время изменения магнитного потока.

Э. д. с. e_1 представляет собой помеху; для петли гистерезиса с идеальной прямоугольностью она равна нулю. Следовательно, для материалов с ППГ желательно

иметь коэффициент прямоугольности α , возможно более близкий к единице.

Если на одну из обмоток, например w_2 , подать отрицательный импульс тока, то сердечник перемагнитится из состояния «1» в состояние «0» и в обмотке w_3 возникнет полезный сигнал считывания единицы в виде э. д. с.

$$e_3 = -w_3 \frac{d\Phi}{dt} \approx -w_3 \frac{\Delta\Phi_2}{\tau}, \quad (2.26)$$

где τ — время перемагничивания, т. е. время, необходимое для переключения сердечника с ППГ из одного состояния остаточной индукции в противоположное; τ должно быть по возможности малым.

Уменьшение τ помимо пропорционального увеличения быстродействия устройства вызывает также возрастание выходного сигнала, снимаемого с элемента.

Время перемагничивания τ сердечников с ППГ в устройствах автоматики и вычислительной техники составляет несколько микросекунд. В наиболее быстродействующих устройствах это время доходит до долей микросекунды и ограничено в основном трудностями создания мощных переключателей полей.

На рис. 2.48 представлены сравнительные зависимости $1/\tau = f(H)$ для трех основных групп материалов с ППГ, из которых большим преимуществом перед ферритами обладают ленты сверхтонкого проката и особенно тонкие ферромагнитные пленки.

Для обеспечения быстрого перемагничивания сердечников они должны иметь небольшое значение коэффициента переключения S_w , под которым понимают приведенный действующий заряд (импульс магнитного поля), необходимый для полного переключения сердечника, т. е. для его перемагничивания из состояния остаточной индукции в противоположное состояние максимальной индукции за время τ .

Коэффициент переключения S_w зависит только от свойств материала сердечника и его геометрии и в определенных пределах не зависит от характера переключения. Коэффициент переключения выражают обычно в А·с/м, А·мкс/м или Э·мкс* (иногда используют другие единицы). Для ферритов различных марок $S_w = 28 \div 54$ А·мкс/м; для сердечников из ленты сверхтонкого проката $S_w = 24 \div 95$ А·мкс/м и возрастает по мере увеличения толщины листа, для магнитных пленок S_w значительно меньше, чем для ленточных сердечников.

При работе сердечника с ППГ в режиме совпадения двух или нескольких токовых импульсов важным параметром является коэффициент квадратности $K_{кв}$, который представляет собой отношение изменения индукции при положительном воздействии напряженности поля kH_{max} ($k < 1$) к изменению индукции при предыдущем полном отрицательном воздействии поля — H_{max} , следующем за полным положительным воздействием:

$$K_{кв} = \frac{\Delta B_{(kH_{max})}}{\Delta B_{(-H_{max})}}. \quad (2.27)$$

Рис. 2.49 иллюстрирует это определение.

Чаще пользуются другим параметром, характеризующим квадратность петли гистерезиса: отношением поля трогания к коэрцитивной силе — H_T/H_c ; причем за H_T принимают напряженность поля, приводящую к уменьшению остаточной индукции B_r на 0,1 (рис. 2.49).

Для хороших образцов ферритов $K_{кв} < 0,2$ (при $k = 0,5$) и соответственно $H_T/H_c > 0,8$. Так как ленточные сердечники практически

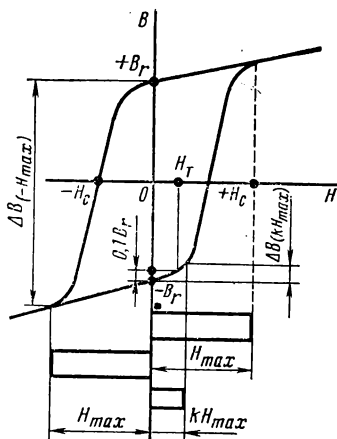


Рис. 2.49. К определению коэффициента квадратности

* $1 \text{ А·с/см} = 10^8 \text{ А·мкс/м} = 1,25 \cdot 10^6 \text{ Э·мкс}$.

не используются в запоминающих устройствах, то значение коэффициента квадратности для них обычно не приводится.

Коэффициент квадратности магнитных пленок при воздействии поля, совпадающего по направлению с осью легкого намагничивания, достигает высоких значений, что позволяет эффективно использовать эти элементы в запоминающих устройствах, работающих в режиме совпадения токовых импульсов.

Для исследования процессов динамического перемагничивания материалов с ППГ удобно пользоваться понятием динамического порогового поля H_0 ,

которое является по существу формальным параметром и определяется отрезком, численно равным отрезку на оси H , отсекаемому прямой, аппроксимирующей зависимость $1/\tau = f(H)$.

Обычно в нормативных документах указывают также максимальное удельное динамическое сопротивление r_m , под которым понимают отношение максимальной скорости изменения магнитной индукции в магнитном материале к разности между максимальной напряженностью перемагничивающего магнитного поля и динамическим пороговым полем.

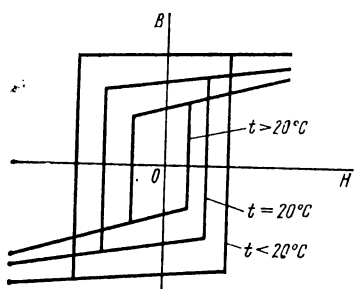


Рис. 2.50. Петли гистерезиса феррита с ППГ при разных температурах

Важной характеристикой материалов с ППГ является зависимость их свойств от температуры.

Форма петли гистерезиса феррита с ППГ при его нагреве и охлаждении схематически показана на рис. 2.50. Как правило, при повышении температуры площадь петли уменьшается, а прямоугольность ее ухудшается, т. е. происходит уменьшение коэрцитивной силы, остаточной индукции и коэффициента прямоугольности. При охлаждении наблюдаются обратные явления. С изменением температуры от -20 до $+60^\circ\text{C}$ у ферритов различных марок происходит уменьшение коэрцитивной силы в 1,5–2 раза, остаточной индукции — на 15–30%, коэффициента прямоугольности — на 5–35%.

Наибольшие неприятности при использовании схем на ферритах с ППГ при повышенных температурах вызывает уменьшение коэффициента квадратности и прямоугольности динамической петли гистерезиса, приводящее к возрастанию сигнала помехи. Последний может исказить информацию, перерабатываемую устройством, выполненным на ферритовых сердечниках.

При работе в особенно тяжелых температурных режимах следует использовать металлические материалы с ППГ, у которых, как было отмечено, зависимость свойств от температуры значительно слабее, чем у ферритов. Стабильность параметров магнитных пленок достаточно высока. Они могут устойчиво работать в диапазоне температур $\pm 150^\circ\text{C}$.

В зависимости от особенностей устройств, в которых используют материалы с ППГ, требования к ним могут существенно различаться. Так, материалы, предназначенные для работы в устройствах переработки дискретной информации, должны отличаться небольшим значением коэрцитивной силы H_c . Наоборот, материалы, предназначенные для работы в устройствах хранения дискретной информации, в которых для переключения сердечников используется принцип совпадения нескольких токовых импульсов, должны иметь большое значение H_c для обеспечения высокого быстродействия.

Рассмотрим некоторые особенности технологии производства материалов с ППГ и сердечников из них, а также свойства различных марок этих материалов, выпускаемых промышленностью.

Наибольшее распространение из ферритов с ППГ имеют ферриты магний-марганцевой системы. Широко применяют также ферриты, содержащие литий, которые обладают значительно более высокой температурной стабильностью электромагнитных параметров.

Технология производства ферритов с ППГ является прецизионной. Обычно для получения ферритов с ППГ используют окисную технологию, а также комбинированный метод с осаждением гидроксидов. Исходные материалы для получения шихты (оксид железа, оксид магния, оксид цинка, углекислый марганец и др.) должны проверяться на содержание посторонних примесей, которое ограничивается довольно жесткими нормами.

Характерными особенностями изготовления ферритов с ППГ являются: высокая температура окончательного обжига (до 1400°C) и «воздушная закалка» изделий после спекания, которая состоит в том, что изделия после нагрева и выдержки при максимальной температуре окончательного обжига высыхают на воздухе.

Закалка фиксирует фазовые соотношения, полученные при высокой температуре, и предохраняет ферриты от окисления на воздухе. Но закалка приводит к появлению дополнительных напряжений в образцах и делает изделия хрупкими. Кроме того, неизбежные отклонения в температуре закалки приводят к различию в магнитных свойствах. Во избежание этого используют вакуумные печи или печи, наполненные инертным газом, где можно осуществить медленное охлаждение, не опасаясь окисления.

Прессование колец производят на автоматических прессах. Давление корректируется в зависимости от прочности прессованных деталей и их усадки при обжиге.

Аналогичным образом в специальных пресс-формах можно изготавливать сердечники со сложным магнитопроводом (СМАГи): трансфлюксоры, биаксы, интегральные числовые линейки и многоотверстные пластины. Однако для формирования сердечников сложной конфигурации чаще используют метод горячего литья под давлением.

Для запоминающих устройств выполняют ферритовые пластины небольших размеров с очень большим числом отверстий. Так, пласт-

тины размером 15×15 мм содержат 16×16=256 отверстий. Для подобных пластин применяют ультразвуковое сверление.

Производство металлических сердечников сверхтонного проката в принципе не отличается от производства сердечников из ленты толщиной порядка десятых долей миллиметра.

Т а б л и ц а 2.29. Основные параметры ферритов с ППГ

Система состава феррита	Марка феррита	H_c , А/м	B_r , Тл	H_T/H_c (не менее)	ТК $H_c \cdot 10^2$, град-1 (не более), в диапазоне температур, °С		θ , °С (не менее)
					-60 + +20	20—70	
Li—Na	100П	—	0,2—0,28	0,75	0,2	0,2*	630
	101П	—	0,2—0,28	0,75	0,12	0,15*	630
	104П	—	0,24—0,32	0,75	0,12	0,18*	600
	105П	—	0,2—0,32	0,75	0,3	0,30*	500
Mg—Mn—Ca	300П	—	0,19—0,27	0,75	1,10	0,65	250
Li—Mg—Mn	3ВТ	223—287	0,19—0,27	0,75	0,25	0,25	500
	5ВТ	346—450	0,18—0,26	0,75	0,25	0,25	500
Mg—Mn	2,1ВТ	151—199	0,16—0,23	0,72	0,74	0,65	240
	1,3ВТ	92—123	0,18—0,26	0,75	0,84	0,65	250
Mg—Mn— —Zn—Ca	0,9ВТ	64—80	0,20—0,30	0,75	0,84	0,65	230
	0,3ВТ	20—28	0,17—0,25	0,70	1,35	0,87	170
	0,27ВТ	17—25	0,16—0,23	0,72	1,80	1,40	110
	0,16ВТ	10—16	0,16—0,23	0,72	1,90	1,30	130
	0,12ВТ	7,9—11,0	0,16—0,23	0,65	2,10	1,40	110

* Для Li—Na — ферритов ТК H_c указан для диапазона 20—100°С.

Примечание. В обозначении марки феррита базового состава (т. е. состава, характеризующегося основными образующими оксидами и позволяющего легированием получить его модификации) цифры 1 и 3 указывают порядковый номер базового состава по принадлежности к системе ферритов (литий-натриевый и др.), цифры 00, 01, 04, 05 — порядковый номер модификации базового состава, буква П — принадлежность к классификационной группе базового состава. Обозначение марки феррита не базового состава состоит из двух элементов, где первый элемент означает коэрцитивную силу по индукции в эрстедах, а второй элемент — буквы ВТ — принадлежность к классификационной группе феррита с ППГ небазового состава.

Некоторая особенность состоит только в применении специального оборудования для прокатки ленты на толщину менее 0,02 мм.

Тонкие пленки изготавливают или испарением магнитного материала в вакууме с последующим охлаждением его на поверхности носителя, или методом катодного распыления в атмосфере газа, или гальваническим способом. Наиболее широко распространен первый способ. В качестве подложки применяют изолятор — стекло или проводник — алюминий. Элементы на стекле получаются более

качественными и имеют меньший разброс параметров, но этот способ дороже и сложнее второго.

Для придания пленочным элементам начальной магнитной ориентации в заданном направлении подложку помещают между полюсами электромагнита. Геометрия тонких пленок в значительной степени определяет характеристики этих элементов. Обычно исполь-

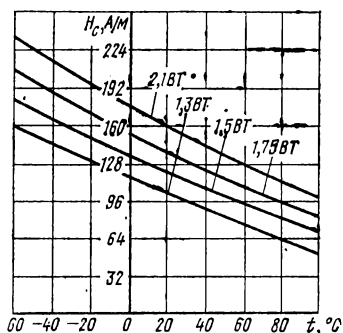


Рис. 2.51. Температурная зависимость коэрцитивной силы для некоторых марок ферритов с ППГ

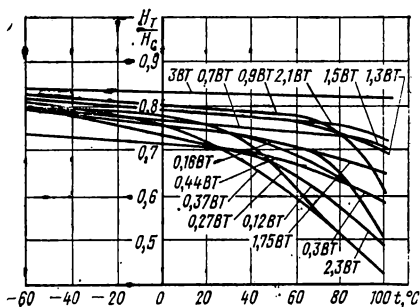


Рис. 2.52. Температурная зависимость отношения поля трогания к коэрцитивной силе для некоторых марок ферритов с ППГ

зуют плоские и цилиндрические магнитные пленки. Имеются также многослойные пленочные магнитные элементы, обладающие рядом специфических преимуществ.

Отечественной промышленностью освоен выпуск около 20 марок ферритов с ППГ. В табл. 2.29 приведены основные, а в табл. 2.30 —

Т а б л и ц а 2.30. Справочные (вспомогательные) параметры ферритов с ППГ

Марка феррита	H_c , А/м	ρ , Ом·м (не менее)	r_m , Ом·м (не менее)	H_0/H_c (не более)	S_w , А·мкс/м
100П	143—1194	$1 \cdot 10^6$	1,8	1,2	$43,8 \pm 12,0$
101П	143—1194	$1 \cdot 10^6$	1,8	1,2	
104П	143—1194	$5 \cdot 10^5$	—	1,2	
105П	56—1194	$1 \cdot 10^6$	—	—	
300П	12—56	$2 \cdot 10^3$	1,7	3,3	
5ВТ	—	$1 \cdot 10^6$	1,8	1,2	
3ВТ	—	$5 \cdot 10^5$	1,8	1,2	
2,1ВТ	—	$5 \cdot 10^4$	2,0	1,3	
1,3ВТ	—	$5 \cdot 10^2$	2,3	1,6	
0,9ВТ	—	$2 \cdot 10^2$	2,1	1,9	
0,3ВТ	—	$1 \cdot 10^4$	2,8	4,0	
0,27ВТ	—	$2 \cdot 10^3$	2,7	1,8	
0,16ВТ	—	$5 \cdot 10^2$	2,4	4,3	
0,12ВТ	—	$6 \cdot 10^4$	2,5	5,8	

вспомогательные параметры нормализованных ферритов с ППГ.

На рис. 2.51 и 2.52 представлены зависимости для некоторых марок ферритов с ППГ соответственно коэрцитивной силы и отношения поля трогания к коэрцитивной силе от температуры.

В качестве металлических материалов с ППГ применяют железоникелевые сплавы 50НП, 65НП, 34НКМП, обладающие кристаллографической или магнитной текстурой.

Таблица 2.31. Магнитные свойства сплавов с ППГ после окончательной термической обработки (по данным ГОСТ 10160—75)

Марка сплава	Толщина или диаметр мм	H_c , А/м (не более)	α при $H = 800$ А/м (не менее)
50НП	0,02	20	0,85
	0,05	18	
50НП-У	0,02	16	0,90
	0,05	14	
65НП	0,02—0,04	6,4	0,90
	0,05—0,08	3,2	
	0,10—0,18	2,8	
	0,20—0,30	2,4	
	0,35—0,50	2,4	
34НКМП	0,02—0,04	16	0,90
	0,05—0,08	12	0,87
	0,10—0,18	8	0,85
	0,20—0,50	6,4	0,85

В табл. 2.31 приведены магнитные свойства этих сплавов после термической обработки. Свойства металлических сплавов в виде лент сверхтонкого проката приведены в табл. 2.32.

Пленочные магнитные материалы с ППГ находятся в стадии лабораторных исследований, и нормалей на эти элементы не существует.

Сравнивая свойства различных групп материалов с ППГ, можно сделать следующие выводы.

При создании аппаратуры, работающей в широком температурном диапазоне, необходимо использовать сердечники из металлических лент тонкого и сверхтонкого проката. В переключающих устройствах, работающих на частотах в сотни килогерц, также целесообразно применять сердечники из сплавов 79 НМ (или 79НМА) с толщиной ленты 3 мкм и менее, так как эти сердечники имеют наименьшее значение коэффициента переключения — 24—

32 А·мкс/м. При частотах перемagnичивания в десятки килогерц лучше использовать сердечники из сплава 34НКМП с толщиной ленты 10 и 5 мкм, которые имеют высокий коэффициент прямоугольности (до 0,98).

Вследствие сложности технологического процесса сердечники из ленты сверхтонкого проката являются дорогими элементами, поэтому желательно использование ферритовых сердечников, особенно когда необходимо их большое количество.

Т а б л и ц а 2.32. Магнитные свойства сплавов с ППГ
в виде ленты толщиной 0,003 мм

Марка сплава	H_c , А/м	B_r , Тл	α	H_T , А/м	S_w , А·мкс/м
50НП	28—32	1,40	0,90—0,91	48—56	79—87
65НП	20—24	1,25	0,95—0,96*	40—48	87—95
68НМП	16—20	1,20	0,94—0,95*	40—56	79—87
34НКМП	40—48	1,10	0,95—0,96*	56—64	95
81НМА	3,6—12	0,55	0,88—0,90	24	24
79НМП	6,4—10	0,63	0,90—0,91	24	28
77НМДП	4,8—7,2	0,55	0,91—0,92	20	24

* После термомagnитной обработки.

В запоминающих устройствах целесообразно применение сердечников из ферритов 0,9ВТ; 1,3ВТ; 2,1ВТ; 3ВТ; в логических схемах — из ферритов 0,12ВТ; 0,16ВТ и др. Размеры сердечников обычно определяются технологичностью их производства, разбраковки и сборки, числом витков обмоток, размещенных на сердечнике, и мощностью, передаваемой через магнитный элемент.

Применение магнитных пленок целесообразно в малогабаритных быстродействующих запоминающих устройствах.

§ 2.20. Ферриты для устройств СВЧ *

Диапазон СВЧ охватывает интервал частот от сотен мегагерц до тысяч гигагерц, т. е. диапазон длин волн от метров до миллиметров. Для передачи энергии такой частоты применяют волноводы, а также коаксиальные и полосковые (ленточные) линии передачи. Волноводы представляют собой полые металлические трубы, чаще всего с круглой или прямоугольной формой поперечного сечения, вдоль которых могут распространяться электромагнитные волны. На рис. 2.53 показаны коаксиальная линия передачи, некоторые типы волноводов и структура электромагнитного поля в них. Полосковые линии передачи состоят из металлических лент, пространство между которыми может быть заполнено твердым диэлектриком

* Основные принципы работы и примеры выполнения ферритовых устройств СВЧ приведены в § 4.5.

или воздухом. На миллиметровых волнах в качестве линий передачи используют полые волноводы, а на метровых — большей частью полосковые и коаксиальные линии, так как волноводы имеют здесь слишком большие размеры. Выбор типа устройства для передачи электромагнитной энергии зависит не только от частоты, но и от других условий, например от уровня мощности.

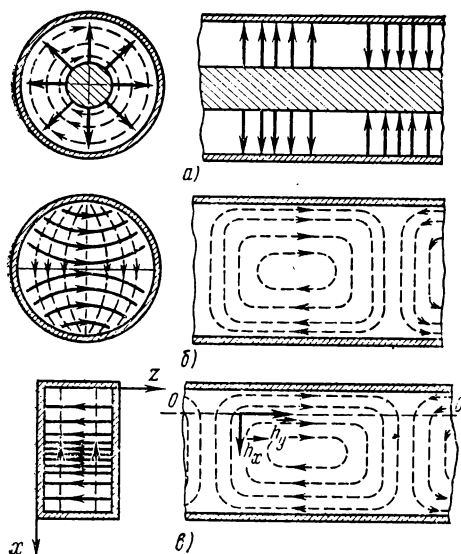


Рис. 2.53. Основные типы волноводов и структура электромагнитного поля в них (сплошными линиями обозначены электрические силовые линии; пунктирными — магнитные):

а — коаксиальная линия передачи; волноводы; б — круглый; в — прямоугольный

имности, т. е. имеющие существенно различные характеристики для разных направлений распространения энергии (вентили и циркуляторы);

2) устройства СВЧ с быстроуправляемыми параметрами (фазовращатели, переключатели и др.).

Ферритовые устройства СВЧ в качестве обязательного элемента имеют в радиоволноводе ферритовый вкладыш, различный по форме и свойствам, размещенный по-разному внутри волновода и находящийся под действием управляющих (постоянных или переменных) полей.

Полдер показал, что однородное переменное магнитное поле h диапазона СВЧ, приложенное к равномерно намагниченному и насыщенному вдоль оси z полем H_0 образцу феррита, создает в образце магнитную индукцию, составляющие которой можно представить так:

Металлические магнитные материалы на СВЧ не применяют, так как вследствие малого электрического сопротивления они являются идеальными отражателями СВЧ-волн. Ферриты, обладая удельным электрическим сопротивлением в миллионы раз более высоким, чем металлы, пропускают волну СВЧ без значительных отражений или потерь. Однако в процессе прохождения через феррит волна может активно взаимодействовать с вращающимися электронами, определяющими магнитные свойства вещества. В результате такого взаимодействия меняются структура поля, скорость распространения волны и возникают различные эффекты, например эффект Фарадея.

Ферриты позволили создать:

1) устройства СВЧ, не удовлетворяющие принципу вза-

$$\left. \begin{aligned} b_x &= \mu h_x - jkh_y; \\ b_y &= \mu h_y + jkh_x; \\ b_z &= \mu_0 h_z, \end{aligned} \right\} \quad (2.28)$$

где

$$\mu = \mu_0 + \frac{\gamma \mu_0 I_0}{\omega_0^2 - \omega^2};$$

$$k = \frac{\gamma \mu_0 I_0}{\omega_0^2 - \omega^2}; \quad \omega_0 = \gamma H_0.$$

В приведенных выражениях приняты следующие обозначения: $\gamma = 0,035 \frac{\Gamma}{\text{А/м}}$ — гиромагнитное отношение; ω_0 — частота прецессии электрона, помещенного в постоянное поле H_0 (частота гиромагнитного резонанса); ω — частота переменного поля СВЧ; k — коэффициент. Остальные обозначения соответствуют принятым ранее. Под полем H_0 надо понимать внутреннее поле, действующее в образце.

Из выражений (2.28) видно, что составляющая h_x вектора поля СВЧ, действующая по оси x , создает компоненты высокочастотной магнитной индукции как в направлении оси x , так и в направлении оси y ; то же относится и к составляющей h_y . Это указывает на возможность перехода энергии электромагнитной волны из одной плоскости поляризации в плоскость, ей перпендикулярную.

Связь между пространственными векторами магнитной индукции и напряженности магнитного поля может быть представлена в виде тензора магнитной проницаемости (тензора Полдера) $\vec{\mu}$.

Тензор Полдера является несимметричным (его недиагональные компоненты не равны между собой); наличие несимметричности позволило создать устройства, не отвечающие принципу взаимности. Вторая характерная особенность этого тензора состоит в том, что зависимости компонентов тензора от ω и H_0 имеют резонансный характер. При совпадении ω с частотой прецессии ω_0 возникает гиромагнитный резонанс*, что сопровождается резким увеличением поглощения ферритом электромагнитной энергии. Это явление используют при создании некоторых ферритовых устройств СВЧ, например резонансных вентилях.

Наглядное представление об особенностях магнитной проницаемости на СВЧ можно получить, рассмотрев часто реализуемое практически взаимно перпендикулярное расположение постоянного магнитного поля H_0 , направленного по оси z , и поляризованного по кругу переменного поля h ($h_x = h$; $h_y = \pm jh$; $h_z = 0$).

В этом случае магнитная проницаемость μ_{\pm} , представляющая собой простую линейную комбинацию компонентов тензора μ , явля-

* Теория магнитных резонансов подробно рассмотрена в § 1.14.

ется скалярной величиной и при наличии потерь, всегда имеющих место в реальных условиях, выражается комплексным числом

$$\mu_{\pm} = \mu'_{\pm} - j\mu''_{\pm}, \quad (2.29)$$

где индексы «+» и «-» означают круговую поляризацию соответственно правого и левого вращения.

На рис. 2.54 приведены графики зависимостей действительной

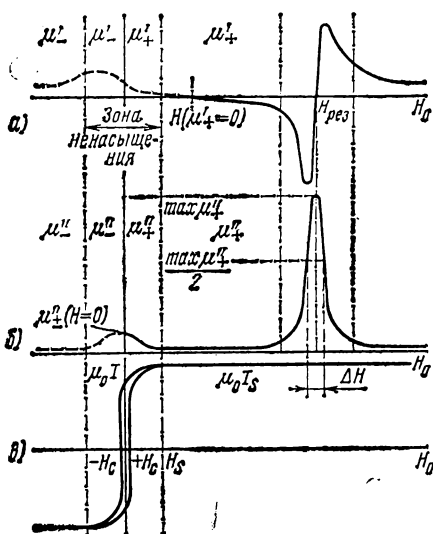


Рис. 2.54. Зависимость компонентов комплексной проницаемости от постоянного поля H_0 при поперечном магнитном поле h с круговой поляризацией правого (+) и левого (-) вращения

го резонанса — один из главных свойства ферритов для СВЧ.

Кроме значения ΔH к основным характеристикам феррита СВЧ относятся: намагниченность насыщения I_s , точка Кюри Θ , диэлектрическая проницаемость $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ и тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta_\epsilon = \epsilon''/\epsilon'$. Две последние величины влияют на скорость распространения электромагнитной волны.

При конструировании ферритовых устройств СВЧ наряду с основными параметрами требуется знать остаточную магнитную индукцию, коэрцитивную силу, начальную магнитную проницаемость, зависимости всех параметров от температуры, частоты и внешнего магнитного поля.

При использовании материала в сложных климатических условиях и при повышенных значениях уровня мощности СВЧ необхо-

димо (кривые на рис. 2.54, а), мнимой μ'' (кривые на рис. 2.54, б) частот магнитной проницаемости и намагниченности в координатах $\mu_0 I$ (кривые на рис. 2.54, в) от поля H_0 при $\omega = \text{const}$.

По рис. 2.54, а, б видно, что зависимости μ'_+ и μ''_+ от поля H_0 имеют резонансный характер, а μ'_- и μ''_- меняются монотонно.

Ширину резонансной кривой принято оценивать величиной ΔH , которую называют шириной линии гиромангнитного резонанса и определяют как разность полей, при которых $\mu'_+ = \max \mu'_+ / 2$.

Чем меньше значение ΔH , тем сильнее (при прочих равных условиях) поглощение электромагнитной энергии, что для ряда ферритовых устройств СВЧ является желательным. Ширина кривой гиромангнитно-

димо иметь сведения о теплофизических, механических и нелинейных свойствах ферритов.

Важной характеристикой феррита является его плотность (пористость), поскольку от нее зависят параметры I_s , ΔH , ϵ и др.

Размер и конфигурация ферритового вкладыша, помещенного внутрь волновода, определяются назначением устройства СВЧ (вентиль, фазовращатель, циркулятор и т. д.) и условиями его работы (диапазоном рабочих частот и температур, уровнем мощности). Вкладыши изготавливают в виде пластин, дисков и цилиндрических стержней. Для согласования (уменьшения коэффициента стоячей волны в тракте) концы пластин выполняют скошенными, закругленными, ступенчатыми или в виде стрелок.

Кроме названных типов в качестве вкладышей из ферритов применяют сферы и полусферы (в резонансных вентилях, ограничителях мощности и т. д.) различных диаметров, а также более сложные конфигурации (рамки, шайбы, фигурные пластины).

Обычно при изготовлении ферритов для СВЧ используют окисную технологию. В процессе производства необходимо тщательно соблюдать все особенности технологического процесса, поскольку воспроизводимость материала зависит от многих причин — подбора исходного сырья по содержанию в нем примесей, его «активности», режима помола, режимов предварительного и особенно окончательного обжигов и др.

Применение ферритов в дециметровой области диапазона СВЧ и главным образом разработка устройств, в которых используются нелинейные свойства ферритов СВЧ, потребовало создания материалов с минимально узкими линиями гиромагнитного резонанса. Повышение плотности материала, необходимое для уменьшения ширины линии гиромагнитного резонанса, возможно при замене поликристаллического материала монокристаллическим.

Практически для изготовления монокристаллов ферритов наиболее часто применяют два метода: *выращивание монокристаллов из раствора в расплаве и пламенно-водородный метод (метод Вернейля)*.

Первый метод заключается в выращивании монокристаллов в расплавленном растворителе. Растворители должны иметь низкую температуру плавления и слабую летучесть. В расплавленном состоянии они должны хорошо растворять исходные оксиды, но не сам феррит и легко отделяться от выращенных монокристаллов. Известны различные растворители. Технологический процесс заключается в следующем. Шихту составляют из растворителя и исходных компонентов феррита. После тщательного перемешивания она подвергается нагреванию и охлаждению по соответствующему температурно-временному режиму. После охлаждения монокристалл отделяется. Таким образом, могут быть получены образцы размером до нескольких миллиметров.

Второй метод заключается в выращивании монокристаллов в кислородно-водородном пламени кристаллизационного аппарата. В этом случае шихта равномерно подается через зону пламени го-

релки на жаропрочную подложку — свечу. На свече сначала образуется конус из спеченных частиц, а затем из вершины конуса вырастает монокристалл. По мере роста монокристалла свеча с помощью механизма постепенно опускается. Для выращивания ориентированных монокристаллов на свечу устанавливают затравку в виде соответственно ориентированного осколка монокристалла. Таким образом, можно выращивать более крупные образцы диаметром до 10—15 мм, длиной 50—80 мм и более. Высокое качество получаемых монокристаллов определяется в первую очередь высокой степенью чистоты исходных материалов. Ферриты со структурой гранатов (иттриевые ферриты-гранаты) и других редкоземельных элементов применяют как поликристаллические, так и в виде монокристаллов. Монокристаллы гранатов выращивают в оксиде свинца с выдержкой при 1325° С и последующим медленным охлаждением до 900° С.

Отечественная промышленность выпускает свыше 50 марок поликристаллических ферритов для СВЧ и несколько марок монокристаллов.

В табл. 2.33 приведены основные параметры поликристаллических ферритов для СВЧ. Рассматриваемую группу ферритов можно подразделить в зависимости от их химического состава на подгруппы. Приведем краткую характеристику каждой из них.

Иттриевые ферриты-гранаты с частичным замещением в некоторых марках ионов иттрия и железа ионами других элементов (например, алюминия) характеризуются наиболее узкими значениями ширины линии гироманитного резонанса. Среди ферритов, применяемых в низкочастотной части диапазона СВЧ, они являются наиболее распространенными. Их применяют также и в устройствах СВЧ, работающих на других частотах, что объясняется малыми диэлектрическими потерями при относительно высокой намагнитченности.

Литиевые ферриты стали разрабатывать сравнительно недавно, их перспективность видят в высокой термостабильности и хорошей прямоугольности петли гистерезиса. Последнее свойство важно для создания ферритовых устройств СВЧ с магнитной памятью.

Магниеые ферриты применяют в средней части сантиметрового диапазона. Для них характерны малые значения магнитных и диэлектрических потерь, но относительно низкая термостабильность.

Никелевые ферриты имеют высокие значения намагнитченности насыщения и относительно небольшую ширину линии гироманитного резонанса. Их используют в основном в миллиметровом диапазоне длин волн и в коротковолновой части сантиметрового диапазона. Преимущество этой группы ферритов — высокая термостабильность.

Магниеые ферроалюминаты и магниеые феррохромиты применяют в длинноволновой части диапазона СВЧ. Их недостаток — малая термостабильность (низкие значения точки Кюри).

Никелевые феррохромиты применяют в резонансных устройствах, работающих при высоком уровне мощности.

Таблица 2.33. Основные параметры поликристаллических ферритов для СВЧ

Марка феррита	B_s , Тл	H_c , А/м	μ'	θ , °С	δ'	$\text{tg} \delta \cdot 10^3$	$\gamma \cdot 10^{-3}$, кг/м³	ρ , Ом·м	ΔH , кА/м	
									$\lambda = 3$ см	$\lambda = 10$ см
Иттриевые ферриты-гранаты										
10СЧ6	0,175	56	100	280	14,8	7	5,02	$1,2 \cdot 10^{10}$	—	4,8
30СЧ3	0,120	64	80	230	14,6	6	5,01	$3,8 \cdot 10^9$	—	5,6
30СЧ6	0,130	80	70	280	15	3	5,40	$3,1 \cdot 10^8$	—	8
40СЧ2	0,075	56	50	180	14,4	5	4,97	$5,1 \cdot 10^{11}$	—	4,8
40СЧ4	0,085	200	30	280	15,5	3	5,60	$9,9 \cdot 10^{10}$	—	13
40СЧ5	0,065	48	—	170	14,5	4	4,96	—	—	4,8
60СЧ	0,047	60	30	150	14	4	4,92	$9,0 \cdot 10^9$	—	4,8
80СЧ	0,030	160	20	120	13,5	3	4,91	$1,6 \cdot 10^9$	—	4,8
90СЧ	0,021	40	—	100	13	3	4,88	—	—	4,0
Литиевый феррит										
10СЧ9	0,070	80	20	180	13	3	4,89	$3,0 \cdot 10^8$	—	15
Магниевые ферриты										
2СЧ1	0,200	320	20	300	11,3	—	4,05	$5,0 \cdot 10^6$	42	—
3СЧ	0,178	400	13	320	11,6	—	4,1	$5,5 \cdot 10^6$	52	—
3СЧ1	0,170	480	13	380	8,2	—	3,6	$1,9 \cdot 10^7$	57	—
3СЧ2	0,110	560	10	300	6,5	—	3,1	$4,1 \cdot 10^5$	64	—
3СЧ5	0,230	240	50	260	12,5	—	4,20	$3,9 \cdot 10^8$	32	—
3СЧ6	0,330	32	80	180	13	—	4,70	$1,1 \cdot 10^5$	8	—
3СЧ7	0,190	200	20	320	12,2	—	4,30	$3,2 \cdot 10^8$	24	—
3СЧ9	0,340	32	50	210	13,2	—	4,60	$1,0 \cdot 10^4$	9,6	—
3СЧ15	0,220	160	15	370	12	—	4,50	$4,7 \cdot 10^7$	32	—
4СЧ3	0,110	800	8	350	5,4	—	2,55	$1,6 \cdot 10^5$	64	—
4СЧ4	0,170	280	25	300	10,5	—	3,90	$4,8 \cdot 10^5$	40	—
4СЧ5	0,120	640	15	340	8,0	—	3,05	$7,0 \cdot 10^8$	64	—
4СЧ11	0,220	160	21	300	9,5	—	4,20	—	24	—
Никелевые ферриты										
1СЧ	0,450	200	100	300	12,2	—	4,85	$8,2 \cdot 10^4$	33,5	—
1СЧ2	0,290	320	20	450	12,5	—	4,95	$1,7 \cdot 10^7$	22,0	—
1СЧ3	0,440	240	80	420	11,0	—	4,40	$1,3 \cdot 10^3$	32	—
1СЧ4	0,480	88	80	420	12,3	—	5,05	$4,8 \cdot 10^6$	13,5	—
2СЧ	0,220	720	14	500	10,0	—	4,5	$5,9 \cdot 10^4$	56	—
2СЧ4	0,450	120	50	440	12,5	—	5,0	$5,3 \cdot 10^6$	9,6	—
3СЧ8	0,450	320	50	370	11,2	—	4,75	$8,7 \cdot 10^4$	36	—
4СЧ8	0,230	350	12	450	12,2	—	5,05	$7,9 \cdot 10^2$	48	—
4СЧ9	0,320	360	30	450	11,0	—	5,0	$2,0 \cdot 10^7$	22	—
4СЧ10	0,220	320	22	500	12,4	—	5,10	$7,8 \cdot 10^7$	17,5	—
5СЧ	0,310	96	90	350	12	—	5,10	$3,0 \cdot 10^6$	11	—
1СЧ7	0,490	120	140	320	12,5	—	4,95	—	13,5	—
3СЧ16	0,340	120	—	370	12,7	—	5,10	—	9	—

Марка феррита	B_s , Тл	H_c , А/м	μ'	θ , °С	ϵ'	$\operatorname{tg} \delta_{\epsilon} \cdot 10^3$	$\gamma \cdot 10^{-3}$, кг/м ³	ρ , Ом·м	ΔH , кА/м	
									$\lambda=3$ см	$\lambda=10$ см
Магневые ферроалюминаты										
4СЧ	0,080	440	8	280	4,5	—	3,0	$9,0 \cdot 10^5$	72	—
4СЧ1	0,100	400	10	280	5,5	—	3,20	$4,0 \cdot 10^5$	56	—
4СЧ6	0,120	320	15	280	10	—	3,75	$3,6 \cdot 10^6$	48	—
6СЧ1	0,145	80	65	180	12	—	4,20	$3,0 \cdot 10^6$	—	10,4
8СЧ1	0,175	360	12	280	9,6	3	3,85	$1,5 \cdot 10^5$	—	32
10СЧ	0,080	400	10	270	10	2	4,00	$2,0 \cdot 10^7$	—	32
30СЧ2	0,110	80	30	150	10	15	4,20	$1,7 \cdot 10^6$	—	13
30СЧ4	0,085	160	35	120	10	3	4,0	$7,2 \cdot 10^8$	—	8

Никелевые и магниево-феррохромиты

4СЧ2	0,075	520	9	280	6,2	—	3,00	$5,2 \cdot 10^6$	56	—
10СЧ1	0,065	320	13	160	8	4	3,20	$6,8 \cdot 10^5$	—	24
10СЧ8	0,065	128	20	140	9,5	3	3,80	$5,8 \cdot 10^5$	—	16
10СЧ12	0,110	640	10	300	9,8	7	4,60	$5,2 \cdot 10^4$	—	20
15СЧ	0,120	720	9	320	4,8	6	4,5	$6,8 \cdot 10^4$	—	36
15СЧ1	0,055	200	20	150	6,8	3	3,00	$3,2 \cdot 10^5$	—	24
30СЧ	0,070	280	13	160	9,5	2	3,90	$3,3 \cdot 10^5$	—	17,6
30СЧ1	0,130	240	25	240	11,2	5	4,40	$3,0 \cdot 10^6$	—	13
40СЧ	0,085	72	60	90	10,2	2	4,30	$9,7 \cdot 10^6$	—	7

Примечание. $B_s = \mu_0 I_s$ измерена при напряженности поля 400–640 кА/м; H_c определена на кольцевых образцах при напряженности поля в образце 4 кА/м; μ' при $f=1,1$ МГц; $\operatorname{tg} \delta_{\epsilon}$ при $f=3000$ МГц. Все измерения сделаны при комнатной температуре.

Таблица 2.34. Характеристики монокристаллов ферритов

Марка	I_s , кА/м	θ , °С	Н, А/м, при f , ГГц		ρ , Ом·м	$\gamma \cdot 10^{-3}$, кг/м ³	H_a , кА/м
			1,0	9,1			
150КГ	148 ± 8	240 ± 15	—	48 ± 24	$5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11}$	5,13	$2 \pm 0,24$
140КГ	140 ± 8	283 ± 10	—	48 ± 32	$5 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^{12}$	5,17	$3,44 \pm 0,16$
120КГ	120 ± 8	270 ± 7	—	48 ± 32	$5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11}$	5,19	$3,44 \pm 0,16$
65КГ	$65,6 \pm 4$	170 ± 10	—	48 ± 24	$5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11}$	4,00	$0,88 \pm 0,16$
50КГ	$49,6 \pm 2,4$	225 ± 5	—	≤ 96	$10^{10} - 10^{11}$	4,26	$1,76 \pm 0,24$
35КГ	$34,4 \pm 2,4$	175 ± 5	48 ± 24	—	$5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11}$	4,16	$1,84 \pm 0,24$
25КГ	$24,0 \pm 4,0$	160 ± 10	≤ 80	—	$10^{10} - 10^{11}$	4,19	$2,16 \pm 0,24$
15КГ	$16 \pm 2,4$	145 ± 7	64 ± 24	—	$5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{11}$	4,20	$2,4 \pm 0,4$

Примечание. Ширина кривой ферромагнитного резонанса приведена для образцов в виде сферы диаметром 0,4–2 мм.

Выбирают отдельные марки ферритов на основании анализа всех условий работы феррита — типа устройства, частотного диапазона, уровня мощности, климатических воздействий и т. п. Некоторые примеры выбора марки феррита даны в § 4.5.

В табл. 2.34 приведены некоторые характеристики монокристаллов.

Сферы монокристаллов иттриевого феррита-граната применяют в фильтрах СВЧ различных конструкций (в параметрических усилителях, в ограничителях мощности, в циркуляторах). В амплитудных модуляторах диапазона СВЧ используют монокристаллы магний-марганцевых ферритов. В миллиметровом диапазоне СВЧ важное значение имеют монокристаллы барий-цинкового гексаферрита.

§ 2.21. Прочие материалы

Кроме рассмотренных основных групп магнитных материалов в технике используют и некоторые другие, имеющие ограниченные области применения.

Термомагнитные материалы. Термомагнитными называют материалы с сильной зависимостью магнитной индукции * от температуры в определенном интервале (в большинстве случаев приблизительно $+60 \div -60^\circ \text{C}$). Термомагнитные материалы используют главным образом в качестве магнитных шунтов или магнитных добавочных сопротивлений. Включение таких элементов в магнитные цепи позволяет осуществить компенсацию температурной погрешности или обеспечить изменение магнитной индукции в воздушном зазоре по заданному закону (терморегулирование). Помимо этого термомагнитные материалы применяют в индукционных печах для поддержания заданной температуры, в реле, момент срабатывания которых зависит от температуры, и т. д.

К термомагнитным материалам предъявляют следующие специальные требования:

1) крутой ход термомагнитной характеристики $B=f(t)$ при $H=\text{const}$, т. е. высокое удельное температурное изменение индукции $\alpha=\Delta B/\Delta t$. Это объясняется так: чем чувствительнее термомагнитный материал к изменению температуры, тем меньше будут потери магнитного потока за счет включения термошунта или сопротивления. Поскольку большая зависимость индукции от температуры для ферромагнетиков наблюдается в области, близкой к точке Кюри, то последняя для термомагнитных сплавов должна находиться вблизи от рабочих (комнатных) температур. Из ферромагнитных элементов лучше всего этому соответствует никель ($\Theta=350^\circ \text{C}$); для железа и кобальта точка Кюри намного выше. Материалы с еще более низкой точкой Кюри могут быть получены введением в никель немагнитных присадок;

* Точнее, намагниченности насыщения, так как обычно термомагнитный материал работает в режиме насыщения.

2) большое значение индукции насыщения, что уменьшает необходимую площадь поперечного сечения термоэлементов; малые поля, необходимые для насыщения;

3) определенная форма термомагнитной характеристики, соответствующая задаче (линейная, гиперболическая, параболическая и т. д.);

4) высокая воспроизводимость характеристик.

Термомагнитные материалы можно разделить на две группы: термомагнитные (компенсационные) сплавы (ТКС) и многослойные (компенсационные) материалы (ТКМ).

К ТКС относятся: сплавы Ni-Fe-Cr (компенсаторы), Ni-Cu (кальмаллои), Ni-Fe (термаллои).

Наибольшее применение имеют компенсаторы. На рис. 2.55 приведены кривые зависимости магнитной индукции этих сплавов от температуры и содержания хрома. Преимуществами компенсаторов являются обратимость свойств в диапазоне изменения температур $\pm 70^\circ\text{C}$, удовлетворительная воспроизводимость характеристик, хорошая механическая обрабатываемость.

Кальмаллои обладают сравнительно малой индукцией, поэтому магнитные шунты из этих сплавов должны иметь большое сечение.

Термаллои под действием отрицательных температур необратимо изменяют свои свойства и, кроме того, имеют сильную зависимость точки Кюри от состава (изменение содержания никеля на 0,25% смещает точку Кюри на 10°C), т. е. плохую воспроизводимость характеристик.

В табл. 2.35 приведены химический состав и магнитные свойства некоторых термомагнитных сплавов. Сплавы изготавливают в виде горячекатаных или кованых прутков диаметром 10—80 мм без окончательной термической обработки.

Кроме указанных в табл. 2.35 марок промышленность выпускает и ряд других, например сплавы Н38Х14 и Н33Ю1, основные свойства которых даны в табл. 2.36. Сплавы Н38Х14 и Н33Ю1 изготавливают в виде полос толщиной 0,8—1,5 мм, шириной 20—35 мм.

ТКМ получают при совместной прокатке листов или полос из ТКС различного химического состава, т. е. с различными термомагнитными свойствами. Подбирая соответствующим образом исходные ТКС и толщину полос, можно получить ТКМ с заданными свойствами. ТКМ производят трех марок: 0,9-1, 015-1, 015-2. Для всех ТКМ нижний предел интервала рабочих температур составляет -60°C . Приближенное значение верхнего предела указывается

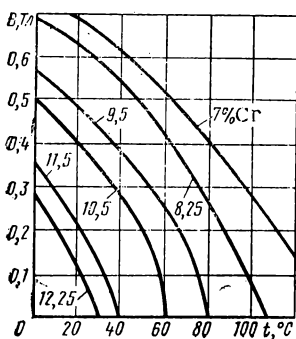


Рис. 2.55. Кривые зависимости магнитной индукции сплава Fe-Ni-Cr с содержанием 35% Ni от температуры и содержания хрома в поле напряженностью 8 кА/м

первой цифрой: 09 — 90° С, 015 — 150° С. Последняя цифра означает характер зависимости магнитной проницаемости от температуры: 1 — прямая линия, 2 — кривая с почти постоянной кривизной. Свойства ТКМ существенно зависят от конечной термической обработки.

Таблица 2.35. Химический состав и магнитные свойства некоторых термомагнитных сплавов (ТУ 14-131-481—80, ТУ 14-1-1187—75, ТУ 14-1-1377—75)

Марка сплава	Основной химический состав, % (остальное железо)			μ в поле $H=112$ кА/м	Температурный интервал линейной зависимости μ , °С	ТК μ , %/град
	Cr	Ni	Mn			
31НХЗГ2	2,8—3,8	31,0—32,0	1,5—2,0	3,0—3,5	—60 ÷ +70	0,6—1,1
31НХЗГ	3,0—3,8	31,0—32,0	0,3—0,7	3,51—4,1	—60 ÷ +90	0,6—1,0
32НХЗ	3,0—4,0	31,5—32,5	≤ 0,4	4,11—5,2	—60 ÷ +90	0,3—0,7
33НХЗ	3,0—3,8	32,5—34,0	≤ 0,4	5,21—6,5	—60 ÷ +110	0,3—0,7

Преимуществами ТКМ через ТКС являются возможность расчета свойств ТКМ и разнообразие их характеристик, однотипность технологии производства, достижение насыщения в слабых полях, слабая зависимость насыщения от поля.

Таблица 2.36. Основные свойства термомагнитных сплавов Н38Х14 и Н33Ю1

Марка сплава	Магнитная индукция B , Тл, в поле $H=8$ кА/м при t , °С				Перепад магнитной индукции B , Тл
	—20	20	35	80	
Н38Х14 ТУ14-1-1105—75	0,21—0,37	0,035—0,24	0,02—0,16	—	0,180—0,24 при —20 ÷ +20°С
Н33Ю1 ТУ14-1-111—71	—	0,3—0,8	—	0,1—0,5	0,22—0,4 при 20—80°С

Известно применение в качестве термомагнитных материалов ферритов. Основные недостатки этой группы материалов состоят в малой индукции насыщения и плохой воспроизводимости свойств.

Магнитострикционные материалы. Магнитострикция имеет непосредственное техническое применение в магнитострикционных вибраторах (генераторах) звуковых и ультразвуковых колебаний. Такие вибраторы используют в технологических установках по обработке ультразвуком (механическая обработка хрупких и твердых материалов, обезжиривание и др.), в эхолотах, дефектоскопах, а также в некоторых радиотехнических схемах и устройствах (вза-

мен кварца для стабилизации частоты, в электромеханических фильтрах и т. д.). Как отмечалось (см. § 1.8), линейную магнитострикцию обычно оценивают коэффициентом магнитострикции $\lambda = \Delta l / l$ (где l — длина стержня при отсутствии поля, Δl — изменение длины под действием поля).

Коэффициент магнитострикции λ может быть как отрицательным, так и положительным.

На рис. 2.56 представлена зависимость коэффициента линейной

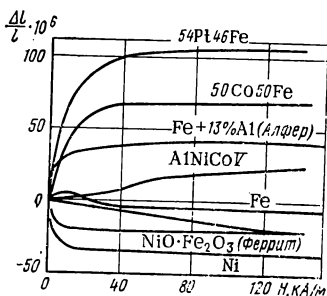


Рис. 2.56. Зависимость коэффициента магнитострикции от напряженности поля для некоторых материалов

магнитострикции от напряженности поля для некоторых материалов. Из приведенных кривых видно, что наибольшей магнитострикцией обладает сплав платины с железом, однако его применение в технике ограничено из-за высокой стоимости. Редко применяют также железокобальтовые сплавы, что объясняется их малой антикоррозионной стойкостью, которая требуется при работе вибраторов в воде, плохими технологическими свойствами и большой стоимостью.

Наиболее широко в качестве магнитострикционных материалов применяют никель, никелькобальтовые ферриты и реже железоалюминиевый сплав алфер.

Никель имеет большое абсолютное значение $\lambda = -35 \cdot 10^{-6}$. Обычно применяют никель НП2Т толщиной 0,1 мм в виде жесткой неотожженной ленты. После вырубки пластины оксидируют нагреванием на воздухе до 800°C в течение 15—25 мин. Образованная таким образом оксидная пленка служит для электрической изоляции пластин при сборке пакета. Никель обладает высокими антикоррозионными свойствами и малым температурным коэффициентом модуля упругости.

Железоалюминиевый сплав 9Ю-ВИ (ТУ 14-1-3002—80), содержащий 8—11% Al, имеет положительный $\lambda = (30 \div 40) \cdot 10^{-6}$ и значительно более высокое, чем никель, электросопротивление ($\rho = 0,9 \div 1$ мкОм·м). Холоднокатаная лента из этого сплава толщиной 0,2 мм обладает высокой прочностью и повышенной температурной стабильностью в интервале $-60 \div +60^\circ\text{C}$.

Для магнитострикционных преобразователей большой мощности и излучателей большой интенсивности используют железокобальтовый сплав 49К2Ф с $\lambda = 60 \cdot 10^{-6}$ ($B_s = 2,25$ Тл, $H_c = 160$ А/м).

Перспективными материалами являются сплавы на основе редкоземельных металлов, например сплав типа $\text{Tb}_x\text{Dy}_{1-x}\text{Fe}_2$ ($\lambda \approx 10^{-3}$) с пониженной магнитокристаллической анизотропией.

Все более широкое применение получают магнитострикционные ферриты, особенно в прецизионных фильтрах.

На рис. 2.57 приведена эквивалентная схема магнитострикционного резонатора подобного устройства, а на рис. 2.58 — частотная зависимость модуля импеданса такого резонатора.

Свойства ферритовых сердечников при этом оценивают следующими параметрами:

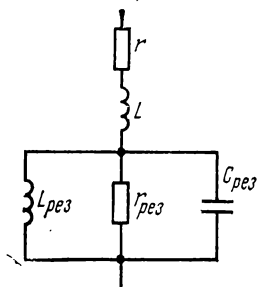


Рис. 2.57. Эквивалентная схема магнитострикционного резонатора:

$L_{рез}$, $C_{рез}$, $r_{рез}$ — параметры резонатора; L , r — параметры резонатора на частоте, далекой от резонанса

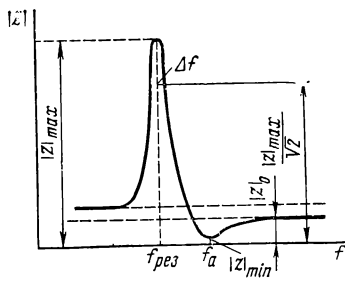


Рис. 2.58. Частотная зависимость модуля импеданса магнитострикционного резонанса:

$f_{рез}$ — резонансная частота; f_a — антирезонансная частота

коэффициентом магнитомеханической связи

$$K_{св} = \sqrt{2 \frac{f_a - f_{рез}}{f_{рез}}}, \quad (2.30)$$

механической добротностью

$$Q = \frac{r_{рез}}{2\pi L (f_a - f_{рез})}, \quad (2.31)$$

температурным коэффициентом резонансной частоты

$$TKЧ = \frac{f'_{рез} - f''_{рез}}{f'_{рез} (t'' - t')}, \quad (2.32)$$

скоростью распространения продольных и крутильных колебаний

$$V = 2\pi f_{рез} l, \quad (2.33)$$

где $f_{рез}$, f_a — соответственно резонансная и антирезонансная частоты (см. рис. 2.58); $r_{рез}$, L — параметры эквивалентной схемы резонатора (см. рис. 2.57); $f'_{рез}$, $f''_{рез}$ — резонансные частоты соответственно при температурах t' и $t'' > t'$; l — длина сердечника.

В качестве магнитострикционных используют никелевые ферриты с различными присадками, чаще всего с ионами кобальта и меди. Технология производства магнитострикционных ферритов в

принципе не отличается от технологии производства магнитомягких ферритов (см. § 2.8). Некоторая особенность имеет место только при производстве ферритов, у которых в качестве подмагничивающего используется собственное магнитное поле, обусловленное

Таблица 2.37. Основные динамические параметры магнитострикционных ферритов (ОСТ 11707.014—76)

Марка	$K_{св}$, %	Q	$V_{п}$, км/с	$V_{к}$, км/с	t , °C (для определения 1 кГц)	$TKЧ \cdot 10^6$
601C	13,0	2800	5,4—5,75	—	20÷60 20÷5	—13÷+15 —10÷+60
602C	12,0	2500	—	3,1—3,6	+20÷—10 20÷70 +20÷—10	—15÷+15 —60÷+60
605C	12,0	2800	5,4—5,75	—	+20÷—10 20÷50	—12÷+12
	10,0	2000	—	3,1—3,5	+20÷—60 20÷85	—25÷+25
	10,0	2000	—	3,1—3,5	+20÷—10 20÷50	—14÷+14
606C	12,0	3500	5,4—6,0	—	+20÷—60 20÷85	0÷+60 —10÷+10
	10,5	4500	—	3,3—3,6	+20÷—60 20÷85	—25÷+25

Примечания: 1. В обозначении марки первая цифра (6) означает никель-кобальтовый феррит; последующие цифры (01, 02, 05, 06) указывают порядковый номер модификации базового состава; буква С означает принадлежность к магнитострикционным ферритам. 2. $U_{п}$, $U_{к}$ — скорости распространения продольных и крутильных колебаний соответственно.

гистерезисом. Такие ферриты подвергают терромагнитной обработке, которая для трубчатых сердечников осуществляется следующим образом. Сердечники надевают на проволоку, вставляют в муфель, нагревают до 600—650° С, т. е. выше точки Кюри. Далее через проволоку пропускают ток порядка десятков ампер и изделия охлаждаются под током. При этом трубки оказываются намагниченными по окружности, расположенной перпендикулярно продольной оси.

В табл. 2.37 приведены основные динамические параметры магнитострикционных ферритов с различными типами возбуждения.

В феррите марки 601С обеспечиваются продольные колебания при наличии внешнего подмагничивающего поля. Для феррита 602С характерны крутильные колебания за счет остаточной намагниченности. Ферриты марок 605С, 606С могут работать при обоих типах возбуждения. Магнитострикция насыщения для этих материалов $\lambda = -25 \cdot 10^{-6}$ соизмерима с магнитострикцией чистого никеля. Точка Кюри $\Theta \approx 530 \div 590^\circ \text{C}$.

Материалы со сложной формой петли гистерезиса предназначены для изготовления широкого круга изделий, используемых в самых различных отраслях техники (запоминающие устройства, элементы логических схем, первичные преобразователи неэлектрических величин, элементы автоматики, устройства бытового назначения).

Конфигурация петли и ее магнитные параметры зависят в общем случае от состава материала, формы изделия и технологии изготовления. Разработаны материалы со ступенчатой петлей гистерезиса, петлей гистерезиса змеевидной формы, перетянутой формы, со смещенной относительно начала координат симметричной и несимметричной петлями и т. п., с коэрцитивной силой, характерной как для магнитомягких, так и для магнитотвердых материалов.

Класс подобных материалов весьма широк и включает в себя металлические сплавы, ферриты, композиционные материалы, а также ряд аморфных сплавов.

Классические представители: *перминвары* (30% Fe, 25% Co, 45% Ni) — однородные сплавы с высокой одноосной анизотропией, у которых в полях свыше 320 А/м петля гистерезиса сужается в середине в отличие от представленной на рис. 2.18.

Весьма перспективны сплавы однородного состава (из пермаллоя или викаллоя), известные под названием *проволоки Виганда*, в которой с помощью специальной технологии, включающей холодную обработку, скручивание, растяжение, а затем термическую закалку, создается *композиционная магнитная структура*, состоящая из двух областей — наружной и внутренней, различающихся коэрцитивными силами. Поверхностный наклеп коротких кусков проволоки длиной 10 мм и диаметром 0,3 мм создает в поверхностном слое собственное магнитное поле со сравнительно высокой H_c . Внутренняя же область представляет собой почти идеальный одиночный домен с малой H_c , растянутый вдоль оси проволоки. Петля гистерезиса такой проволоки имеет разрывы между верхней и нижней ветвями в отличие от представленной на рис. 2.18, поскольку процесс ее перемагничивания во внешнем поле осуществляется за счет большого скачка Баркгаузена. Физика процессов изложена частично в § 1.11. Подробно с этими материалами можно ознакомиться в [2.6].

Сложная форма петли гистерезиса может быть получена в *композиционных материалах*, например в многослойных сердечниках, состоящих из элементов с прямоугольными петлями гистерезиса, но различающимися коэрцитивными силами.

§ 2.22. Материалы для устройств на ЦМД

Все материалы-носители ЦМД (см. § 1.10) характеризуются большой одноосной магнитной анизотропией. Чем больше поле анизотропии, тем ближе направление намагниченности ЦМД к нормали плоскости пластины и тем меньше отклонение формы стенок ЦМД от цилиндрической. Для одноосных кристаллов напряженность поля анизотропии, необходимая для зарождения изолированного домена, оценивается по формуле

$$H_a = 2K_{\perp} / (\mu_0 I_s), \quad (2.34)$$

где K_{\perp} — константа одноосной анизотропии, составляющая в среднем для ЦМД-материалов 10^3 — 10^4 Дж/м³; I_s — намагниченность насыщения, равная при комнатных температурах в среднем 10^4 А/м.

В ЦМД-материалах $H_a = 10^5 \div 10^7$ А/м. В ряде ЦМД-материалов наблюдаются небольшие отклонения от одноосности, обусловленные орторомбической и кубической симметрией вещества.

Отношение поля анизотропии к намагниченности насыщения определяет фактор качества магнитоодноосного кристалла:

$$q = H_a / I_s = 2K_{\perp} / (\mu_0 I_s^2) \quad (2.35)$$

Фактор качества — количественная оценка жесткости ориентации магнитного момента домена в направлении нормали к плоскости пластины — должен быть существенно больше единицы. На практике требуется иметь значения q не менее 3—5. Верхний предел ограничен требуемым быстродействием устройств (см. ниже).

Для оценки свойств материалов, содержащих ЦМД, в § 1.10 введено понятие характеристической длины l_0 [см. (1.174)], которое с учетом (2.35) и (1.152) примет вид

$$l_0 = \gamma_{\text{гп}} / (\mu_0 I_s^2) = 2\sqrt{2} \sqrt{A'q} \mu_0^{-0,5} I_s^{-1}, \quad (2.36)$$

где $\gamma_{\text{гп}}$ — удельная энергия доменной границы, Дж/м²; $A' = A/a$ — обменная константа, примерно равная для ЦМД-материалов 10^{-10} — 10^{-12} Дж/м.

Характеристическая длина l_0 имеет размерность длины и связана с толщиной h пластины и диаметром D домена. С точки зрения увеличения плотности размещения информации желательно, чтобы диаметр домена был как можно меньше. Минимально достижимый диаметр домена при заданном материале $D_{\text{min}} = 3,9l_0$ имеет место для пластин (пленок) толщиной $h = 3,3l_0$. В технических устройствах, где используют ЦМД, рекомендуется выбирать $h \approx 4l_0$, так как при этом способность доменов восстанавливаться после флуктуаций наиболее сильно выражена. При $h = 4l_0$ поле, соответствующее середине области устойчивых цилиндрических доменов, $H_{\text{вн}} = 0,28I_s$, а диаметр доменов в этом поле $D = 8l_0$.

Уменьшение размера ЦМД достигается применением материалов с малым l_0 . Из (2.36) следует, что увеличение намагниченности

материала способствует этому в большей степени, чем снижение A и q .

Действительно, снижение фактора качества q ухудшает условия статической устойчивости ЦМД. Уменьшение обменной константы A' нецелесообразно, поскольку при этом снижается температурная устойчивость ЦМД. Минимальный размер домена, полученный в настоящее время в аморфных и гексагональных ферромагнетиках, составляет около 0,08 мкм. Температурный диапазон устойчивости ЦМД-структур достаточно широк ($-50 \div +60^\circ \text{C}$). Точка Нееля большинства современных ЦМД-материалов лежит в пределах 560—720 К.

Важной характеристикой материалов для ЦМД-устройств является коэрцитивная сила H_c , во многом определяющая подвижность доменов. Чем меньше H_c , тем выше быстродействие ЦМД-устройства. На практике обычно требуется, чтобы H_c была не выше 10 А/м. Скорость перемещения домена также зависит от подвижности доменной границы $\mu_{\text{гр}}$. Из (1.151) и (1.163) видно, что $\mu_{\text{гр}}$ обратно пропорциональна фактору качества q . Поэтому материалы, обладающие большими значениями q , не отвечают требованиям высокого быстродействия ЦМД-устройств. При комнатных температурах в ЦМД-материалах $\mu_{\text{гр}} = 10^{-2} \div 10^{-1} \text{ м}^2 \cdot \text{А}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

ЦМД могут быть получены во многих магнитных материалах, обладающих сильной одноосной анизотропией.

Ортоферриты RFeO_3 — первые материалы, на которых были изучены ЦМД. В настоящее время эти материалы в промышленных ЦМД-устройствах практически не применяются, поскольку диаметр ЦМД ортоферритов порядка 80—100 мкм не позволяет обеспечить высокую плотность записи информации. Однако в ряде случаев ортоферриты, обладающие высокими магнитооптическими параметрами, сохранили свои позиции. Их применяют в виде пластинок, вырезанных определенным образом из монокристалла и доведенных посредством механической полировки до нужной толщины ($h \approx 4l_0$).

Монокристаллы ортоферритов получают обычными способами (см. § 2.20). Одним из наиболее перспективных считают выращивание монокристаллов из расплава с применением бестигельной зонной плавки и радиационного нагрева. Этот метод включает изготовление исходных для выращивания монокристаллов поликристаллических заготовок в виде цилиндрических стержней методами керамической технологии. Процесс кристаллизации осуществляется следующим образом. Из предварительно полученного любым методом монокристалла вырезают вдоль определенного кристаллографического направления затравку, которую закрепляют на керамическом или сапфировом держателе. По оси затравки с высокой точностью устанавливают исходный поликристаллический стержень. Камера герметизируется, продувается и подключается к системе давления кислорода. Затравку и питающий стержень приводят во вращение, сближают до минимального расстояния и нагревают по определенному режиму. В месте сближения затравки и стержня образуется расплавленная зона. При медленном ($5\text{—}10 \text{ мм/ч}$) пе-

ремещении стержней относительно зоны на затравке начинается кристаллизация. После окончания процесса выращивания кристалл подвергают отжигу для уменьшения H_c , извлекают из кристаллизационной камеры и отрезают от затравки. Таким методом можно получить монокристаллы в виде цилиндров диаметром до 8 мм и длиной до 80 мм.

В табл. 2.38 приведены параметры некоторых ортоферритов.

Ортоферриты характеризуются высокой подвижностью доменных границ. При комнатных температурах для большинства ортоферритов $\mu_{гр} = 0,01 \div 0,1 \text{ м}^2/(\text{А} \cdot \text{с})$. Прозрачность ортоферритов в красном свете ($\lambda = 0,6 \text{ мкм}$) существенно выше, чем у других материалов, что в сочетании с высокими магнитооптическими свойствами позволяет использовать эффект Фарадея для наблюдения доменных структур в ортоферритах и считывания ЦМД.

Т а б л и ц а 2.38. Параметры некоторых ортоферритов ReFeO_3

Редкоземельный элемент	I_g , кА/м	h , мкм	l_0 , мкм	$\gamma_{гр}$, мДж/м ²	D , мкм
Y	8,3	76	20,2	1,8	76
Sm	6,7	28	23,4	1,3	152
Eu	6,6	51	29,9	1,6	140
Er	6,5	51	31,6	1,6	152
Yb	11,4	76	24,2	3,9	97
$\text{Sm}_{0,6}\text{Er}_{0,4}$	6,6	46	6,5	0,35	25
$\text{Sm}_{0,55}\text{Tb}_{0,4}$	8,6	51	3,2	0,3	19

Большие размеры ЦМД в ортоферритах дают возможность получить плотность размещения информации всего порядка 10^3 — 10^4 бит/см², вследствие чего ортоферриты не являются перспективными материалами для устройств на ЦМД.

Чтобы повысить плотность размещения информации, необходимо применять материалы с меньшими размерами (диаметрами) доменов. Этому требованию отвечают некоторые редкоземельные одноосные ферриты-гранаты, гексаферриты и аморфные магнитные пленки редкоземельных сплавов d - (или f -) металлов.

Ферриты-гранаты со структурной формулой $\text{R}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ содержат домены с диаметром порядка не более нескольких микрометров, что позволяет получить плотность размещения информации 10^5 — 10^6 бит/см² и даже выше. Однако подвижность доменных границ этой группы материалов ниже, чем у ортоферритов, и приблизительно равна $0,025 \text{ м}^2/(\text{А} \cdot \text{с})$.

В табл. 2.39 приведены параметры некоторых смешанных редкоземельных ферритов-гранатов со структурной формулой $(\text{R}_1, \text{R}_2, \dots)_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$, из которой видно, что толщина пластинок из ферритов-гранатов должна быть порядка микрометра.

Такие тонкие пластины механической обработкой получить нельзя. Поэтому вместо пластин применяют монокристаллические пленки, изготавливаемые эпитаксиальным методом — наращиванием

пленки на немагнитной подложке. Кристаллическую структуру и постоянную решетки подложки подбирают в соответствии с требуемой структурой получаемой пленки, причем ориентация кристаллических осей растущей пленки повторяет направление осей подложки.

Изготовление пленок эпитаксиальным методом производят путем химического осаждения металлов, входящих в состав граната, в виде галогенидных паров на монокристаллическую немагнитную подложку либо путем погружения подложки в расплав соответствующих оксидов граната (жидкофазная эпитаксия).

Таблица 2.39. Параметры некоторых редкоземельных ферритов-гранатов

Состав	I_s , кА/м	h , мкм	l_0 , мкм	$\gamma_{\text{гр}}$, мДж/м ²	D , мкм	$\mu_{\text{гр}}$, м ² /(А·с)
$\text{Eu}_2\text{Er}_1\text{Ca}_{0,7}\text{Fe}_{4,3}\text{O}_{12}$	13,8	6	0,17	0,17	7	—
$\text{Eu}_{0,6}\text{Y}_{2,4}\text{Fe}_{3,85}\text{Ca}_{1,15}\text{O}_{12}$	22,3	4	0,4	—	4	—
$\text{Er}_2\text{Eu}_1\text{Ca}_{0,7}\text{Fe}_{4,3}\text{O}_{12}$	23,5	5,6	0,5	0,35	5	0,006
$\text{Y}_{0,94}\text{Gd}_{1,07}\text{Yb}_{0,57}\text{La}_{0,42}\text{Al}_{0,7}\text{Fe}_{1,3}\text{O}_{12}$	11,8	5	0,9	0,17	9	0,011
$\text{Y}_{1,5}\text{Eu}_{1,5}\text{Al}_{0,7}\text{Fe}_{4,2}\text{O}_{12}$	37,8	—	0,17	0,29	2	—
$\text{Eu}_2\text{Y}_1\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	124,0	1,5	0,066	—	0,7	—

Способ эпитаксии из газовой фазы обеспечивает получение пленок более высокого качества, однако эпитаксия из жидкой фазы не требует сложных установок и более технологична. Промышленное изготовление тонких пленок производят методом изотермической эпитаксии из переохлажденного расплава. Шихту, состоящую из смеси феррита-граната и растворителя (чаще всего $\text{PbO} + \text{V}_2\text{O}_5$), в платиновом тигле помещают в печь и выдерживают в ней при температуре 1100—1150°С в течение суток до полной гомогенизации расплава. После охлаждения расплава до температуры, соответствующей началу кристаллизации (800—1000°С), в него погружают подложку, предварительно подогретую до той же температуры для исключения неконтролируемого самопроизвольного роста пленки. Подложку вращают в расплаве. При этом происходит диффузионный перенос кристаллизующего вещества через граничный слой. Толщина образующейся пленки примерно пропорциональна времени выращивания. Частота вращения (50—250 об/мин) определяет скорость выращивания пленки и ее однородность. Далее подложку с наращенной пленкой заданной толщины медленно вынимают из печи. Эпитаксиальный метод позволяет выращивать пленки с большой полезной площадью при хорошей воспроизводимости. Качество пленок зависит в основном от качества подложки. Подложки изготавливают из немагнитных гранатов, чаще всего из монокристаллических пластин гадолиний-галлиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$. Для этого монокристалл разрезают алмазными дисками перпендикулярно оси [111] на тонкие пластины 0,5—1 мм, которые тщательно полируют, ибо структура наращиваемой пленки воспроизводит дефекты подложки. Толщину подложки доводят до 0,3 мм.

Недостаток эпитаксиальных пленок заключается в сравнительно высокой стоимости изготовления и обработки подложки. Необходимая для образования ЦМД одноосная анизотропия возникает в процессе технологии изготовления пленок и обусловлена механическими напряжениями, которые появляются из-за неполного соответствия постоянных решетки подложки и эпитаксиального слоя, а также вследствие влияния небольших примесей свинца или висмута, которые попадают в пленку из расплава.

Для подавления твердых ЦМД (см. § 1.10) принимают специальные технологические меры, направленные на создание определенной структуры доменной стенки: ионное внедрение или покрытие поверхности пленки феррита-граната тонкой пленкой пермаллоя. При ионной имплантации вследствие бомбардировки пленки ионами с высокой энергией на ее поверхности образуется замыкающий магнитный слой толщиной меньше 1 мкм, намагниченность которого вследствие возникающих механических напряжений направлена перпендикулярно намагниченности ЦМД и лежит в плоскости пленки, т. е. доменная стенка будет содержать только две ВБЛ. Наиболее простым способом подавления твердых ЦМД является отжиг пленок в инертной среде при 1100° С.

Изменяя состав редкоземельных элементов в ферритах-гранатах, получают класс материалов, обладающих широким диапазоном параметров, необходимых для построения разнообразных ЦМД-устройств. Широкое применение получили ферриты-гранаты на основе $(\text{EuY})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$ с диаметром домена порядка 4 мкм и высоким значением качества материала $q \approx 3$, обладающие, однако, невысокой подвижностью $\mu_{\text{гр}} \approx 0,021 \text{ м}^2/(\text{А} \cdot \text{с})$.

Насущной задачей является синтезирование многокомпонентных гранатов с повышенными динамическими свойствами. Поскольку эти материалы состоят из нескольких подрешеток, то определенный подбор компонентов состава позволяет за счет спин-орбитальных взаимодействий увеличить гиромангнитное отношение γ , что приводит к возрастанию предельной скорости доменной границы [см. (1.177)]. Так, в некоторых европиевых гранатах γ возрастает по сравнению с гиромангнитным отношением электрона [см. (1.2)] примерно в 30 раз. Перспективными являются ферриты-гранаты на основе $(\text{ErEu})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$, $(\text{ErGd})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$, $(\text{EuGd})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$, $(\text{ErEu})_3(\text{GaAlFe})_5\text{O}_{12}$ с высокими динамическими свойствами.

Не менее важной характеристикой является термостабильность свойств ферритов-гранатов. Наиболее термостабильны смешанные ферриты на основе $(\text{YSm})_3(\text{CaGeFe})_5\text{O}_{12}$, у которых при изменении температуры от -20 до $+100^\circ\text{C}$ I_s уменьшается практически линейно от 19 до 9 кА/м.

Аморфные магнитные пленки сплавов переходных металлов с редкоземельными металлами типа Gd-Co и Gd-Fe являются сравнительно новыми перспективными доменосодержащими материалами с диаметром ЦМД меньше 1 мкм, что позволяет повысить плотность записи информации до 10^9 бит/см². Их отличают также

простота изготовления, относительно низкая стоимость, поскольку свойства аморфных материалов в отличие от эпитаксиальных пленок слабо зависят от материала и качества подложки.

Магнитоупорядоченные интерметаллические пленки GdCo_3 и GdFe_2 обеспечивают существование устойчивых ЦМД при определенном соотношении между компонентами состава, определенной толщине пленки и соответствующих условиях выращивания. Пленки производят чаще всего методом радиочастотного распыления на подложки из стекла или электролитическим осаждением на подложки из меди. Перпендикулярная анизотропия создается условиями роста за счет определенной ориентации части магнитных моментов Co или Fe в пленках GdCo_3 или GdFe_2 , хотя до конца механизм возникновения одноосности в аморфных пленках не ясен. Бинарные аморфные сплавы Gd-Co обладают следующими характеристиками: константа анизотропии $K_A = 10^4 \div 7 \cdot 10^4 \text{ Дж/м}^3$, намагниченность насыщения $I_s = 8 \div 80 \text{ кА/м}$, фактор качества $q = 1 \div 10$.

Эти материалы отличает сравнительно небольшое значение коэрцитивной силы $H_c < 790 \text{ А/м}$, что весьма важно для ЦМД-устройств, ибо повышает их быстродействие. Коэрцитивную силу H_c можно уменьшить примерно на порядок отжигом или ионной бомбардировкой.

Недостаток бинарных пленок заключается в их низкой термостабильности. Термостабильность аморфных пленок повышают введением в бинарный состав немагнитных материалов (Mo, Au, Cu). В пленках Gd-Co-Mo (9—16% Mo) толщиной около 2 мкм, обладающих намагниченностью насыщения, составляющей примерно 40—80 кА/м, существуют ЦМД диаметром порядка 2 мкм. Наиболее перспективными являются термостабильные пленки $(\text{Gd}_{9,5}\text{Co}_{90,5})_{82}\text{Mo}_{18}$ с диаметром ЦМД около 0,5 мкм, отличающиеся также пониженным значением коэрцитивной силы. Существенный недостаток аморфных пленок состоит в их сравнительно низком электрическом сопротивлении.

Гексагональные ферриты со структурными формулами $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, $\text{PbAl}_4\text{Fe}_8\text{O}_{12}$, $\text{BaAl}_4\text{Fe}_8\text{O}_{12}$ характеризуются высокой намагниченностью насыщения (около 300 кА/м), высоким фактором качества (≈ 5) и обеспечивают получение субмикронных ЦМД, но их низкая подвижность, составляющая примерно $10^{-4} \text{ м}^2/(\text{А} \cdot \text{с})$, ограничивает область применения этих материалов.

§ 2.23. Материалы для магнитооптических устройств

Пригодность магнитных материалов для создания на их основе магнитооптических устройств зависит от совокупности магнитооптических свойств.

Магнитооптические свойства оценивают по магнитооптической активности в диапазоне оптических волн с учетом возможной их анизотропии.

Магнитооптическую активность характеризуют с помощью угла удельного фарадеевского вращения $\theta_F = \varphi_F/d$ (см. § 1.15) и коэффициента поглощения

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln I_0/I_1, \quad (2.37)$$

где d — толщина образца; I_0, I_1 — соответственно интенсивности падающего и прошедшего кристалл света.

Иногда удобно использовать понятие коэффициента оптической добротности

$$\psi = 2\theta_F/\alpha. \quad (2.38)$$

Анизотропия оптических свойств проявляется в наличии двойного лучепреломления с коэффициентом ν и в различии скоростей распространения света вдоль различных кристаллографических осей. В оптически изотропных магнитных материалах двулучепреломление отсутствует, и угол фарадеевского вращения

$$\varphi_F = \theta_F d. \quad (2.39)$$

Для анизотропных материалов справедливо выражение

$$\varphi_F = 2\theta_F \left/ \left(\nu \sin \frac{\nu d}{2} \right) \right. \quad (2.40)$$

В анизотропных материалах существуют направления, называемые оптическими осями, вдоль которых световая волна распространяется без двулучепреломления. В этом случае

$$\varphi_F = \theta_F d \cos \kappa, \quad (2.41)$$

где κ — угол между оптической осью кристалла и вектором намагниченности.

Оптические свойства материала наиболее полно оценивают по магнитооптическим спектрам, т. е. по зависимости любого параметра магнитооптических эффектов от длины волны падающего света λ . Для магнитооптических материалов принято использовать зависимости α, θ_F, ψ от λ . Из рис. 2.59, на котором показан спектр ортоферрита YFeO_3 , видно, что при $\lambda > 1,35$ мкм материал оптически высокопрозрачен, поскольку оптическое поглощение практически отсутствует. На частотах, соответствующих $\lambda_1 = 0,62$ мкм и $\lambda_2 = 0,84$ мкм, наблюдаются минимумы поглощения — так называемые окна прозрачности. Такая картина обусловлена электронной структурой материала и процессами, происходящими при воздействии электромагнитной волны. Для металлических материалов магнитооптические свойства определяются межзонным поглощением света и внутризонным ускорением свободных носителей тока. Для магнитодиэлектриков (ферритов-гранатов, ортоферритов, гексаферритов), как отмечалось ранее, магнитооптические спектры связаны с эффектом Зеемана и с изменением силы оптических переходов между энергетическими уровнями. Вследствие квантовомеханических правил отбора переходы электронов на возбужденные уровни

квазиизолированных магнитоактивных ионов внутри незаполненных оболочек разрешены лишь частично. Это приводит к тому, что металлические материалы, как правило, более оптически активны, чем ферриты. Они обладают большими значениями θ_F , но прозрачность ферритов на несколько порядков выше.

Магнитооптические материалы должны обладать высоким удельным фарадеевским вращением θ_F и малым коэффициентом оптического поглощения α . Желательно иметь материалы, свободные от двулучепреломления или с малым значением $\nu \ll \theta_F$. Конкретные технические применения накладывают дополнительные требования на характеристики магнитооптических материалов. Так, для создания фазовращателей и тому подобных устройств нужны материалы со сравнительно низкой намагниченностью насыщения. Иногда требуются материалы с определенным уровнем коэрцитивной силы и с малой одноосной анизотропией и т. п.

Наиболее перспективными магнитооптическими материалами являются ферриты. Металлические магнитооптические материалы, к которым относятся MnBi -, CrO_2 - пленки, не нашли широкого применения, поскольку наряду с очень большим удельным фарадеевским вращением $\theta_F = 30 \cdot 10^5$ они имеют высокие поглощение $\alpha = 60 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, в результате чего коэффициент добротности этих материалов $\psi = 0,3$ град/дБ при $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$ ниже, чем у ферритов. Пленки из MnBi используют для термомагнитной записи, и их свойства рассмотрены в § 2.24.

Для магнитооптических ферритов характерна высокая прозрачность при достаточном уровне удельного фарадеевского вращении. Полученные в результате направленного синтеза компонентов эти материалы обеспечивают высокие магнитооптические характеристики в определенной части оптического диапазона, соответствующей их окнам прозрачности. Для производства ферритов используют исходное сырье высокой чистоты. Весь технологический процесс построен таким образом, чтобы получить материал, свободный от примесей и включений, так как даже незначительная их доля резко ухудшает прозрачность феррита.

Монокристаллические ферриты должны обладать высокой степенью совершенства, т. е. пространственно однородной кристаллической структурой. Однако на практике вследствие неоднородности по составу и наличию индуцированной анизотропии это требование часто нарушается, что приводит к неоднородности магнитооптических параметров. Поэтому применение монокристаллических ферритов ограничено. В СССР разработаны и выпускаются две марки монокристаллов: иттриевый гранат 240КФ и иттриевый с

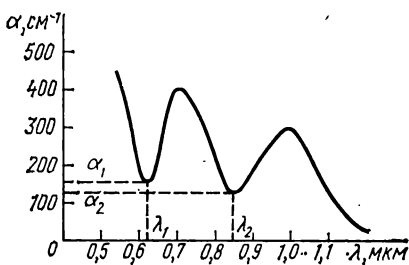


Рис. 2.59. Оптический спектр ортоферрита YFeO_3

добавкой галлия 180КФ. Их магнитные и магнитооптические свойства (на длине волны $\lambda=1,15$ мкм) приведены в табл. 2.40. Лучший эффект дает использование эпитаксиальных пленок, изготовленных методом жидкофазной эпитаксии из раствора.

Феррогранаты имеют окно прозрачности в диапазоне волн 1,15—5 мкм. Наиболее перспективными материалами являются чистые железиттриевые гранаты (ЖИГ) и висмутосодержащие гранаты, в которых часть иттрия заменена на висмут.

Т а б л и ц а 2.40. Магнитооптические свойства промышленных монокристаллов (ОСТ 11707.024—82)

Марка феррита	θ_F , град/см	α , см ⁻¹ (не более)	I_F , кА/м	H_a , кА/м	θ , °С	ρ , Ом·м	$\gamma \cdot 10^{-8}$, кг/м ³
240КФ	240±30	0,5	140±8	3,44±0,16	263±10	10 ¹¹ —10 ¹²	5,17
180КФ	180±20	0,7	24±4	5,2±0,4	155±10	10 ⁸ —10 ⁹	5,30

Примечания: 1. θ_F и α при $\lambda=1,15$ мкм измерены для образцов в виде дисков диаметром 3,0—10 мм и высотой 0,5—4,0 мм. 2. H_a — поле анизотропии, численно равное отношению константы анизотропии к намагниченности насыщения.

ЖИГ ($Y_3Fe_5O_{12}$) обладают высокой прозрачностью ($\alpha < 0,1$ см⁻¹) в диапазоне волн $\lambda=1 \div 6$ мкм при значительном коэффициенте добротности $\psi=7$ град/дБ. Важное преимущество этих материалов заключается в высокой изотропности магнитооптических свойств. Другое преимущество состоит в хорошей температурной стабильности. Так, при изменении температуры от 20 до 80° намагниченность ЖИГ уменьшается примерно на 10%.

Замещение иттрия смесью некоторых редкоземельных элементов позволяет значительно увеличить θ_F без ухудшения прозрачности. В ближней инфракрасной области при $\lambda=1,06$ мкм наибольший θ_F получен введением празеодима и неодима. Так, гранат $GdPr_2Ga_{0,5}Fe_{4,5}O_{12}$ обладает добротностью 28 град/дБ, что в 4 раза превышает добротность чистого ЖИГ.

Висмутосодержащие гранаты имеют очень высокие значения θ_F при незначительном α , а следовательно, огромный коэффициент добротности. Например, магнитооптические свойства феррита $Gd_{1,6}Bi_{1,4}Fe_5O_{12}$ характеризуются следующими параметрами: $\psi=10^3$ град/дБ при $\lambda=1,15$ мкм; на длине волны $\lambda=0,5$ мкм $\theta_F=1,5 \cdot 10^5$ град/см, $\psi=20$ град/дБ. Оптимальная толщина пленок ферритов-гранатов составляет 10—15 мкм при $\lambda=0,56 \div 0,58$ мкм.

Синтезирование эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов, включающее подбор состава исходных пленок и подложки, выбор оптимальной обработки (отжига), обеспечивает получение материалов с высокими магнитооптическими свойствами, различающихся по намагниченности, коэрцитивной силе, анизотропии, подвижности доменной стенки и т. п.

Ферриты-гранаты являются основными магнитооптическими материалами в инфракрасной области. Для видимого света они мало пригодны. Имеются данные об использовании высококачественных пленок ферритов-гранатов в видимом свете вплоть до $\lambda=0,35$ мкм.

Ортоферриты характеризуются большим уровнем удельного фарадеевского вращения и высокой прозрачностью при $\lambda>0,5$ мкм, т. е. в видимом и ближнем инфракрасном свете. Это наиболее перспективные материалы для ближнего инфракрасного света: $\alpha=0,1\div 1$ см⁻¹ (в видимом свете $\alpha=10^2$ см⁻¹). Однако при реализации устройств на этих материалах надо иметь в виду следующие особенности. Технология производства ортоферритов (см. § 2.22) не позволяет изготавливать очень тонкие пластины (меньше 1 мкм). Именно по этой причине ортоферриты применяют при $\lambda>0,5$ мкм, хотя имеются данные о том, что и при $\lambda=0,45$ мкм их оптические свойства выше свойств MnBi-пленок и характеризуются следующими параметрами: $\theta_F=10^5$ град/см, $\alpha=3\cdot 10^4$ см⁻¹, $\psi=0,6$ град/дБ. Оптимальная толщина пластин ортоферритов для $\lambda=0,63$ мкм составляет 60—90 мкм. Вторая особенность связана с оптической анизотропностью ортоферритов, обусловленной низкой симметрией ромбической ячейки. Для исключения явления двулучепреломления пластины из ортоферритов вырезают нормально к оптической оси. При этом реализуется устойчивая полосовая доменная структура, а не ЦМД. Установлено, что в очень тонких пластинах при толщинах порядка 1 мкм двулучепреломление незначительно, и материал можно в этом случае считать изотропным. Введение в ортоферрит ионов редкоземельных элементов значительно повышает изотропность их оптических свойств. Например, в ортоферрите Nd_{0,8}Pr_{0,2}FeO₃ двулучепреломление практически отсутствует.

Феррошпинели, содержащие ионы Co²⁺ в тетраэдрических позициях, типа CoT_xFe_{2-x}O₄ (T=Rh, Al, Cr) используют в качестве магнитооптических материалов при $\lambda=5\div 12$ мкм, где они обладают высокой прозрачностью и большим θ_F (до 10^5 град/см). Это практически единственные материалы, пригодные для создания магнитооптических устройств в этом диапазоне волн.

§ 2.24. Материалы для термомагнитной записи

Термомагнитная запись основана на использовании термомагнитных эффектов в ферро- и ферримагнитных средах со специфическими доменными структурами в виде доменов весьма малых размеров (порядка единиц микрометров).

Под направленным воздействием теплового луча (например, сфокусированного луча лазера) в магнитном материале происходит локальное изменение его свойств относительно их значений, дит локальное изменение его свойств относительно их значений при нормальных внешних условиях — температуре T_0 . Вид термомагнетизма зависят от строения материала и его магнитного порядка. Последующее охлаждение в слабом магнитном поле позволяет

сформировать локальный участок записи (стирания) информации, которая считывается магнитооптическим способом.

Выбор магнитного материала для этих целей диктуется соотношением между необходимым качеством термомагнитной записи (стирания) информации и надежностью ее воспроизведения.

Минимальное значение плотности записывающего пятна (без его расплывания) получается в материалах весьма малой толщины с низкой теплопроводностью λ_t , большим коэффициентом поглощения α при наличии небольшого перепада температур $\Delta T = T_n \div T_0$.

Максимальный сигнал считывания могут обеспечить материалы относительно большой толщины с высокими магнитооптическими параметрами — с высоким удельным фарадеевским вращением θ_F и малым поглощением α .

Для осуществления качественной записи при наличии надежно воспроизведения сигнала целесообразно использовать материалы с высоким значением θ_F^2/α и низкой теплопроводностью λ_t .

Для создания конкретных технических устройств с термомагнитной записью в качестве материалов используют ферромагнитные и ферримагнитные пленки с разнообразными термомагнитными характеристиками. Под влиянием температуры в различных материалах может изменяться намагниченность, коэрцитивная сила, анизотропия и другие параметры.

Принято [2.18] классифицировать магнитные материалы для термомагнитной записи по типу термомагнитного эффекта, который при этом используется.

Материалы для записи в точке Кюри. Их применение основано на использовании температурной зависимости спонтанной намагниченности вблизи точки Кюри θ .

Эта группа материалов состоит из металлических пленок с сильной перпендикулярной анизотропией, классическим представителем которой является марганцево-висмутовая пленка (MnBi), обеспечивающая плотность записи порядка 10^6 бит/см².

Монокристаллические марганцево-висмутовые пленки изготавливают напылением на подложку из слюды слоев Bi и Mn , поверх которых для защиты пленки от разложения и для снижения потерь на отражение наносят слой SiO определенной толщины. Для получения однородного слоя соединения MnBi эту многослойную структуру отжигают при $t = 300^\circ$ в течение 70 ч в вакууме, в результате чего образуется пленка с низкотемпературной фазой (гексагональной кристаллической структуры), причем ось легкого намагничивания ориентирована перпендикулярно подложке.

При локальном нагревании участка пленки выше точки Кюри ($T_n \approx 360^\circ\text{C}$) происходит временная потеря намагниченности. Магнитное поле напряженностью 24 кА/м, приложенное перпендикулярно поверхности пленки, обеспечивает полное перемагничивание этого локального участка при сохранении исходной намагниченности других. Чувствительность записи не хуже 1 нДж/мкм². Фарадеевское вращение $\psi = 2\theta_F/\alpha$ для данного материала на длине волны 0,63 мкм составляет 3,6 град/дБ. Путем закалки (от 400°C) низ-

котемпературной фазы изготавливают MnBi-пленки с высокотемпературной фазой. По своим параметрам эти пленки более пригодны для целей термомагнитной записи, так как имеют более низкую температуру Кюри ($T_H \approx 180^\circ \text{C}$), более высокую чувствительность записи ($0,1 \text{ нДж/мкм}^2$) почти при тех же магнитооптических параметрах ($\psi = 1,4$ град/дБ). Существенный недостаток MnBi-пленок, ограничивающий их применение в промышленных устройствах, заключается в их фазовой нестабильности. Стабильность свойств MnBi-пленок повышают замещением части Bi на другие элементы (Ti, Rh, Ru).

Материалы для записи в точке компенсации T_K . Их применение основано на использовании температурной зависимости коэрцитивной силы ферромагнетика вблизи точки компенсации.

Если нагреть ферромагнетик, состоящий из двух противоположных по намагниченности магнитных подрешеток, до температуры, равной точке компенсации, то наблюдается резкое возрастание анизотропии и коэрцитивной силы. Небольшое отклонение от T_K приводит к значительному падению H_c и уменьшению поля зарождения доменов обратной намагниченности.

Группа этих материалов весьма многочисленна. Рассмотрим некоторые из них.

Железогодолиниевые гранаты (ЖГГ) $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ позволяют осуществлять запись практически при комнатной температуре. Коэрцитивная сила и температура компенсации зависят от условий изготовления пленок. Чистые ЖГГ-пленки толщиной 1 мкм , изготовленные методом эпитаксиальной технологии, обеспечивают при насыщении получение устойчивых доменных структур с размером домена порядка 3 мкм и обладают петлей гистерезиса с высокой прямоугольностью. Если же пленку поместить при $T = 15^\circ \text{C}$ в поле записи (около 8 кА/м), направленное перпендикулярно ее поверхности, то нагревание лучом лазера локального участка до $T = 20^\circ \text{C}$ приводит к снижению поля зарождения доменов обратной полярности и обеспечивает перемагничивание этого участка. Чувствительность записи составляет $0,1\text{—}0,8 \text{ нДж/мкм}^2$. Недостатками этих пленок являются их сравнительно невысокие магнитооптические параметры ($\psi = 2,3$ град/дБ при $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$) и более низкое, чем комнатная температура, значение $T_K = 9\div 13^\circ \text{C}$. Для смещения точки компенсации в нужную сторону (ближе к $T_K = 20^\circ \text{C}$) вводят добавки алюминия.

Висмутсодержащие пленки $(\text{YGdBi})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$ позволяют осуществить запись с высокой плотностью (минимальный стабильный размер домена 1 мкм) при достаточно большой чувствительности записи ($0,1\text{—}1 \text{ нДж/мкм}^2$) в сравнительно невысоких полях ($8\text{—}40 \text{ кА/м}$). Эти пленки обладают хорошими магнитооптическими параметрами ($\psi = 100$ град/дБ при $\lambda = 0,56 \text{ мкм}$).

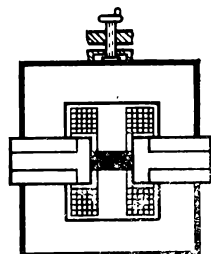
Аморфные пленки на базе интерметаллических соединений GdCo отличаются высокой прямоугольностью петли гистерезиса и сравнительно невысоким уровнем требуемого поля записи (16 кА/м). Однако их магнитооптические параметры низки ($\psi = 1\div 2$ град/дБ).

Двухслойные пленки с повышенным показателем качества являются наиболее перспективными материалами. Они состоят из двух специальным образом подобранных слоев ферромагнитной пленки. Первый слой с намагниченностью I_1 изготавливают из материала, параметры которого обеспечивают высокую плотность записи при высокой чувствительности. Это металлические пленки с большой намагниченностью и большим поглощением α . Второй слой с намагниченностью $I_2 \ll I_1$ предназначен для выполнения надежного считывания информации и должен иметь высокие магнитооптические характеристики. Это ферритовые пленки с высокими прозрачностью и значением фарадеевского вращения. Хорошие показатели получены у материалов с первым слоем из MnBi-пленки совместно с пленкой из содержащего Bi граната. Запись обеспечивается с высокой чувствительностью (порядка $0,01$ нДж/мкм²), а эффективность считывания при $\lambda = 0,56$ мкм обусловлена высоким значением $\psi = 100$ град/дБ.

Материалы для записи в точке переориентации. Их применение основано на эффекте переориентации спинов под воздействием нагрева до определенной температуры слабых ферромагнетиков с низкой симметрией, что приводит к изменению направления оси легкого намагничивания, а следовательно, и к повороту вектора намагниченности.

Перспективными материалами этой группы являются ортоферриты со значительной перпендикулярной анизотропией, например (Sm, Tb)FeO₃-пленки толщиной $0,1$ мкм. В исходном состоянии вектор намагниченности по всей пленке расположен перпендикулярно ее поверхности. Нагрев материала выше точки переориентации ($T_n = 45^\circ \text{C}$) приводит к локальному развороту вектора намагниченности в плоскость пленки. После остывания под действием сильного поля анизотропии и небольшого поля записи этот вектор возвращается в исходное состояние, причем его направление на участке записи противоположно ориентации векторов намагниченности других участков пленки. Эти материалы позволяют осуществлять запись при комнатной температуре с высокой чувствительностью $0,01$ кДж/мкм² при достаточной надежности считывания ($\psi = 6$ град/дБ при $\lambda = 0,45$ мкм).

Испытания магнитных материалов



§ 3.1. Общие вопросы магнитных измерений

Магнитные измерения представляют собой обширную область измерительной техники. Испытания свойств магнитных материалов являются только частью этой области. Методику испытаний и аппаратуру для них в зависимости от назначения можно разделить на три вида:

- 1) для приемно-сдаточных испытаний в соответствии с нормативными документами на магнитные материалы;
- 2) для текущего производственного контроля на отдельных стадиях производства магнитных материалов;
- 3) для научно-исследовательских работ.

В настоящей книге кратко рассмотрены только первые два вида испытаний.

Как следует из предыдущих глав, при испытаниях магнитных материалов в большинстве случаев необходимо измерять напряженность магнитного поля, магнитную индукцию и потери на перемагничивание. Диапазон изменения этих величин и условия измерения (температура, частота и др.) для разных групп материалов весьма разнообразны. Приведем краткую характеристику наиболее широко используемых при испытаниях методов и приборов*.

Индукционно-импульсный (баллистический) метод позволяет измерять изменение потокосцепления с измерительной катушкой

$$\Delta\psi = C_{\Phi}\alpha, \quad (3.1)$$

где C_{Φ} — постоянная измерительного прибора (баллистического гальванометра или веберметра) по магнитному потоку; α — отклонение подвижной части указателя (для баллистического гальвано-

* Предполагается, что начальные сведения по магнитным и электрическим измерениям, например в объеме [3.4], читателю известны.

метра — первый максимальный или так называемый баллистический отброс), возникающее в результате изменения магнитного потока.

Постоянная C_Φ баллистического гальванометра сложным образом зависит от сопротивления внешней цепи. Поэтому при измерениях необходимо градуировать гальванометр по образцовой мере магнитного потока — катушке взаимной индуктивности, что значительно усложняет процесс измерения. Следует отметить, что точность измерений [справедливость уравнения (3.1)] зависит от отношения длительности импульса ко времени первого отброса. Чем меньше это отношение, тем выше точность, т. е. баллистический гальванометр точнее измеряет короткие импульсы. Ориентировочно можно считать, что при работе баллистического гальванометра в периодическом режиме погрешность, связанная с конечным временем импульса, составляет 0,2—0,3%, если длительность импульса в 10 раз меньше времени первого отброса.

Баллистические гальванометры, представляющие собой лабораторные приборы и требующие стационарной установки (переносные баллистические гальванометры применяют мало, так как они менее чувствительны), характеризуются следующими средними техническими параметрами: $C_\Phi = (0,8 \div 50) 10^{-6}$ Вб/(мм/м), основная погрешность при работе в качестве прибора непосредственной оценки составляет около 0,8—1,0% [3.6].

Для измерения магнитного потока применяют также магнитоэлектрические и фотоэлектрические веберметры.

Постоянная C_Φ веберметра мало зависит от изменения внешнего сопротивления в некоторых пределах (для магнитоэлектрических веберметров — до нескольких десятков ом; для фотоэлектрических до нескольких сотен ом). Поэтому шкалы веберметров градуируют непосредственно в единицах магнитного потока, что является большим преимуществом этих приборов перед баллистическими гальванометрами.

Магнитоэлектрические веберметры, являющиеся переносными стрелочными приборами, относительно просты по устройству и в обращении; поэтому их широко используют при массовых испытаниях магнитных материалов в цеховых условиях. Основным недостатком этих приборов является низкая чувствительность, которая на 1,5—2 порядка ниже чувствительности баллистических гальванометров.

Веберметрами можно измерять медленно изменяющиеся потоки (секунды и минуты), когда баллистические гальванометры непригодны.

В СССР широко применяют магнитоэлектрический веберметр М1119, обладающий следующими характеристиками: $C_\Phi = 10^{-4}$ Вб/дел; погрешности не выше $\pm 1,0\%$ при сопротивлении внешней цепи до 10 Ом, $\pm 2,5\%$, — до 20 Ом и $\pm 4\%$ — до 30 Ом.

Фотогальванометрические веберметры представляют собой сочетание гальванометра с фотокомпенсационным усилителем. Наибольшей чувствительностью обладает микровеберметр Ф191 с це-

ной деления от 200 до 0,02 мкВб при гарантированной погрешности 1,0—2,5% (предусмотрена автоматическая коррекция и установка нуля). Отечественная промышленность выпускает электронный веберметр Ф199 с пределами измерений от 25 до 2500 мкВб (с погрешностью 1,5—2,5%) и высокоточный цифровой веберметр Ф5050 с нижним пределом 10 мкВб.

Для определения баллистическим методом магнитной индукции и напряженности магнитного поля на испытуемые образцы накладывают измерительные обмотки.

При измерении магнитной индукции измерительная обмотка должна охватывать образец, прилегая возможно ближе к его поверхности и располагаясь таким образом, чтобы витки были перпендикулярны направлению магнитного потока.

Изменение магнитной индукции

$$\Delta B = \frac{C_{\Phi a}}{(Sw)_B}, \quad (3.2)$$

где $(Sw)_B$ — произведение средней площади измерительной катушки на число ее витков (постоянная катушки).

Иногда, например при испытаниях образцов из пермаллоев в защитных каркасах (см. § 3.2), между образцом и измерительной обмоткой существует воздушный зазор, на поток в котором необходимо вводить поправку. В этом случае

$$\Delta B = \frac{C_{\Phi^2}}{(Sw)_B} - \mu_0 H \left(\frac{S}{S_1} - 1 \right), \quad (3.3)$$

где H — напряженность магнитного поля; S_1 — площадь сечения образца.

При измерении напряженности магнитного поля в образце пользуются тем, что касательная составляющая напряженности магнитного поля на границе сред с разными значениями магнитной проницаемости (образец — воздух) непрерывна. Следовательно, измерив H на поверхности образца, можно считать (с допустимым для большинства практических случаев приближением), что эта же напряженность поля имеет место и в образце.

Катушку для измерения напряженности поля выполняют в виде плоской обмотки, располагая ее перпендикулярно направлению поля на одной из сторон образца и возможно ближе к нему.

Изменение напряженности магнитного поля

$$\Delta H = \frac{C_{\Phi a}}{\mu_0 (Sw)_H}, \quad (3.4)$$

где $(Sw)_H$ — постоянная измерительной катушки для измерения напряженности поля.

Некоторые нормативные документы предусматривают учет погрешности, возникающей при использовании баллистического галь-

ванометра с прямолинейной шкалой, которую подсчитывают по формуле

$$\Delta \alpha = \frac{\alpha^3}{3L^2}, \quad (3.5)$$

где α — отклонение указателя, отсчитанное по шкале; L — расстояние между зеркалом гальванометра и шкалой, выраженное в делениях шкалы.

Баллистический метод является классическим методом определения магнитных характеристик в постоянных магнитных полях. Погрешность при испытаниях магнитных материалов этим методом составляет приблизительно 1—3%, в случае применения специальных компенсационных схем ее можно уменьшить до десятых долей процента. Основными недостатками баллистического метода являются большая трудоемкость, невозможность проведения непрерывных измерений, трудность автоматизации.

Индукционный метод основан на измерении переменной э. д. с., индуцируемой в катушке при изменении потокосцепления, и может быть использован для измерения как постоянных, так и переменных магнитных полей.

При измерении неизменного во времени поля измерительная катушка вращается в магнитном поле с постоянной скоростью. Устройства, основанные на этом принципе, обычно называют измерительными генераторами. При испытаниях магнитных материалов их применяют как коэрцитиметры.

Основными недостатками измерительных генераторов являются сложность механического устройства, а также сравнительно невысокая точность измерений (3—5%). Применение компенсационных схем позволяет повысить точность до 0,1—0,2%, однако это приводит к значительному усложнению подобных устройств.

При измерении переменных во времени полей измерительная катушка остается неподвижной. Среднее значение э. д. с. E_{cp} , индуцированной в ней вследствие изменения потока, определяют по формулам

$$E_{cp} = 4f (S\omega)_B B_{max} \quad (3.6)$$

и

$$E_{cp} = 4\mu_0 f (S\omega)_H H_{max}, \quad (3.7)$$

где $(S\omega)_B$ и $(S\omega)_H$ — постоянные измерительных катушек*; H_{max} и B_{max} — максимальные значения соответственно напряженности поля и магнитной индукции.

Для измерения средних значений э. д. с. применяют в основном магнитоэлектрические вольтметры в сочетании с фазочувствительными выпрямителями: механическими (вибрационными), полупроводниковыми или ламповыми.

* Размещение измерительных катушек на образце рассмотрено при описании баллистического метода.

Устройства такого рода называют феррометрами. В настоящее время в СССР серийно выпускается феррометр Ф5063 для измерения мгновенного и амплитудного значений магнитной индукции и напряженности поля в диапазоне частот от 50 до 1000 Гц.

Погрешность измерения B и H индукционным методом в переменных полях составляет 2—5 %.

Вибрационный метод как разновидность индукционного метода нашел широкое применение при измерении намагниченности слабомагнитных материалов или в образцах весьма малых размеров, например при исследовании тонких магнитных пленок. Идея метода состоит в получении в неподвижных приемных катушках измерительного сигнала, пропорционального намагниченности, за счет вибрации испытуемого магнитного образца относительно этих катушек. Этот метод характеризуется высокой чувствительностью при достаточно высокой точности. Так, магнитометр МВ-2 измеряет магнитный момент в диапазоне от 10^{-6} до $5 \cdot 10^{-2}$ Ам² на образцах размером не более $5 \times 5 \times 5$ мм с погрешностью 1 %.

Ферроиндукционный (магнитомодуляционный) метод положен в основу построения высокочувствительных феррозондовых тесламетров для измерения постоянной и переменной индукции и ее градиентов. Например, прибор Г78 измеряет постоянные поля от 10^{-6} до $5 \cdot 10^{-3}$ Тл, переменные поля с частотой 30—10⁴ Гц на нижнем пределе от 10^{-7} до $2 \cdot 10^{-3}$ Тл с погрешностью не хуже 5 %.

Метод взаимодействия измеряемого поля с полем постоянного магнита (магнитометрический). В этом методе обычно исследуемое намагниченное тело, создающее поле, является неподвижным, а постоянный магнит может вращаться вокруг оси, проходящей через точку опоры. Метод отличается высокими точностью и чувствительностью: погрешность метода составляет десятые доли процента, порог чувствительности равен примерно 10^{-3} — 10^{-4} А/м. Высокая чувствительность и точность метода обусловили его широкое применение при измерении слабых полей (например, поля Земли) и решении некоторых метрологических задач. В области испытания магнитных материалов метод используют главным образом для измерения магнитных моментов постоянных магнитов и других намагниченных тел посредством приборов, называемых астатическими магнитометрами.

Метод, основанный на эффекте Холла, позволяет непосредственно измерять магнитную индукцию или напряженность постоянных, переменных и импульсных магнитных полей.

Гальваномагнитный эффект Холла состоит в следующем. Если образец в виде полупроводниковой пластинки, по которой проходит ток I , поместить в магнитное поле с индукцией B_n , направленное перпендикулярно плоскости пластинки, то в поперечном к току направлении возникает разность потенциалов

$$E = R_{\varphi} \frac{B_n I}{d}, \quad (3.8)$$

где R — постоянная Холла, характеризующая свойства полупроводникового материала; φ — коэффициент, зависящий от отношения длины датчика к его ширине; d — толщина датчика (пластинки).

Из формулы (3.8) следует, что если через датчик Холла пропустить ток $I = \text{const}$, то по измеряемой э. д. с. можно судить о значении магнитной индукции

$$B_n = kE, \quad (3.9)$$

где k — постоянная для данного устройства величина.

Приборы с датчиками Холла имеют практически равномерные шкалы, не содержат контактов или других сложных механических узлов, позволяют осуществлять дистанционные непрерывные измерения и автоматизировать их.

Существует много полупроводниковых материалов, из которых изготавливают датчик Холла. Применяют датчики двух типов: кристаллические и пленочные. Кристаллические датчики выполняют из германия, сурьмянистого индия, арсенида-фосфида индия и некоторых других материалов, а пленочные — из селенида ртути и сурьмянистого индия. Чувствительность пленочных датчиков меньше, чем кристаллических, однако они могут быть изготовлены очень малой толщины (что особенно важно, например, при измерении полей в узких зазорах) и имеют, как правило, лучшую температурную стабильность. Кроме того, пленочные датчики механически прочнее кристаллических.

В качестве примера приведем технические характеристики серийно выпускаемого прибора Ф4354/1 с датчиком Холла; пределы измерения 150—300—600—1500 мТл; класс точности 2,5; размеры пластинки датчика $1,5 \times 2 \times 0,3$ мм; размеры зонда $80 \times 4,5 \times 0,75$ мм.

Более высокой чувствительностью обладает многопределный (до 1 Тл) тесламетр Г77 с нижним пределом измерений $5 \cdot 10^{-6}$ Тл, погрешность которого на этом пределе составляет 5%.

Для точных измерений используют цифровые миллитесламетры. Например, прибор ЭМЦ2-20 позволяет определить индукцию в диапазоне от 10^{-4} до 10 Тл (имеет четыре поддиапазона) с разрешающей способностью 10^{-6} Тл при основной погрешности не более 0,5%.

Для измерения переменных полей частот 20—20 000 Гц предназначен тесламетр Ф4356 с пределами 10^{-3} — $5 \cdot 10^{-1}$ Тл, погрешность которого составляет 4%.

Метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР) основан на использовании резонансного поглощения энергии электромагнитного поля при совпадении частоты поля с частотой прецессии магнитного момента атомного ядра, находящегося также под действием постоянного поля H (см. § 1.14).

Для измерения по методу ЯМР ядросодержащий образец в виде ампулы, заполненной соответствующим веществом (при использовании ядер водорода — дистиллированной водой), помещают в измеряемое поле. Образец охватывается обмоткой, питаемой от высокочастотного генератора, частота которого известна и может

плавно изменяться. При этом высокочастотное поле должно **быть** направлено перпендикулярно постоянному полю H . При значении f , соответствующем значению в (1.211), происходит поглощение энергии. Этот момент может быть зафиксирован с помощью радиотехнических средств (например, электронным осциллографом). Поскольку в качестве ядросодержащего образца выбирают вещества с известным с высокой точностью гиромагнитным отношением $\gamma_{\text{я}}$, то измеряемую величину можно определить из (1.211). Чаще всего используют ядра водорода (протона) с $\gamma_{\text{я}} = 2,675120 \cdot 10^8 \text{ Вб}^{-1} \times \times \text{с}^{-1} \text{ м}^2 \cdot \text{рад}$. Применяя вместо ядер водорода ядра других элементов, отличающихся по $\gamma_{\text{я}}$, можно изменять пределы измерения прибора.

Точность измерений определяется точностью фиксирования момента резонанса и измерения резонансной частоты. Для полей 10^4 — 10^6 А/м значение частоты лежит в диапазоне 10^6 — 10^8 Гц . **Такие частоты обычными приборами (волномерами) могут быть** измерены с погрешностью до 0,01%, а специальными методами — до 0,0001%.

Для фиксирования момента резонанса можно использовать различные схемы и приборы. Весьма часто для этой цели применяют способ модуляции высокочастотного поля слабым переменным полем низкой частоты (50 Гц). Для этого на образец кроме катушки высокочастотного контура накладывается модулирующая катушка. Образец и обе катушки, заключенные в тонкостенный медный стакан вместе с высокочастотным кабелем, представляют собой зонд к прибору.

В результате модуляции на выходе детектора появляется сигнал низкой частоты, который после усиления подается на вертикальные пластины осциллографа. При синусоидальной горизонтальной развертке, синхронной с модулирующим напряжением, на экране осциллографа можно наблюдать резонансную линию. Нужный сдвиг по фазе между напряжением на горизонтальных пластинах и напряжением модулирующего поля устанавливается фазовращателем.

Так как за период модуляции резонансные условия выполняются дважды, то на экране осциллографа одновременно наблюдается два импульса, в общем случае смещенные один относительно другого, что объясняется в основном неоднородностью магнитного поля в пределах объема образца.

Точной настройке в резонанс соответствует симметричное расположение сигналов относительно центра развертки.

Приборам, построенным на основе ЯМР, присуща высокая точность измерения, в десятки раз превышающая точность почти всех других приборов для магнитных измерений. Измерители напряженности магнитного поля, основанные на явлении ЯМР, имеют погрешность 0,02—0,005%.

Следует также отметить, что в методе ЯМР предусмотрено использование универсальной постоянной (гиромагнитного отношения), поэтому результат измерения практически не зависит от внеш-

них причин. Это придает методу особую метрологическую ценность.

Диапазон измеряемых полей измерителей напряженности магнитного поля, выполненных на эффекте ЯМР, с использованием рассмотренной методики, называемой методом вынужденной прецессии ядер, составляет приблизительно $1 \cdot 10^4$ — $2 \cdot 10^6$ А/м.

Для измерения слабых магнитных полей (порядка земного) явление ЯМР используют в виде метода свободной прецессии ядер. Однако такого рода измерительные устройства при испытаниях магнитных материалов не применяют.

В СССР на основе ЯМР (по методу вынужденной прецессии) серийно выпускается измеритель магнитной индукции Ш1-1 с пределами измерения $25 \cdot 10^{-3}$ — $2,5$ Тл. Погрешность прибора не превышает 0,01% при условии, что неоднородность поля в месте размещения датчика не превышает 0,02% на 1 см и 0,1% при неоднородности магнитного поля 0,05%. В приборе использован резонанс на ядрах водорода, лития и дейтерия. Намечен в серийное производство тесламетр Ш1-9 с автоматическим поиском и слежением за резонансным сигналом.

Параметрический метод основан на измерении параметров катушки, намотанной на испытуемый образец. В зависимости от применяемых при этом средств измерения различают мостовой, резонансный и компенсационный методы.

Мостовой метод применяют при определении магнитных характеристик магнитомягких материалов на переменном токе для диапазона частот 50 Гц—200 МГц в слабых полях. При низких частотах возможны измерения и в сравнительно сильных полях.

Метод основан на том, что по измеренным с помощью моста переменного тока индуктивности L_x и активному сопротивлению r_x обмотки с исследуемым магнитным образцом определяют свойства материалов по формулам:

$$\mu' = \frac{\pi D_{\text{ср}}}{\mu_0 S \omega^2} L_x; \quad (3.10)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\mu''}{\mu'} = \frac{r_{\text{п}}}{\omega L_x}; \quad (3.11)$$

$$r_{\text{п}} = r_x - r_0, \quad (3.12)$$

где μ' и μ'' — упругая и вязкая составляющие комплексной магнитной проницаемости; $D_{\text{ср}}$ — средний диаметр образца; S — площадь поперечного сечения образца; ω — число витков обмотки; $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла потерь материала образца; $r_{\text{п}}$ — сопротивление потерь; ω — угловая частота; r_0 — активное сопротивление обмотки.

Силу тока в намагничивающей обмотке для подсчета напряженности поля определяют, например, следующим образом. Измеряют ток в неразветвленной части моста (термоэлектрическим или другим амперметром, показания которого не зависят от частоты) и по известным значениям сопротивлений плеч уравновешенного моста подсчитывают ток в цепи катушки с образцом. В плечо, содержа-

щее L_x и r_x , амперметр непосредственно не включают, так как собственное сопротивление прибора не является постоянным и точно не известно.

Максимальные значения магнитной индукции B_{\max} и напряженности магнитного поля H_{\max} подсчитывают по формулам:

$$B_{\max} = \frac{L_x I \sqrt{2}}{S w \cos \delta}; \quad (3.13)$$

$$H_{\max} = \frac{w I \sqrt{2}}{\pi D_{\text{ср}}}, \quad (3.14)$$

где I — действующее значение тока в цепи обмотки с магнитным сердечником.

Примером мостовой установки, предназначенной для измерения магнитных свойств материалов, может служить установка У520, представляющая собой мост переменного тока для измерений при частотах 450, 1000, 2400 и 4800 Гц. Форма испытуемого образца — кольцеобразный сердечник с наложенными на него обмотками. Установка позволяет производить измерения в двух режимах — синусоидальной магнитной индукции или синусоидальной напряженности поля. Величины, непосредственно измеряемые с помощью комплексного устройства: индуктивность в пределах 0,001—1,0 Гн с погрешностью порядка 2%; эквивалентное сопротивление потерь, соответствующее измерению тангенса угла потерь 0,04—0,6 с погрешностью порядка 6%; действующие значения э. д. с. (в режиме синусоидальной индукции) и намагничивающего тока (в режиме синусоидальной напряженности поля). Минимальная напряженность поля — порядка 1 А/м, максимальная — сотни А/м; максимальная измеряемая индукция составляет 60—80% от индукции насыщения.

Погрешности измерения L_x и r_x мостовыми методами зависят от схемы, частотного диапазона, номинального значения измеряемого сопротивления и составляют в среднем 1—3% для измерения индуктивности и 5% и выше для измерения сопротивления потерь.

Особенно широко мостовые методы применяют при определении магнитных характеристик на высоких частотах ферритов, магнитодиэлектриков и пермаллоев микронного проката.

Резонансный метод основан на измерении добротности колебательного контура, состоящего из индуктивностей с испытуемым сердечником и конденсатора переменной емкости. Измерив резонансную емкость контура и его добротность Q , подсчитывают индуктивность и сопротивление катушки с сердечником по формулам:

$$L_x = \frac{1}{\omega^2 C}; \quad (3.15)$$

$$r_x = \frac{1}{\omega C Q}. \quad (3.16)$$

Далее производят расчеты по формулам (3.10) и (3.11). Приборы, предназначенные для измерения Q , называют измерителями добротности или куметрами.

Колебательный контур питается от высокочастотного генератора, создающего колебания известной частоты f . Напряжение на контуре измеряется электронным вольтметром. Момент резонанса (значение емкости C) фиксируется при максимальном значении этого напряжения.

В качестве примера укажем технические характеристики куметров Е9-4 и Е9-5А, выпускаемых промышленностью.

Куметр Е9-4 имеет пределы измерения 5—600; диапазон частот 50 кГц — 35 МГц; основная погрешность: $\pm 5\%$ для $Q=20\div 60$; $\pm 4\%$ для $Q=50\div 200$ и $150\div 400$.

Куметр Е9-5А имеет пределы измерения 5—1200; диапазон частот 15—250 МГц; основная погрешность: $\pm 10\%$ на частотах до 70 МГц; $\pm 12\%$ на частотах до 100 МГц.

К преимуществам куметров перед мостовыми схемами, кроме возможностей измерений при более высоких частотах, относится простота измерений, что позволяет применять их при массовых измерениях в условиях цеха.

Основным недостатком куметра является малая точность, особенно при определении $\operatorname{tg} \delta$. Обычно погрешность таких измерений составляет более 10%. Благодаря специальным методам измерений удается уменьшить эту погрешность, но тогда теряется одно из главных преимуществ этого метода — простота. Куметры не позволяют также расширить измерения в область низких частот, что объясняется трудностями измерения очень малых индуктивностей и активных сопротивлений на этих частотах.

Недостатком данного метода считают и то, что он не позволяет измерять напряженность намагничивающего поля и все измерения возможны только в области слабых полей, причем напряженность поля разная для разных частот.

Резонансный метод применяют на высоких частотах (приблизительно 1—200 МГц).

Осциллографический метод является разновидностью индукционного. Идея осциллографического метода состоит в следующем. На магнитный образец накладывают намагничивающую обмотку w_n и обмотку для измерения индукции w_b . На вертикальные пластины электронного осциллографа (с электростатическим управлением) подают напряжение, пропорциональное намагничивающему току, например с резистора, включенного в цепь последовательно. При этом мгновенное значение напряжения на вертикальных пластинах пропорционально мгновенному значению намагничивающего поля.

На горизонтальные пластины подают напряжение с конденсатора C , включенного последовательно с обмоткой w_b и активным сопротивлением r . При соблюдении условий $r \gg x_c$ напряжение на горизонтальных пластинах

$$u_c = \frac{1}{C} \int i dt = \frac{1}{C} \int \frac{w_B S}{r} \frac{dB}{dt} = \frac{w_B S}{Cr} B_t, \quad (3.17)$$

т. е. его мгновенное значение пропорционально мгновенному значению индукции в образце.

В результате сложения отклонений по горизонтали и вертикали электронный луч описывает кривую, изображающую в некоторых масштабах (они могут быть подсчитаны) динамическую петлю гистерезиса.

Осциллографический метод обладает исключительной наглядностью и может быть использован в широком частотном диапазоне. Однако большим недостатком метода является его малая точность. Погрешности измерений H и B для этого метода порядка 7—10%. Точность может быть повышена путем применения специальных электронных схем с повышенной стабильностью и малыми частотными искажениями.

Перейдем к характеристике основных методов измерения потерь на перемагничивание.

Ваттметровый метод основан на измерении ваттметром полной мощности, затрачиваемой в цепи катушки с магнитным образцом. Потери на перемагничивание в образце подсчитывают как разность между показаниями ваттметра и потерями в измерительных приборах и намагничивающей обмотке.

В качестве намагничивающего устройства в этом методе наиболее часто применяют прибор Эпштейна, представляющий собой квадратную раму из четырех пустотелых катушек с обмотками. Внутри катушек помещают пакеты, набранные из полос испытуемого материала. Листы пакетов замыкаются между собой, образуя замкнутую магнитную цепь.

Ваттметровый метод в СССР и в других странах стандартизован для испытания электротехнических сталей (см. § 3.4).

Потери на перемагничивание измеряют при соответствующих частоте и индукции. Частоту определяют частотомером, о значении индукции судят косвенно, по показаниям вольтметра, с помощью которого измеряют действующее значение напряжения на обмотках прибора Эпштейна. Если прибор работает в режиме заданного напряжения, то можно считать, что

$$U \approx E = 4K_\phi f \omega S B_{\max}, \quad (3.18)$$

где E — э. д. с., уравновешивающая приложенное напряжение; K_ϕ — коэффициент формы кривой, равный для синусоиды 1,11; f — частота; ω — число витков обмотки; S — сечение образца; B_{\max} — максимальное значение магнитной индукции.

Задаваясь значением индукции, по формуле (3.18) можно подсчитать то напряжение, которое необходимо подвести к обмотке, чтобы обеспечить выбранные условия испытания.

Ваттметровый метод позволяет измерять потери только на низких частотах, не выше нижней части звукового диапазона (до нескольких тысяч герц), что объясняется в основном трудностью создания точных высокочастотных ваттметров.

Калориметрический метод основан на измерении теплоты, выделяемой перематываемым образцом. Основное преимущество метода перед ваттметровым состоит в возможности измерений в сложных режимах намагничивания и в широком частотном диапазоне — от инфранизких частот до СВЧ.

Теплоту, выделяемую образцом, можно измерить абсолютным или дифференциальным методом.

Абсолютным методом измеряют температуру жидкости, заполняющей калориметр с образцом. Для этой цели применяют термометры с пределами измерения порядка 18—20°C с ценой деления 0,01°C.

Пределы измеряемых таким методом мощностей составляют от нескольких единиц до нескольких десятков ватт. Относительная погрешность измерения потерь в образце равна приблизительно 1%.

Дифференциальный метод, обладающий большей чувствительностью, чем абсолютный, реализуют с помощью установки, которая состоит из двух идентичных калориметров: в один помещают испытуемый магнитный образец, а в другой — заменитель образца из диэлектрика с малыми потерями. На образце имеется намагничивающая обмотка, а на заместителе образца — обмотка из провода с большим удельным сопротивлением, по которой пропускают плавно регулируемый постоянный ток известного значения. В каждый калориметр помещают батарею термопар, которые включают навстречу друг другу. Наличие или отсутствие тока в этой цепи контролируется гальванометром. В случае отсутствия тока потери в образце можно вычислить по формуле

$$P = I^2 r, \quad (3.19)$$

где P — мощность постоянного электрического тока, выделяемая в калориметре с заместителем образца.

Дифференциальный метод позволяет снизить предел измерения потерь до единиц милливатт с погрешностью порядка 2,5% в широком диапазоне частот (до 1 МГц).

Для измерения индукции на кольцевой образец кроме намагничивающей наматывают измерительную обмотку, подключаемую к вольтметру (обычно электронному). Погрешность измерения индукции зависит в основном от точности вольтметра и составляет приблизительно 7—8%, а при использовании специальных компенсационных вольтметров может быть снижена до 2—3%.

Таковы основные методы измерения напряженности магнитного поля, магнитной индукции и потерь на перематывание.

Перспективными являются также методы, основанные на использовании квантовых, оптоэлектронных и сверхпроводящих явлений.

Сделаем предварительные замечания относительно *формы образцов*, применяемых при испытываниях, и некоторых особенностях определения напряженности поля в них. Подробнее эти вопросы

рассмотрены в параграфах, посвященных испытаниям различных групп материалов.

Для кольцевого образца со средним диаметром $D_{\text{ср}}$, числом витков намагничивающей обмотки w_n и током в ней I напряженность поля подсчитывают по формуле

$$H = \frac{w_n I}{\pi D_{\text{ср}}} . \quad (3.20)$$

Преимуществом кольцевых образцов кроме простоты определения напряженности поля является высокая степень однородности намагничивания. Однако кольцевые образцы не всегда можно изготовить, на них трудно наматывать обмотки и они не позволяют создавать сильные намагничивающие поля.

Для образцов разомкнутой формы напряженность намагничивающего поля подсчитать трудно, так как для этого надо знать коэффициент размагничивания образца. Поэтому для образцов разомкнутой формы напряженность поля обычно предпочитают не подсчитывать, а непосредственно измерять.

Во многих случаях испытания магнитных материалов проводят в пермеаметрах — устройствах, дополняющих магнитную цепь разомкнутого образца до замкнутой. Основное требование, предъявляемое к пермеаметру, заключается в возможно малом магнитном сопротивлении, которым можно было бы пренебречь в расчетах, считая, что вся м. д. с. затрачивается на намагничивание образца. Пермеаметр также улучшает однородность намагничивания образца. Конструкций пермеаметров известно много, некоторые из них описаны далее.

§ 3.2. Испытания магнитомягких материалов в постоянных магнитных полях

В постоянных магнитных полях испытывают следующие группы магнитомягких материалов: сталь низкоуглеродистую (технически чистое железо), электротехнические (кремнистые) стали и пермаллой. В отдельных случаях эти испытания проводят также и для магнитомягких ферритов. В качестве основного метода испытаний установлен абсолютный индукционно-импульсный (баллистический) метод. При испытаниях электротехнических сталей допускается применение дифференциального баллистического метода.

Образцы для испытаний. Они могут иметь как замкнутую, так и разомкнутую магнитную цепь. Образцы с замкнутой цепью бывают или кольцевыми, или (при испытаниях в аппарате Эпштейна) в виде замкнутого квадрата, составленного из полос испытуемого материала. Образцы с разомкнутой цепью имеют вид прутков или пакета, набранного из полос, и допускаются только при измерении коэрцитивной силы.

Кольцевые образцы для ленточных и листовых материалов получают путем сборки из штампованных колец* (при толщине материала 0,1 мм и более) и путем спиральной навивки. Для материалов большой толщины образцы вытачивают. Ферритовые образцы прессуют. Для уменьшения неоднородности намагничивания образца отношение наружного диаметра кольцевого сердечника к внутреннему не должно превышать 1,3. Образцы (кроме ферритовых) должны быть подвергнуты отжигу по режиму, указанному в стандартах на материалы. После термической обработки образцы из пермаллоев и холоднокатаной электротехнической стали толщиной 0,2 мм и менее для предохранения их от механических воздействий укладывают в защитные каркасы. На образцы, испытываемые без каркаса, навивают ленту минимальной толщины из изоляционного материала. На готовые образцы наносят сначала измерительную, а потом намагничивающую обмотку. В качестве намагничивающей обмотки можно пользоваться одиночным прямым проводом, проходящим через центр кольца перпендикулярно его плоскости, или несколькими прямыми проводами.

Образцы в виде замкнутого квадрата, составленного из полос испытуемого материала, применяют для оценки свойств листовой и ленточной электротехнической стали при толщине листа больше 0,2 мм. Образцы для испытаний получают следующим образом. Из партии листов или рулонов одной марки, одного размера и одного отжига, предъявленных к приемке, отбирают равномерно по высоте стопы контрольные листы (при поставке холоднокатаной стали в рулонах контрольные полосы отбирают от наружных и внутренних витков). Количество контрольных листов зависит от сорта стали и составляет не менее четырех листов от партии.

Из контрольных листов нарезают прямоугольные полосы. Половину полос из горячекатаных и малотекстурованных сталей нарезают вдоль, а вторую половину — поперек прокатки. Дальнейшей обработке (отжигу) полосы не подвергают. Полосы из текстурованных сталей нарезают только вдоль прокатки на расстоянии не менее 5 мм от кромки и подвергают отжигу для снятия наклепа. В дальнейшем из этих полос собирают пакеты для испытаний.

Образцы с разомкнутой цепью в виде прутков или пакетов из полос могут быть использованы или для испытаний в пермеамetre, или в открытой цепи (в соленоиде). Рекомендуемые размеры прямолинейных образцов указываются в соответствующих стандартах на материалы.

Точность определения магнитных характеристик зависит от точности определения геометрических размеров образца (площади поперечного сечения, а для кольцевых образцов также от размеров наружного и внутреннего диаметров). Для установления площади поперечного сечения рекомендуется следующий способ. Определяют массу образца (образец взвешивают) и его линейный размер

* Образцы из штампованных колец нельзя применять для текстурованных материалов.

(например, длину прямолинейного образца), из справочных данных узнают плотность данного материала и подсчитывают площадь как частное от деления массы на длину и плотность. Такой способ позволяет находить среднее по всей длине сечение, что практически невозможно сделать, непосредственно измеряя размеры.

Перед определением магнитных параметров образцы размагничивают. Размагничивание производят переменным полем с частотой 50 Гц или коммутируемым постоянным полем с убывающей практически до нуля амплитудой. Начальная амплитуда размагничивающего поля должна превышать коэрцитивную силу материала не менее чем в 50 раз; минимальное поле, при котором разрывается цепь тока, не должно быть более 0,03 А/м; время размагничивания должно быть порядка 1—2 мин. Для пермаллоев и электротехнических сталей определение точек основной кривой намагничивания должно производиться только через определенное время после размагничивания: для пермаллоев не менее чем через 12 ч; для электротехнических сталей при $H < 1$ А/м — не менее чем через 24 ч, при $H > 1$ А/м — не менее чем через 10 мин.

Средства и методы испытаний. Основным методом испытаний в статическом режиме до сих пор является индукционно-импульсный (баллистический) метод, основанный на коммутационном скачкообразном переводе материала из одного стабильного состояния в другое. Эти испытания производят в соответствии с ГОСТ 8.377—80, где изложена методика измерения магнитных параметров: определение основной кривой намагничивания, индукции технического насыщения, начальной и максимальной магнитных проницаемостей, коэффициента прямоугольности, коэрцитивной силы.

На рис. 3.1 приведена схема измерительной информационной системы У5045, выпускаемой в СССР для определения статических магнитных характеристик магнитомягких материалов, в том числе петли гистерезиса, на кольцевых образцах; элементы схемы наряду с методикой измерения подробно описаны в ГОСТ 8.377—80. Магнитный поток в этой ИИС измеряется цифровым микроверберметром Ф5050. Погрешность независимых друг от друга каналов измерения напряженности H и индукции B в образце не превышает $\pm 3\%$.

Разработаны установки, позволяющие определять петлю гистерезиса в квазистатическом режиме, т. е. при перемагничивании испытуемого материала медленно изменяющимся намагнивающим полем. В таких устройствах обеспечена непрерывная запись магнитных характеристик на двухкоординатные регистрирующие приборы.

В последнее время широко внедряются автоматизированные установки со взаимосвязанными каналами измерения B и H , работа которых основана на индукционно-непрерывном методе, при котором напряженность намагничивающего поля изменяется непрерывно по определенному закону, устанавливаемому в зависимости

от требований к каналу индукции. Например, имеются установки с постоянной погрешностью воспроизведения по индукции статического цикла гистерезиса, за счет чего уменьшено время перемагничивания, улучшен режим работы интегратора в канале *В*. Разработаны устройства с постоянной скоростью изменения индукции при определении магнитных характеристик.

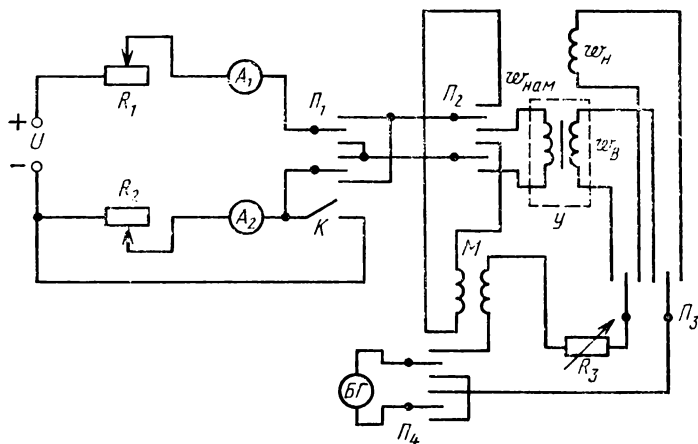


Рис. 3.1. Схема установки для измерения петли гистерезиса индукционно-импульсным методом:

U — намагничивающее устройство; $w_{нам}$ — намагничивающая обмотка, наносимая непосредственно на образец в случае кольцевых образцов или предусматриваемая в намагничивающем устройстве; w_B — измерительная обмотка для измерения магнитной индукции; w_H — измерительная катушка для измерения напряженности поля; $БГ$ — баллистический гальванометр; M — образцовая катушка взаимной индуктивности для градуировки гальванометра; P_1 — переключатель направления намагничивающего тока; P_2 — переключатель для включения катушки взаимной индуктивности (при градуировке гальванометра); P_3 — переключатель баллистического гальванометра из цепи для измерения B в цепь для измерения H ; P_4 — переключатель для выключения и короткого замыкания гальванометра; K — ключ для закорачивания цепи, содержащей амперметр A_2 и реостат R_2 (при определении точек петли гистерезиса); R_3 — сопротивление для изменения чувствительности гальванометра; U — источник постоянного тока; A_1 — амперметр; R_1 — реостат

Весьма перспективными являются магнитоизмерительные комплексы, построенные на базе ЭВМ или с использованием микропроцессорной техники, что позволяет значительно расширить программу испытаний, повысить точность измерений, автоматизировать обработку и регистрацию результатов.

В СССР в этом направлении проводятся работы по созданию магнитоизмерительных комплексов различного назначения, но пока промышленность таких установок не выпускает.

Для измерения намагниченности насыщения, зависимости намагниченности от напряженности поля для образцов весьма малых размеров применяют вибрационные магнитометры, например МВ-2 (см. § 3.1).

При заводских испытаниях листовых материалов используют дифференциальный индукционно-импульсный метод, схема которого приведена на рис. 3.2. Идея метода состоит в сравнении магнит-

ных свойств испытуемого II и эталонного I образцов, которые изготовлены из однотипного материала. Магнитные свойства эталонного образца заранее известны (их можно определить, например, абсолютным индукционно-импульсным методом). Каждый образец — это квадратный замкнутый магнитопровод, составленный из четырех пакетов, собранных встык или внахлестку. Образцы помещают в аппарат Эпштейна. В цепь измерительных обмоток w_B включен баллистический гальванометр $БГ$. Обмотки включены так, чтобы индуцируемые в них при замыкании или размыкании цепи намагничивающего тока э.д.с. вызывали отклонение подвижной части $БГ$ в противоположные стороны; R_I и R_{II} — магазины сопротивлений. При измерениях на магазине R_I устанавливают сопротивление, численно равное магнитной индукции нормального образца (или равное $10^n B_I$) при данной напряженности поля. Далее подбирают на магазине R_{II} такое сопротивление, для которого отброс $БГ$ при коммутировании намагничивающего тока равен нулю.

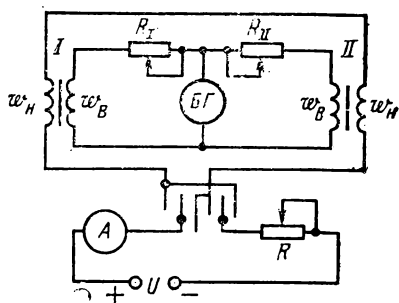


Рис. 3.2. Схема для определения кривых намагничивания дифференциальным индукционно-импульсным методом

В этом случае из условия равенства количества электричества в обеих частях схемы можно записать:

$$\frac{w_B \Delta \Phi_I}{R_I + r_{w_B}} = \frac{w_B \Delta \Phi_{II}}{R_{II} + r_{w_B}}, \quad (3.21)$$

где $\Delta \Phi_I$ и $\Delta \Phi_{II}$ — изменение потоков в каждом ярме; r_{w_B} — сопротивление обмотки w_B .

Считая, что $r_{w_B} \ll R_I(R_{II})$, а также что площади обоих образцов одинаковы, имеем

$$B_I/R_I = B_{II}/R_{II}. \quad (3.22)$$

Так как по условию проведения испытаний R_I было выбрано численно равным B_I , то полученное значение R_{II} численно равно B_{II} , выраженному в тех же единицах, что и B_I . Преимущество этого метода — в значительной простоте осуществления процесса измерения.

В отдельных случаях при испытаниях ограничиваются измерением коэрцитивной силы, что можно выполнить посредством коэрцитиметра. Для магнитомягких материалов коэрцитиметр представляет собой соленоид, питаемый постоянным током, в центр которого помещают образец разомкнутой формы (стержень, параллелепипед). Фиксацию магнитного состояния образца производят различными магнитными преобразователями (датчиками Холла,

феррозондами, измерительными обмотками, подключенными к баллистическому гальванометру), ориентированными относительно образца определенным образом в зависимости от принципа измерения. Программа измерения H_c сводится к выполнению следующих операций. Образец намагничивают до насыщения, причем напряженность поля насыщения должна быть не менее $100 H_c$; изменяют полярность тока в соленоиде; регулируя ток в соленоиде, добиваются размагничивания образца, о чем судят по нулевым показаниям фиксирующих магнитное состояние преобразователей. По найденному току соленоида I , зная его постоянную C , рассчитывают напряженность поля $H = CI$. Это поле и будет равно коэрцитивной силе.

Испытания электротехнических сталей производят в соответствии с ГОСТ 12119—80. Образцы применяют кольцевые и набранные из полос. Полосы должны иметь следующие размеры:

а) при испытании в аппарате Эпштейна — длину от 280 до 500 мм, ширину $30 \pm 0,2$ мм, толщину от 0,05 до 1,0 мм;

б) при испытании в пермеамetre — длину от 400 до 500 мм, ширину $30 \pm 0,2$ мм.

Определение основной кривой намагничивания производят индукционно-импульсным методом:

а) на кольцевых образцах в аппарате Эпштейна при напряженности магнитного поля $1\text{—}2,5$ кА/м для изотропной холоднокатаной стали и $0,2\text{—}2500$ А/м для всех остальных марок сталей, рассчитываемой по значению намагничивающего тока;

б) в пермеамetre на полосовых образцах при напряженности поля $1\text{—}30$ кА/м, которая определяется с помощью измерительной катушки, помещаемой на поверхность испытуемого образца. Коэрцитивную силу определяют на кольцевых образцах или в разомкнутой цепи (в соленоиде).

Точность измерения индукции на образцах в виде полос, листов и рулонов невысока и в ряде случаев лишь в $1,5\text{—}2$ раза выше, чем нормируемый по ГОСТ 21427.0—75 диапазон различий значений индукции для всех марок стали, составляющий для марок 3411—3416 всего $2\text{—}6\%$. Помимо повышения точности измерения актуальным вопросом является также обеспечение возможности испытания электротехнических сталей в виде набора полос достаточно большой ширины (больше 30 мм).

Испытания пермаллоев в постоянных магнитных полях в соответствии с ГОСТ 10160—62 производят баллистическим методом на одном образце от каждой толщины данной плавки.

Образцы для испытаний изготавливают только из холоднокатаных материалов (до окончательной термической обработки). При испытании лент толщиной менее 0,15 мм образцы выполняют в виде навиваемых из лент колец толщиной $10\text{—}12$ мм с отношением среднего диаметра к радиальной толщине, составляющим $5\text{—}10$; масса образцов должна быть не менее 12 г; при толщине лент $0,15\text{—}1$ мм образец собирают из штампованных колец; при толщине свыше 1 мм образец вытачивают.

Далее образцы подвергают термической обработке, укладывают в защитные каркасы, поверх которых накладывают измерительную и намагничивающую обмотки и затем осуществляют измерения.

Начальная проницаемость должна определяться методом экстраполяции, причем минимальное магнитное поле при измерении должно быть: для сплавов с 34—65% никеля не более 0,4 А/м; для сплавов с 70—85% никеля не более 0,08 А/м.

За индукцию насыщения (техническое насыщение) принимают индукцию, измеренную для сплавов с 34—65% никеля в полях 4000—4800 А/м и для сплавов с 70—85% никеля в полях 640—800 А/м.

Испытания ферритов в постоянных полях осуществляют только на кольцевых образцах. Особенность этих испытаний состоит в том, что вследствие большой зависимости свойств ферритов от температуры при измерениях в сильных полях необходимо следить за тем, чтобы образцы не нагревались. Следует также иметь в виду, что для ферритов, особенно марганец-цинковой группы, характерна сильная дезаккомодация проницаемости. Поэтому к точным измерениям магнитных свойств следует приступать не менее чем через трое суток после размагничивания переменным полем [2.17] или размагничивать образцы путем нагрева их выше точки Кюри.

Помимо перечисленных на заводах эксплуатируются ранее выпускаемые комплексные устройства для испытания магнитомягких материалов магнитоиндукционным методом, например установки БУЗ и У578.

§ 3.3. Испытания магнитотвердых материалов

При испытаниях магнитотвердых материалов, которые проводят в соответствии с ГОСТ 8.268—77, определяют кривые размагничивания, кривые возврата, удельную магнитную энергию, остаточную магнитную индукцию, коэрцитивную силу.

Этот стандарт требует применения для испытаний образцов в виде параллелепипедов или цилиндров с отшлифованными поверхностями, причем их длина l в направлении намагничивающего поля должна быть не менее 4 мм. Минимальный размер любой боковой грани сечения или диаметр образца должен превышать 5 мм. Максимальный размер d ограничен минимальным размером торцевой поверхности полюсного наконечника (или его диаметром D) намагничивающего устройства. Выбирают d из условия $2d \leq D$ или $d + 2l \leq D$ для образцов, у которых $d \geq 2l$. Для испытания магнитотвердых ферритов разрешается использование кольцевых образцов с площадью поперечного сечения не менее 0,2 см².

Кривая размагничивания и кривые возврата определяются в пермеаметрах сильных полей с замкнутой (рис. 3.3) или не полностью замкнутой (рис. 3.4) магнитной цепью.

Магнитную индукцию в замкнутой цепи* измеряют посредством измерительной обмотки, охватывающей сечение образца, используя баллистический гальванометр или веберметр. Для измерения напряженности на поверхности образца помещают датчик Холла или плоскую измерительную катушку, подсоединяемую к баллистическому гальванометру.

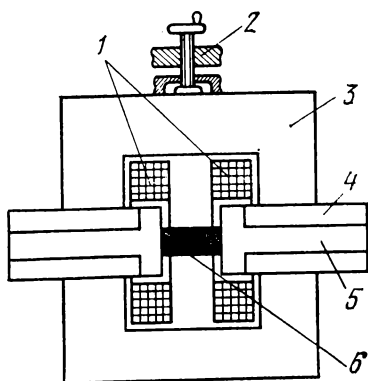


Рис. 3.3. Схематическое изображение пермеамметра сильных полей для испытаний образцов в замкнутой магнитной цепи:

1 — намагничивающие катушки; 2 — зажимной механизм; 3 — ярмо; 4 — передвигаемые вкладыши; 5 — Т-образные полюсные наконечники; 6 — испытуемый образец

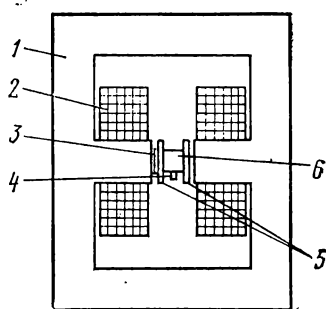


Рис. 3.4. Схематическое изображение пермеамметра сильных полей с симметричными воздушными зазорами в полюсных наконечниках:

1 — магнитопровод; 2 — намагничивающие катушки; 3 — датчик измерения В; 4 — датчик измерения Н; 5 — полюсные наконечники; 6 — образец

В не полностью замкнутой магнитной цепи магнитную индукцию определяют по результатам измерения поля в воздушном зазоре, связанного с потоком в образце. Согласно рис. 3.4, для этой цели служит датчик Холла 3. Напряженность поля измеряют датчиком Холла 4.

Намагничивание образцов (питание намагничивающих обмоток пермеамметров) должно осуществляться магнитным полем, создаваемым постоянным, импульсным или плавно меняющимся током. Максимальное намагничивающее поле, числовые значения которого для некоторых марок магнитотвердых материалов приведены в ГОСТ 8.268—77, рекомендуется выбирать экспериментально следующим образом. Образец можно считать намагниченным до насыщения, если установленное поле H_{\max} при его уменьшении на 25% изменяет B_r и H_c не более чем на 1%.

Схемы для измерения магнитного состояния образца при определении точек кривой размагничивания и кривой возврата приве-

* Для магнитотвердых ферритов в виде кольцевых образцов допускается измерять намагниченность специальной коаксиальной измерительной катушкой.

дены при намагничивании постоянным током на рис. 3.1, при импульсном намагничивании — на рис. 3.5.

При намагничивании постоянным током измерение B и H на участке кривой размагничивания является типовым для баллистического метода.

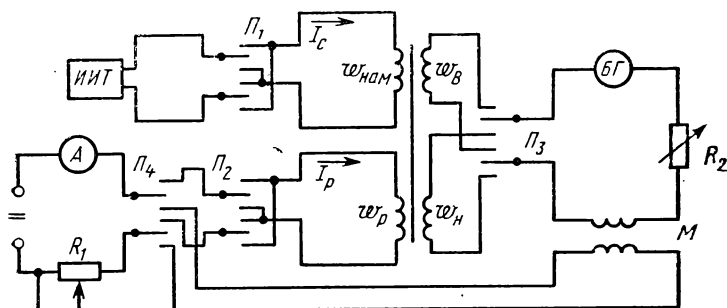


Рис. 3.5. Схема для определения кривых размагничивания и возврата с импульсным намагничиванием:

ИИТ — источник импульсного тока; $\omega_{\text{нам}}$ — намагничивающая импульсная обмотка; $\omega_{\text{р}}$ — размагничивающая обмотка; $\omega_{\text{в}}$ — измерительная обмотка для измерения индукции; $\omega_{\text{н}}$ — измерительная обмотка для измерения напряженности поля

При использовании импульсного намагничивания остаточную магнитную индукцию определяют по отклонению α_r указателя гальванометра или веберметра при перемagnetивании образца магнитным полем импульсного тока. Для этого образец, предварительно намагниченный импульсным током, перемagnetивают импульсом тока, имеющим направление, обратное направлению тока, создавшего первоначальное намагничивание. Изменение магнитного состояния образца в процессе первоначального намагничивания характеризуется участком 0—1—2 петли гистерезиса, а в процессе перемagnetивания — участком 2—3—4—5—6 (рис. 3.6).

Остаточную магнитную индукцию вычисляют по формуле

$$B_r = \frac{C_\Phi a_r}{2(S\omega)_B}. \quad (3.23)$$

Значения магнитной индукции, соответствующие напряженностям магнитного поля от нуля до коэрцитивной силы, находят по отклонению указателя гальванометра или веберметра при одновременном изменении направления импульсного поля и поля размагничивания. Для этого пропус-

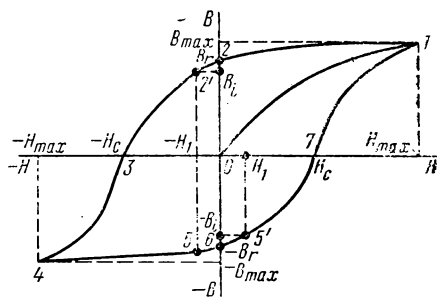


Рис. 3.6. Схематическое изображение петли гистерезиса при определении точек кривой размагничивания

кают импульс тока и после спадения его в обмотке ω_n до нуля в образце устанавливается магнитная индукция B_r , после чего в обмотку ω_p подают ток, соответствующий напряженности поля в данной измеряемой точке. Затем одновременно пропускают импульс тока в направлении, обратном первоначальному, по обмотке ω_n , и изменяют направление тока в обмотке размагничивания ω_p . Значение магнитной индукции вычисляют по формуле

$$B_i = \frac{C_{\Phi} \tau_i}{2 (S\omega)_B} \cdot \quad (3.24)$$

При испытаниях в замкнутой цепи погрешности измерений не должны превышать для литых и металлокерамических магнитов 3% у B_r и H_c и 4% у B и H в остальных точках кривой размагничивания, для ферритов — 5 и 6% соответственно. Погрешность определения $(BH)_{\max}$ по результатам измерений B и H не должна превышать 8%.

В СССР серийно выпускается информационно-измерительная система У5056, предназначенная для испытаний магнитотвердых материалов в импульсном режиме по ГОСТ 8.268—77. На ней можно определить петли гистерезиса образцов длиной 4—100 мм, сечением 0,5—9 см², с коэрцитивной силой 4—400 кА/м. Погрешность измерения B_r и H_c составляет не более 3%. Напряженность и индукция измеряются цифровыми гистерезисметрами Ф5155/1 и Ф5155/2 с погрешностью не более 4% в любой точке кривой.

На заводах используется ранее выпускаемая установка У541, работа которой основана на индукционно-импульсном методе, обеспечивающая намагничивающее поле до 600 кА/м при длине образца 20 мм.

Отечественной промышленностью выпускаются установки ЭМ8-6 и ЭМ8-9 для измерения свойств магнитотвердых ферритов.

Испытание редкоземельных постоянных магнитов осуществляют по специальной методике* в два этапа. На первом этапе проводят намагничивание постоянного магнита, причем H_{\max} должна быть не менее 3200 кА/м. Для этого разработаны специальные импульсные установки, обеспечивающие напряженность поля 5600 кА/м, и специальные электромагниты панцирного типа с максимальной напряженностью поля 4000 кА/м в зазоре 5 мм при диаметре полюсных наконечников 22 мм. На втором этапе образец переносят в пермеаметр с максимальной напряженностью не менее 1300 кА/м, в котором проводят дальнейшие измерения по методике ГОСТ 8.268—77.

Современные устройства для испытания магнитотвердых материалов предусматривают получение непрерывной петли гистерезиса, дискретной по отдельным точкам B и H . Перспективными являются полностью автоматизированные установки, позволяющие

* Такая методика используется ввиду того, что пока не созданы мощные намагничивающе-размагничивающие устройства постоянного тока с регулируемыми источниками питания.

осуществить непрерывное измерение и запись петель гистерезиса на самопишущих приборах, электронно-лучевых трубках или в цифровом виде на цифropечатающих устройствах с погрешностью 1,5—2%.

Ввиду сложности определения кривых размагничивания в ряде случаев при приемно-сдаточных и других испытаниях магнитотвердых материалов ограничиваются измерением одного или нескольких параметров, например остаточной магнитной индукции, коэрцитивной силы или остаточного магнитного потока.

Измерение коэрцитивной силы в замкнутой магнитной цепи связано с известными трудностями, главная из которых заключается в возникновении погрешности от влияния ярма. Кроме того, этот метод является очень трудоемким. Преимущество метода заключается в том, что он позволяет измерять «истинное» значение коэрцитивной силы H_c (BH_c).

Измерение коэрцитивной силы в разомкнутой цепи (см. § 3.2) можно выполнить сравнительно просто, а поэтому его широко применяют при массовых испытаниях магнитов. Однако в данном случае измеряют не BH_c , а IH_c , что является недостатком метода.

Для материалов с коэрцитивной силой меньше 16 А/м разницей между BH_c и IH_c можно пренебречь. Можно ввести поправки для подсчета BH_c по измеренному значению IH_c .

Серийно выпускаемый коэрцитиметр У5030 в виде электромагнита с неполностью замкнутой магнитной цепью предназначен для измерения H_c до 100 кА/м на образцах с длиной 15—100 мм и площадью сечения 0,5—25 см². После импульсного намагничивания испытуемого магнита однополярным импульсом тока определение H_c осуществляется изменением тока в обмотке электромагнита по методике, изложенной в § 3.2.

Кроме определения указанных характеристик материалов для постоянных магнитов в ряде случаев необходимо решать и частные задачи: измерять индукцию в зазоре магнитной системы, распределение МДС по длине магнита и магнитопровода, потоки рассеяния, исследовать вопросы стабильности и температурные зависимости.

§ 3.4. Испытания в полях промышленной частоты

В полях промышленной частоты (до 1000 Гц) испытывают в основном электротехнические стали в соответствии с методикой, регламентированной ГОСТ 12119—80. Для некоторых марок стали, например для изотропных, проводят испытания в расширенном диапазоне частот до 10 000 Гц. Это касается и отдельных марок пермаллоев.

При испытаниях на переменном токе определяют: а) удельные магнитные потери при заданной амплитуде индукции; б) зависимость действующего значения напряженности поля от амплитуды магнитной индукции; в) зависимость амплитуды магнитной индукции от амплитуды напряженности поля.

Наибольшая амплитуда напряженности магнитного поля не должна превышать 5 кА/м при испытаниях на частотах от 50 до 60 Гц и 1 кА/м на более высоких частотах. Наименьшая амплитуда магнитной индукции при определении магнитных величин на частотах от 50—60 Гц в аппарате Эпштейна (см. § 3.2) должна быть не менее 1 Тл для изотропной стали и 1,5 Тл для анизотропной.

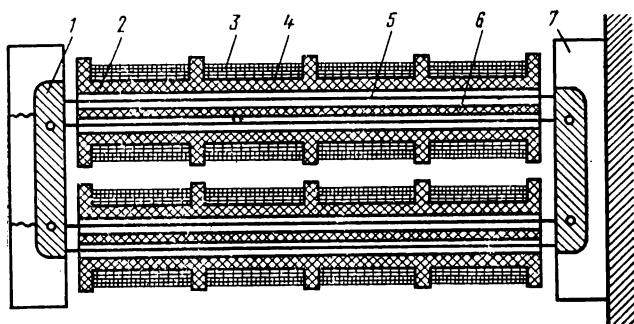


Рис. 3.7. Схематическое изображение устройства для испытания электротехнических сталей в целых листах:

1 — ярмо; 2 — каркас соленоидов; 3 — намагничивающая обмотка; 4 — измерительная обмотка; 5 — испытываемые листы; 6 — изоляционная прокладка; 7 — держатель ярма

При испытаниях применяют кольцевые образцы, в виде замкнутого квадрата из полос и пакетов из полос, испытываемых в аппарате Эпштейна. Кроме указанных видов образцов, разрешается проведение испытаний на целых (или полуцелых) листах или полосах рулонной стали без изготовления образцов. Этот метод считается прогрессивным, так как исключается расход материала на образцы (около 0,4% от всего количества производимых сталей) и возможен контроль в потоке производства и его автоматизация.

На рис. 3.7 приведено схематическое изображение устройства для испытания электротехнических сталей в целых листах.

На рис. 3.8 приведена схема определения удельных потерь (ваттметровым способом) и действующего значения напряженности поля при заданной амплитуде магнитной индукции, где элементы схемы следующие: *Обр* — испытываемый образец с намагничивающей w_1 и измерительной w_2 обмотками; *Г* — источник питания (генератор) синусоидального напряжения, в общем случае с регулируемыми значениями напряжения (для проведения испытаний при разных значениях магнитной индукции) и частоты; *V* и *V_{ср}* — вольтметры для определения соответственно действующего и среднего значений напряжения; *Hz* — частотомер; *A* — амперметр для измерения действующего значения тока; *C* — конденсатор для улучшения формы кривой потока; *W* — малокосинусный ваттметр (должен иметь номинальный коэффициент мощности 0,1 на частоте 50 Гц, а на повышенных частотах — 0,1 или 0,2).

Потери на перемагничивание при заданной амплитуде индукции B_{\max} определяют следующим образом.

Соответственно заданной амплитуде индукции B_{\max} и частоте f находят регистрируемое вольтметром $V_{\text{ср}}$ значение напряжения

$$U_{\text{ср}}^* \approx E_{\text{ср}} = 4fS\omega_2 B_{\max}, \quad (3.25)$$

где S — площадь поперечного сечения образца.

Устанавливают найденное значение $U_{\text{ср}}$ и при замкнутом ключе K_1 определяют показания $P_{\text{вт}}$ ваттметра W и вольтметра V действующих значений U .

Удельные потери на перемагничивание вычисляют по формуле

$$P = \left(P_{\text{вт}} \frac{\omega_1}{\omega_2} - \frac{U^2}{r_3} \right) \left(1 + \frac{r_2}{r_3} \right) \frac{1}{m}, \quad (3.26)$$

где r_2 — активное сопротивление измерительной обмотки; r_3 — эквивалентное сопротивление приборов, подключенных к измерительной обмотке; m — эффективная масса образца.

При вычислении потерь в формуле (3.26) допускается вместо U подставлять величину $1,11 U_{\text{ср}}$. При этом коэффициент формы кривой напряжения $K_{\text{ф}} = U/U_{\text{ср}}$ на зажимах измерительной обмотки должен быть равен $1,11 \pm 0,02$, что достигается изменением емкости C^{**} .

При заводских массовых испытаниях иногда применяют дифференциальный метод определения потерь ввиду его простоты.

Зависимость действующего значения напряженности поля от амплитуды индукции (кривую намагничивания) определяют на установке, собранной по схеме рис. 3.8. Точки кривой намагничивания получают следующим образом. Образец намагничивают (см. § 3.2), требуемые значения частоты и амплитуды индукции устанавливают по показанию $U_{\text{ср}}$ вольтметра $V_{\text{ср}}$ в соответствии с формулой (3.25). По показанию амперметра A находят действующее значение тока I и определяют действующее значение напряженности поля

$$H = I\omega_1/l_{\text{ср}}, \quad (3.27)$$

где $l_{\text{ср}}$ — средняя длина магнитной силовой линии.

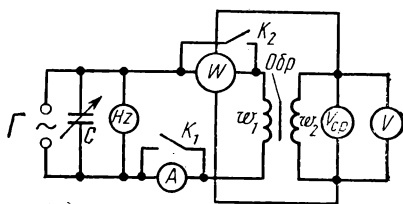


Рис. 3.8. Схема определения потерь (ваттметровым методом) и действующего значения напряженности поля при заданной амплитуде индукции

* Поправки на неточное равенство $U_{\text{ср}}$ величине $E_{\text{ср}}$ могут быть подсчитаны и не учитываются, если они составляют меньше 0,2%. Подробно этот вопрос рассмотрен в ГОСТ 12119—80.

** Измерения потерь при искаженной форме кривой не рассматриваются.

При испытании кольцевых образцов $l_{\text{ср}}$ выбирают равной средней длине окружности. При испытании образцов, составленных из полюс, уложенных внахлестку,

$$l_{\text{ср}} = l_0 + l_{\text{доп}}, \quad (3.28)$$

где l_0 — длина пути на прямолинейных участках распространения магнитного потока, зависящая только от размеров образца; $l_{\text{доп}}$ — дополнительная длина магнитной линии, которая учитывает угловые части магнитопровода и зависит от группы стали (текстурированная или нетекстурированная) и напряженности поля.

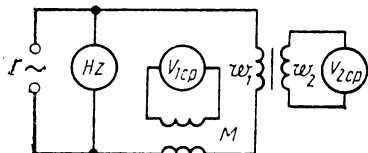


рис. 3.9. Схема определения зависимости амплитуды магнитной индукции B_{max} от амплитуды напряженности поля H_{max}

Количественные данные для l_0 и $l_{\text{доп}}$ приведены в ГОСТ 12119—80.

Зависимость амплитуды магнитной индукции B_{max} от амплитуды напряженности поля H_{max} определяют по схеме, изображенной на рис. 3.9. Методика испытаний состоит в следующем. Образец размагничивают. Задаются значением H_{max} и подсчитывают соответствующее этому значению напряжение $U_{1\text{ср}}$,

регистрируемое вольтметром $V_{1\text{ср}}$:

$$U_{1\text{ср}} = \frac{4fMl_{\text{ср}}H_{\text{max}}}{w_1}, \quad (3.29)$$

где M — взаимная индуктивность образцовой катушки.

По показаниям $U_{2\text{ср}}$ вольтметра $V_{2\text{ср}}$ рассчитывают

$$B_{\text{max}} = \frac{U_{2\text{ср}} - \Delta U'}{4fSw_2}. \quad (3.30)$$

Поправку на поток в воздухе определяют по формуле

$$\Delta U' = \frac{w_1 w_2 (S_B - S)}{l_0 M} U_{1\text{ср}}, \quad (3.31)$$

где S_B — площадь поперечного сечения обмотки w_2 ; S — площадь сечения образца; l_0 — длина магнитной линии ($l_0 = 1$ м для малого аппарата Эпштейна и $l_0 = 2$ м для большого).

При малом поверхностном эффекте в сильных полях зависимость B_{max} от H_{max} близка к основной кривой намагничивания.

ГОСТ 12119—80 устанавливает следующие допустимые предельные значения погрешностей измерения: при определении удельных потерь ваттметровым методом — 3—5% в зависимости от частоты перемагничивания; при определении H — 5%; B_{max} — 1,5—5% в зависимости от значения индукции и марки стали. В этом же ГОСТе предусмотрено определение удельного электри-

ческого сопротивления материала и сопротивления изоляционных покрытий стали.

Промышленность выпускает комплексные установки, предназначенные для испытаний в переменных полях. Информационно-измерительная система Ф5057, основанная на ваттметровом методе, позволяет измерять удельные потери с точностью 0,5% в диапазоне 0,3—30 Вт/кг на частотах от 50 до 10 000 Гц. Установку У5034 используют для определения удельных потерь на частотах от 25 до 1000 Гц. Пределы измерения составляют 0,5—120 Вт/кг в диапазоне индукции 0,5—1,7 Тл. Установка У5021 предназначена для автоматического определения магнитных свойств листов электротехнической стали и предусматривает возможность рассортировки листов по магнитным свойствам с нанесением соответствующей марки на лист.

Свойства электротехнических сталей в переменных полях можно измерить с помощью феррометров. Примером такого устройства может служить цифровой феррометр Ф5063, позволяющий определять H_{\max} и B_{\max} в диапазоне частот 25—10 000 Гц и петли гистерезиса на частотах 50—1000 Гц. Для испытаний на частоте 50 Гц выпускают феррометры У542 с регистрацией петли гистерезиса на осциллографе.

§ 3.5. Испытания на повышенных и высоких частотах

Основными группами высокочастотных магнитомягких материалов являются ферриты и магнитоэлектрики. Частотный диапазон их применения — от десятков килогерц до сотен и тысяч мегагерц. На методы испытаний этих материалов установлены стандарты: ГОСТ 12635—67 «Методы испытаний в диапазоне частот от 10 кГц до 1 МГц», ГОСТ 12636—67 «Методы испытаний в диапазоне частот от 1 до 200 МГц»*.

На частотах 10—1000 кГц предусмотрены измерения магнитных параметров (перечень буквенных обозначений приведен в конце книги) четырьмя методами. Мостовым методом в полях 0,1—100 А/м измеряют магнитную проницаемость μ' , тангенс угла магнитных потерь $\operatorname{tg} \delta$ и его составляющие δ_r , δ_a , δ_d , удельные магнитные потери P , температурные коэффициенты начальной магнитной проницаемости и тангенса угла потерь β_1 и β_2 соответственно и зависимости $\mu' = F(f, H_m, H_0, t)$, $\operatorname{tg} \delta = F(f, H_m, H_0, t)$, где H_m — амплитуда внешнего синусоидального высокочастотного поля**.

Резонансный метод предназначен для определения μ' , $\operatorname{tg} \delta$, β_1 , β_2 и зависимостей $\mu' = F(f, t)$, $\operatorname{tg} \delta = F(f, t)$. Индукционным мето-

* Испытания на частоте свыше 200 МГц (ферритов СВЧ) не рассматриваются (см. ГОСТ 12637—67).

** В настоящем параграфе использованы в соответствии с указанными стандартами следующие обозначения: $\beta_1 = \operatorname{TK}_{\mu_{\text{нач}}}$; $\beta_2 = \operatorname{TK}_{\operatorname{tg} \delta}$; индексы m для максимальных значений синусоидально и \max для несинусоидально изменяющихся периодических величин.

дом измеряют B_{\max} , μ , P в полях напряженностью 1—5000 А/м, а также зависимости: $B_{\max}=F(H_{\max})$; $B_{\max}=F(H_m)$; $B_{\max}=F(H)$; $B_m=F(H_{\max})$; $B_m=F(H_m)$; $B_m=F(H)$. Метод биений служит для определения β_1 . Пределы измеряемых величин и допустимые погрешности измерений регламентированы ГОСТ 12635—67.

В связи с широким применением магнитомягких сплавов тонкого проката (ГОСТ 10160—75) толщиной 0,1 мм и меньше в устройствах, работающих на повышенных и высоких частотах, разработана методика определения магнитных параметров этих материа-

лов в диапазоне частот от 10 до 1000 кГц МИ 178—79. В качестве основного метода испытаний в ней рекомендован мостовой метод как наиболее точный.

На частотах 1—200 МГц предусматриваются измерения только в слабых магнитных полях с напряженностью, равной или меньшей 0,1 от значения коэрцитивной силы, параметров: $\mu_{\text{нач}}$, $\text{tg } \delta$, β_1 и зависимости: $\mu_{\text{нач}}=F(f)$, $\text{tg } \delta=F(f)$, $\mu=F(H_m)$, $\text{tg } \delta=F(H_m)$.

Рассмотрим особенности испытаний в двух указанных частотных диапазонах.

Испытания в диапазоне частот 10 кГц — 1 МГц. Для испытаний применяют кольцевые образцы. Обмотки, наматываемые на образец, при частотах свыше 300 кГц выполняют из многожильного провода (литцендрата), чтобы изменение сопротивления обмоток при изменении частоты было незначительным. Разрешается применение одновиткового намагничивания и использование высокочастотных параметров (см. далее). Время выдержки образцов после размагничивания до начала измерений: ферритов — Mn-Zn — 24 ч, Ni-Zn — 3 ч; магнитодиэлектриков — на основе альсифера — 10 мин, на основе карбонильного железа выдержка не требуется. Измерения должны производиться при температуре 25°C. Если это условие нарушается и температурные коэффициенты материала β_1 и β_2 больше $0,1 \cdot 10^{-2}$ град $^{-1}$, в результаты измерений μ' и $\text{tg } \delta$ надо вводить поправки.

При испытаниях *мостовым* методом стандарт допускает применение мостовых установок, изготовленных по любым схемам, обеспечивающим требуемые точность и пределы измерения магнитных параметров.

На рис. 3.10. приведены схемы мостов, применяемых в установках для испытаний магнитных материалов при повышенных и высоких частотах: *a* — резонансный мост — применен в установке УИМ-2 (уравнения равновесия $L_x=1/(\omega^2 C)$; $r_x=r \frac{r_2}{r_1}$); *б* — мост

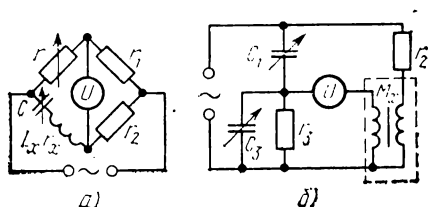


Рис. 3.10. Схемы мостов, применяемых для испытаний магнитных материалов на повышенных и высоких частотах

со взаимной индуктивностью — применен в установке УВИМ-1 (уравнения равновесия $M_x = C_1 r_2 r_3$; $\operatorname{tg} \delta = \omega C_3 r_3$).

Определение приведенных параметров мостовым методом сводится к измерению индуктивности L_x (или взаимной индуктивности M_x при использовании моста со взаимной индуктивностью) и сопротивления r_x обмотки испытуемого образца с последующим расчетом по формулам:

$$\mu' = \frac{\pi L'_x D_{\text{ср}}}{\mu_0 S \omega^2}; \quad (3.32)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \mu''/\mu' = \frac{r_n}{\omega L'_x}; \quad (3.33)$$

$$r_n = r'_x - r'_0, \quad (3.34)$$

где L'_x и r'_x — соответственно индуктивность и сопротивление обмотки с образцом с учетом поправки на собственную емкость C_L обмотки; r_n — сопротивление потерь; r'_0 — активное сопротивление обмотки, измеренное при постоянном токе, с учетом поправки на влияние поверхностного эффекта при заданной частоте.

Остальные обозначения соответствуют принятым ранее [см. формулы (3.10) — (3.12)].

Необходимую для введения поправки собственную емкость обмотки, если магнитная проницаемость образца не зависит от частоты, определяют путем измерения индуктивностей L_1 и L_2 при двух частотах ω_1 и ω_2 (при которых магнитная проницаемость постоянна) и одной и той же силе тока в обмотке образца и подсчитывают по формуле

$$C_L = \frac{L_2 - L_1}{L_2 L_1 (\omega_2^2 - \omega_1^2)}. \quad (3.35)$$

Если магнитная проницаемость материала изменяется с изменением частоты, то собственную емкость определяют путем нанесения такой же обмотки, как на испытуемом образце, на сердечник тех же размеров из неферромагнитного и неметаллического материала. Измерения индуктивности производят также при двух частотах и собственную емкость подсчитывают по формуле (3.35).

Индуктивность

$$L'_x = L_x (1 - \omega^2 L_x C_L). \quad (3.36)$$

При подсчете сопротивления потерь r_n необходимо учитывать влияние собственной емкости обмотки C_L и поверхностного эффекта. С учетом этих поправок выражение для r_n можно представить в виде

$$r_n = r'_x - r'_0 = r_x (1 - 2\omega^2 L_x C_L) - K_\omega r_0, \quad (3.37)$$

где K_ω — поправочный коэффициент на влияние поверхностного эффекта, который зависит от частоты намагничивающего тока и марки провода и определяется по номограммам (ГОСТ 12635—67).

Удельные потери в материале подсчитывают по формуле

$$P = I^2 r_{\text{н}} / m, \quad (3.38)$$

где I — действующее значение тока в обмотке; m — масса образца.

Чтобы измерительный прибор не влиял на работу мостовой схемы, ток I находят с помощью термоэлектрического амперметра (см. § 3.1) или путем измерения вольтметром падения напряжения на безреактивном сопротивлении.

Для определения коэффициентов потерь δ_r , δ_v , δ_d используют метод, основанный на том, что в области слабых полей существует

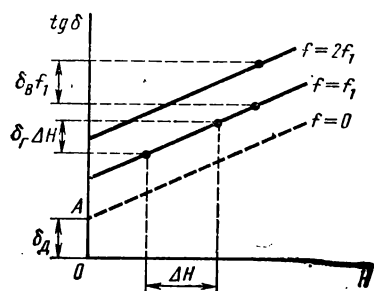


Рис. 3.11. Графический метод определения коэффициентов потерь

линейная зависимость между тангенсом угла потерь и напряженностью магнитного поля, а также между тангенсом угла потерь и частотой [см. формулу (2.1)].

Для разделения составляющих потерь необходимо определить тангенс угла потерь при нескольких частотах и при нескольких значениях напряженности магнитного поля. Представив полученные значения в виде графика $\text{tg } \delta = \varphi(H)_f = \text{const}$ (рис. 3.11), увидим, что:

1) изменение тангенса угла потерь при изменении частоты на 1 Гц и постоянном значении напряженности поля представляет собой коэффициент потерь на вихревые токи δ_v ;

2) изменение тангенса угла потерь за счет изменения напряженности поля на единицу при постоянной частоте характеризует коэффициент потерь на гистерезис δ_r ;

3) отрезок OA , полученный при пересечении оси $\text{tg } \delta$ прямой, соответствующей $\text{tg } \delta$ при $f=0$ (прямую получают экстраполяцией), равен коэффициенту дополнительных потерь δ_d .

Температурные коэффициенты β_1 и β_2 определяют по изменению индуктивности и сопротивления образца с намагничивающим устройством при изменении температуры. Для определения $\beta_1 \geq 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ и $\beta_2 \geq 2 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ можно применять мостовые схемы в сочетании с термостатами; для определения $\beta_1 = (0,02 \div 0,05) 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ применяют метод биений*.

Резонансный метод, как указывалось (см. § 3.1), заключается в измерении с помощью измерителя добротности (куметра) индуктивности L_x и добротности Q_x намагничивающего устройства с кольцевым сердечником из испытуемого магнитного материала и последующем подсчете магнитных параметров по соответствующим формулам.

* Метод биений не рассматривается, так как он применяется редко.

Тангенс угла потерь материала образца

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{Q_x} - \frac{r'_0}{\omega L'_x}. \quad (3.39)$$

При подсчете r'_0 и L'_x необходимо учитывать замечания, приведенные относительно определения этих величин мостовым методом [см. формулы (3.36) — (3.37)].

Индукционный метод определения перечисленных ранее величин заключается в измерении намагничивающего тока в первичной обмотке образца, э. д. с., индуцированной в его вторичной обмотке, мощности (потерь в образце) и в последующих подсчетах магнитных параметров по соответствующим формулам.

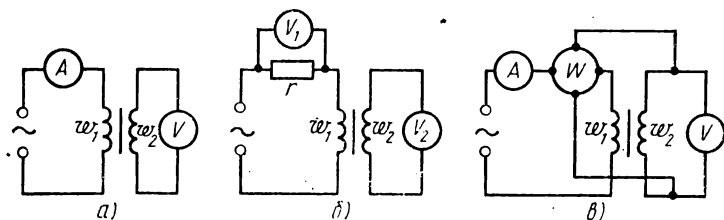


Рис. 3.12. Схемы, применяемые в индукционном методе определения магнитных величин на повышенных и высоких частотах

Схемы для измерения указанных величин представлены на рис. 3.12. Намагничивающий ток измеряют амперметром (рис. 3.12, а) или с помощью вольтметра и безреактивного сопротивления (рис. 3.12, б); э. д. с. — вольтметром; мощность — ваттметром (рис. 3.12, в). В качестве измерительных приборов применяют термоэлектрические или электронные приборы, отличающиеся малыми частотными погрешностями.

Для подсчета максимального значения магнитной индукции измерение э. д. с., индуцированной во вторичной обмотке образца, должно производиться вольтметрами средних или действующих значений (при известном коэффициенте формы K_Φ).

Если форма кривой э. д. с., индуцированной во вторичной обмотке образца, синусоидальна, то может быть применен любой вольтметр (действующих, амплитудных или средних значений), предназначенный для заданного диапазона частот.

Для определения динамической кривой намагничивания материала испытываемого образца его обмотки включают в цепь в соответствии со схемой рис. 3.12, а или б.

Задавая последовательно требуемые значения (от меньших к большим) напряженности магнитного поля (пропорциональные силе тока в намагничивающей обмотке) и измеряя соответствующие им э. д. с., индуцированные в измерительной обмотке образца, определяют динамическую кривую намагничивания материала образца.

Если требуется определить динамическую кривую намагничивания и потери, то измерения производят по схеме рис. 3.12, в.

Задавая последовательно значения напряженности магнитного поля (по силе тока в намагничивающей обмотке) или магнитной индукции (по э. д. с., индуцированной в измерительной обмотке) и измеряя соответствующие им значения мощности (ваттметром), получают зависимость потерь в образце от напряженности магнитного поля или магнитной индукции.

Максимальное значение напряженности магнитного поля

$$H_{\max} = \frac{I_{\max} w_1}{\pi D_{\text{ср}}}. \quad (3.40)$$

Максимальное значение магнитной индукции

$$B_{\max} = \frac{U_{2\text{ср}}}{4fSw_2} = \frac{U_2}{4K_{\Phi}fSw_2}. \quad (3.41)$$

На основании полученных значений магнитной индукции и напряженности магнитного поля можно построить динамические кривые намагничивания вида:

$$B_{\max} = f(H_{\max}); \quad B_{\max} = f(H_m); \quad B_{\max} = f(H);$$

$$B_m = f(H_m); \quad B_m = f(H_{\max}); \quad B_m = f(H).$$

Подсчет удельных потерь в материале образца производят по формуле

$$P = \frac{1}{m} \left(\frac{w_1}{w_2} P_1 - \frac{U_2^2}{r_2'} \right) \left(1 + \frac{r_2}{r_2'} \right). \quad (3.42)$$

Здесь P_1 — мощность, измеренная с помощью ваттметра; r_2 — сопротивление вторичной обмотки,

$$r_2' = \frac{r_w r_v}{r_w + r_v}, \quad (3.43)$$

где r_w — сопротивление параллельной обмотки ваттметра; r_v — сопротивление вольтметра.

Испытания в диапазоне частот 1—200 МГц. Свойства магнитных материалов в этом диапазоне частот определяют путем измерения полного сопротивления намагничивающего элемента измерительной схемы. Испытываемый материал, помещенный в магнитное поле, вносит соответствующее изменение значений реактивной и активной составляющих полного сопротивления, по которому можно характеризовать магнитный материал. Для испытаний применяют мостовой и резонансный методы и кольцевые образцы.

Намагничивающие обмотки на таких высоких частотах не используют. Это объясняется тем, что наличие межвитковой емкости, емкости между витками и образцом, а также некоторые другие причины могут привести к возникновению трудноучитываемых

дополнительных погрешностей. Поэтому при частотах больше 1 МГц применяют одновитковое намагничивание, основанное на использовании проволочной прямоугольной рамки в качестве обтекаемого током проводника. При этом кольцевой образец располагают коаксиально на одной из ее сторон.

Преимуществами данного метода является простота подготовки образца к измерениям, однородность поля в нем и малая собственная емкость между проводом и сердечником. Недостатками метода являются необходимость учета сопротивления потерь витка и невозможность создания больших полей.

Дальнейшее развитие метода одновиткового намагничивания состоит в применении высокочастотного пермеаметра, выполняемого в виде коаксиального держателя, в центре которого помещается испытуемый кольцевой образец (рис. 3.13).

Высокочастотный пермеаметр можно рассматривать как трансформатор. Первичной обмоткой служит обмотка на кольцевом ферритовом сердечнике 2. Вторичной обмоткой (короткозамкнутым витком) является латунный стакан 1, охватывающий первичную обмотку и испытуемый кольцевой образец 3. Стакан с помощью прижимного приспособления 5 замыкается металлической пластиной 4.

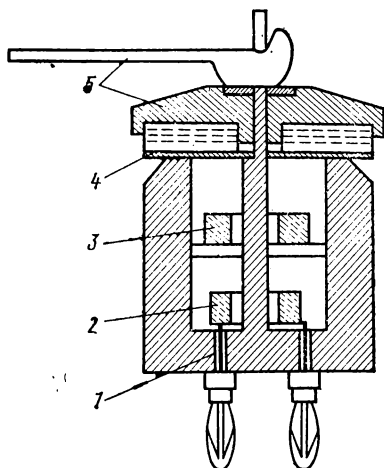


Рис. 3.13. Схематический разрез высокочастотного пермеаметра

Для определения магнитной проницаемости и тангенса угла потерь первичную обмотку пермеаметра включают в одно из плеч высокочастотного моста или на куметр. Производят три замера полного сопротивления первичной обмотки: при разомкнутой вторичной обмотке, при замкнутой вторичной без испытуемого образца и при замкнутой вторичной при наличии образца.

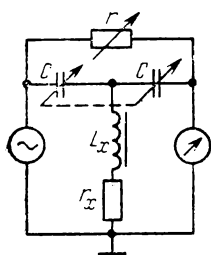
По полученным данным рассчитывают составляющие комплексной магнитной проницаемости и тангенс угла потерь.

Высокочастотные пермеаметры позволяют испытывать магнитные материалы на частотах до 200 МГц с относительно высокой точностью. Дополнительные погрешности, обусловленные, например, потерями в стенке держателя за счет отражения от его поверхности, можно учитывать путем расчета.

Для намагничивания образцов ГОСТ 12636—67 рекомендует высокочастотные двухконтурные пермеаметры до 30 МГц и одноконтурные в диапазоне 30—200 МГц*.

* Конструкции, особенности применения и расчетные формулы для таких пермеаметров подробно рассмотрены в ГОСТ 12637—67.

Измерение соответствующих сопротивлений цепи с образцом производят мостовым или резонансным методом. Как правило, используют Т-образные мостовые схемы (рис. 3.14). Особенностью этих схем является наличие общей точки генератора и индикатора, что упрощает электростатическое экранирование и симметрирование, которые на высоких частотах имеют очень большое значение. Условия равновесия для схемы рис. 3.14 следующие:



$$L_x = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\omega^2 C} - \frac{r^2 C}{4 + \omega^2 r^2 C^2} \right); \quad (3.44a)$$

$$r_x = \frac{r}{4 + \omega^2 r^2 C^2}. \quad (3.44b)$$

На рис. 3.15 показана структурная схема установки для измерений мостовым методом. При одинарном Т-об- измерениях каждый раз устанавливают частоту разного моста (час- генератора по заданному значению, настраивают тотный диапазон измерительный приемник на частоту генератора до 10 МГц) и производят уравнивание мостовой схемы с подключенным к нему высокочастотным пермеаметром (по указанной ранее программе).

Для измерений резонансным методом применяют куметры и высокочастотные пермеаметры с учетом приведенных замечаний.

Напряженность высокочастотного магнитного поля определяют нулевым методом по схеме, изображенной на рис. 3.16. Метод со-

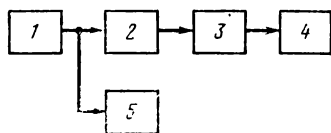


Рис. 3.15. Структурная схема установки для измерений мостовым методом на частотах 1—200 МГц:

1 — генератор; 2 — мост; 3 — измерительный приемник (усилитель); 4 — электронный вольтметр; 5 — частотомер

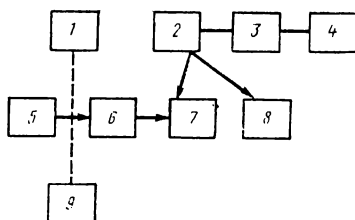


Рис. 3.16. Структурная схема для измерения высокочастотного магнитного поля:

1 — частотомер; 2 — катушка-датчик; 3 — измерительный приемник; 4 — выходной индикаторный прибор; 5 — генератор стандартных сигналов; 6 — аттенуатор; 7 — калибровочное поле (соленоид); 8 — испытуемое поле; 9 — электронный вольтметр

стоит в том, что катушку-датчик специальной конструкции сначала помещают в исследуемое поле и фиксируют сигнал (э. д. с.), возникающий при этом; далее катушку переносят в эталонированное поле той же частоты (поле создается в однослойном соленоиде с точно известной потоянной генератором стандартных сигналов) и

добиваются получения такого же сигнала (регулировкой выходного напряжения генератора стандартных сигналов); при этом можно считать, что измеряемое поле будет равняться известному эталонному.

Преимуществом настоящего метода является его простота и фактическое отсутствие влияния погрешности самого измерительного прибора, поскольку измерения проводятся нулевым методом, а в расчетную формулу входит площадь поперечного сечения калибровочного соленоида, которую можно получить, аттестовав его на постоянном токе с погрешностью не более $\pm 0,1\%$.

§ 3.6. Испытания материалов с ППГ

Основные контролируемые параметры ферритов с ППГ указаны в табл. 2.29, а вспомогательные в табл. 2.30. Рекомендуемая методика измерения этих параметров изложена в ОСТ 11707.000—77. В известной мере эти рекомендации можно распространить и на материалы сердечников сверхтонкого проката. Основные параметры и некоторые вспомогательные (коэффициент прямоугольности, температурные коэффициенты) определяют в статическом режиме баллистическим или импульсным методом.

Все измерения основных параметров ферритов, за исключением точки Кюри, проводят в жидкой среде, используя, например, кремнийорганическую жидкость ПЭС-Д, позволяющую проводить испытания в интервале температур $-60 \div +100^\circ \text{C}$. Для сердечников диаметром больше 2 мм разрешается проводить измерения в воздушной среде при условии исключения нагрева образца намагничивающими обмотками.

Испытания проводят на готовых изделиях в виде кольцевых сердечников очень малых размеров (площадь поперечного сечения обычно составляет $0,05\text{—}1 \text{ мм}^2$, а иногда меньше). Измеряемый магнитный поток в таких образцах очень мал, поэтому при использовании баллистического метода в качестве образцов применяют столбики, составленные из нескольких колец, т. е. определяют усредненные характеристики.

Статические характеристики одиночных колец определяют чаще всего импульсным методом с использованием электронных или полупроводниковых интеграторов.

Структурная схема установки для определения статической петли гистерезиса указанным методом приведена на рис. 3.17.

Сердечник (образец) *О* намагничивается до заданного значения напряженности поля от источника постоянного тока *ИПТ*. Далее от генератора импульсов *ГИ* подается перемещающий (счи-

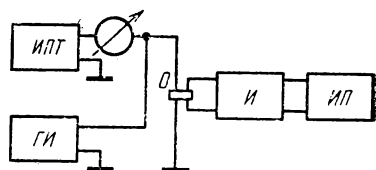


Рис. 3.17. Структурная схема установки для определения статической петли гистерезиса импульсным методом с электронным интегратором

тывающий) импульс, амплитуда и длительность которого достаточны для полного перемагничивания сердечника. Промежуток времени между двумя соседними импульсами должен быть достаточным для того, чтобы намагничивание можно было считать статическим. При перемагничивании происходит изменение магнитного потока и на выходной обмотке испытываемого сердечника возникает э.д.с., поступающая на интегратор *И*. В интеграторе сигнал преобразуется [см. формулу (3.17)] в напряжение пропорциональ-

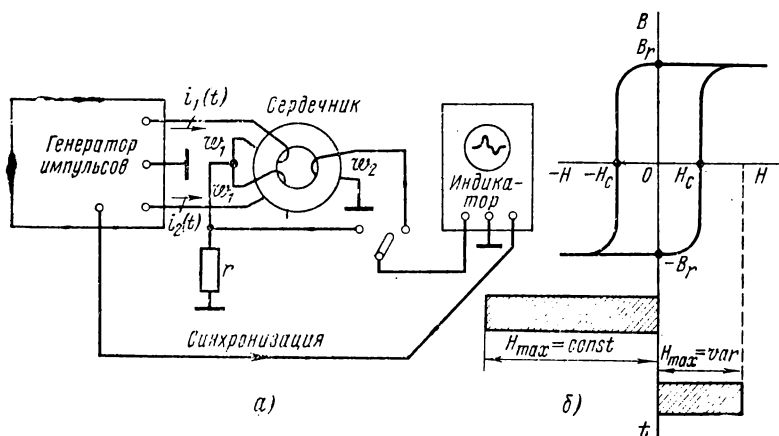


Рис. 3.18. Структурная схема установки для получения динамических характеристик материалов с ППГ

ное изменению магнитного потока. Это напряжение, зависящее от магнитной индукции на петле гистерезиса при выбранном значении напряженности поля, измеряется прибором *ИП* (импульсным вольтметром или осциллографом).

Методы определения динамических параметров материалов с ППГ весьма разнообразны и пока не нормированы.

Обычно для измерения динамических свойств сердечников применяют специальные стенды, позволяющие создавать программы перемагничивающих импульсов различной полярности, амплитуды, порядка и частоты следования.

Структурная схема простейшей измерительной установки для получения динамических характеристик материалов приведена на рис. 3.18, а.

Перемагничивание сердечников осуществляется разнополярными импульсами поля амплитудой H_{max} , которые создаются намагничивающими токами во встречно включенных обмотках w_1 .

Для измерения переключающего поля используют измерительное сопротивление r . Один из импульсов устанавливается достаточной амплитуды, чтобы перемагничивание осуществлялось из состояния $-B_r$ при любом импульсе тока противоположной полярности (рис. 3.18, б).

Параметры импульсов тока, частотная характеристика и скорость развертки осциллографа определяются диапазоном изменения намагничивающего поля H_{\max} и временем переключения сердечника τ . Установка позволяет получать зависимости $1/\tau = f_1(H_{\max})$ и $e_{\text{вых}} = f_2(H_{\max})$.

С помощью графической аппроксимации этих характеристик определяются два важных динамических параметра: динамическое пороговое поле H_0 и коэффициент переключения S_w (рис. 3.19).

Так как требования, предъявляемые к сердечникам, предназначенным для работы в запоминающих устройствах, существенно отличаются от требований, предъявляемых к сердечникам переключающих и логических схем, то соответственно различны и программы испытаний этих сердечников.

Сердечники запоминающих устройств, работающие в режиме перемагничивания при совпадении во времени полutoков и третьей токов, не должны существенно изменять свое магнитное состояние при воздействии этих токов в отдельности. Поэтому программа переключающих импульсов тока должна строиться таким образом, чтобы можно было оценить устойчивость исследуемых сердечников к токам полувозбуждения.

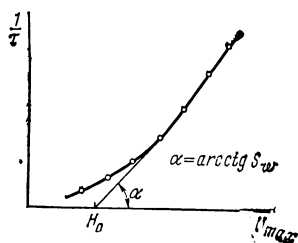


Рис. 3.19. Графический метод определения динамического порогового поля H_0 и коэффициента переключения S_w

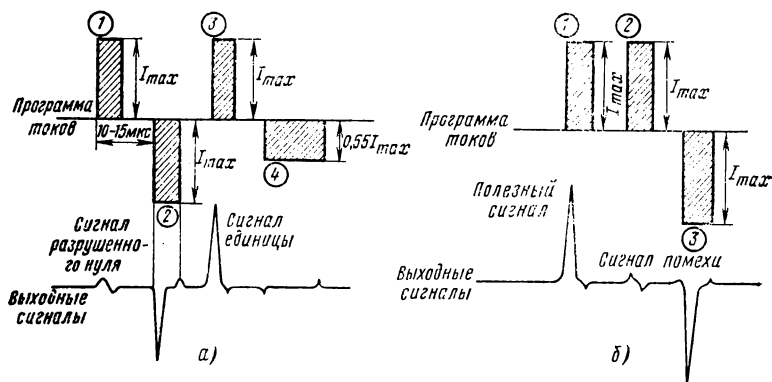


Рис. 3.20. Программа проверки ферритовых сердечников, предназначенных для работы в запоминающих устройствах (а) и в устройствах переработки дискретной информации (б)

На рис. 3.20, а приведена программа импульсов тока при испытаниях на стенде С-1 ферритовых сердечников с ППГ, предназначенных для работы в магнитных запоминающих устройствах. Амплитуды перемагничивающих токов различны в зависимости от марки испытуемого сердечника и должны поддерживаться с точностью порядка 5%. Длительность переднего фронта импульсов

тока должна лежать в пределах 0,25—0,3 мкс. Продолжительность импульсов тока 1, 2 и 3 устанавливается 5—6 мкс, импульса 4—15 мкс.

Импульс 4 может быть заменен серией импульсов меньшей продолжительности. Интервал времени между передними фронтами соседних импульсов в пачке 10—15 мкс. Пачки формируются с частотой 4—6 кГц.

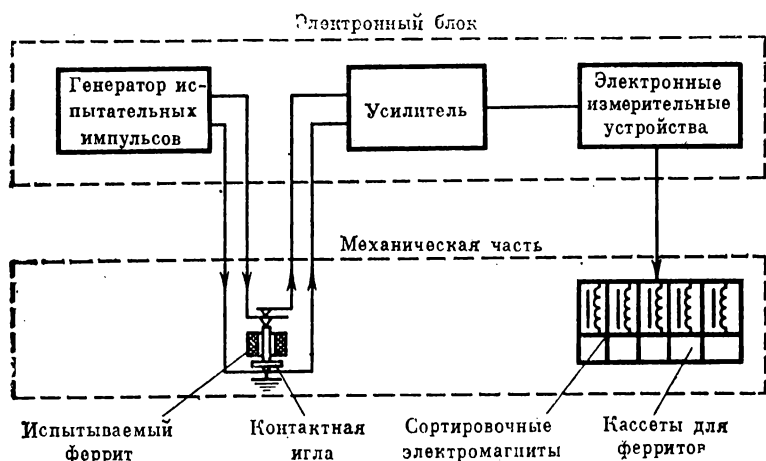


Рис. 3.21. Структурная схема автомата для разбраковки ферритовых сердечников с ППГ

У сердечников, предназначенных для работы в устройствах переработки дискретной информации (в переключающих и логических схемах), основным требованием является высокое отношение полезного сигнала, получаемого при переходе сердечника из состояния остаточной индукции в противоположное состояние индукции насыщения, к сигналу помехи, возникающему при изменении индукции в сердечнике от максимального значения до остаточного. Программа импульсов тока, позволяющая определить значения полезного сигнала и сигнала помехи, представлена на рис. 3.20, б. Требования к импульсам тока, входящим в программу, примерно такие же, как и в случае испытаний ферритов, предназначенных для работы в магнитных запоминающих устройствах.

Импульсные характеристики, снятые при одних условиях, могут оказаться непригодными для расчета других схем и для выбора режимов в других условиях. Недооценка этого часто приводит к серьезным ошибкам при конструировании устройств с ППГ, например, когда измерения и отбор сердечников осуществляют на установках с мощными токовыми генераторами, а используют сердечники в схемах меньшей мощности при искаженной форме токов. Следовательно, отбор сердечников необходимо производить на установках, выходные цепи которых близки к реальным установ-

кам и условиям работы исследуемых сердечников. Кроме измерительных стендов, позволяющих детально исследовать свойства материалов с ППГ, большое значение имеют установки для цехового контроля сердечников, их подбора по одинаковым одному или нескольким параметрам и т. п. Подобные устройства чаще всего выполняют автоматическими.

Параметрами, по которым осуществляется сортировка в различных устройствах, являются: выходное напряжение, изменение потока и ряд других. Определение этих параметров сводится к точному определению амплитуд импульсов.

Разбраковку производят на автоматах, сортирующих сердечники на 3—5 групп. Так как для одной партии ферритов выходное напряжение изменяется незначительно, то при разбраковке на небольшое число групп приходится производить многократную сортировку сердечников, что снижает производительность автоматов.

Структурная схема автомата, представляющего собой электронное измерительное устройство для автоматической разбраковки ферритовых сердечников на 15 групп, показана на рис. 3.21.

Ферриты засыпают в бункер, откуда с помощью транспортирующего устройства направляют к контактной игле. Сердечник пронизывается иглой, через которую затем проходит программа импульсов тока. Электродвижущая сила, наводимая на игле, усиливается и анализируется по амплитуде электронным измерительным устройством. Измерительное устройство управляет электромагнитами сортировки, подключая выбранный электромагнит к источнику питания.

Наиболее тщательная разбраковка требуется для сердечников, работающих в запоминающих устройствах матричного типа. На описанном автомате подобная разбраковка осуществляется в два этапа: сначала ферриты сортируются по выходному напряжению, потом — по квадратности. Программы перемагничивающих токов автомата на первом и втором этапах напоминают программы, приведенные соответственно на рис. 3.20, а, б.

Рассмотренные приборы и методы применяют для измерения свойств материалов с ППГ у сердечников из ферритов и тонких металлических лент*. Отечественной промышленностью выпускается квазистатическая установка ЭМ22—1 для измерения основных параметров статической петли гистерезиса и $ТКН_c$ методом импульсного считывания.

§ 3.7. Измерение параметров тонких магнитных пленок

Всестороннее исследование свойств ТМП (см. § 1.9) предполагает возможность измерения полного набора параметров, определяю-

* При исследовании магнитных пленок применяют многovitковые обмотки (несколько сотен витков и более). Импульсные испытания тонких пленок проводят по методике, близкой к методике исследования сердечников с ППГ.

щих их статические и динамические свойства*. Разработаны и применяются методики определения некоторых параметров различных типов ТМП, однако проблема в целом еще не решена. Это обусловлено разнообразием доменных структур и их технических применений, чрезвычайно малыми размерами доменов (до субмикронных), широким диапазоном магнитных и физико-химических свойств тонкопленочных материалов. Многочисленность параметров, подлежащих измерению, сочетается с необходимостью контроля однородности свойств по всей пленке, что и делает задачу испытания ТМП чрезвычайно сложной и важной.

Существуют два направления в методике измерения свойств ТМП. Первое направление основано на непосредственном измерении отдельных параметров независимо от других, например толщины пленки, намагнитченности насыщения, константы анизотропии, размера домена, коэрцитивной силы и т. п. Другое направление предполагает более узкий круг экспериментальных исследований, достаточный для полной оценки свойств материала. Измеряются не все параметры, определяющие свойства ТМП, а только ранее установленный набор некоторых из них. Остальные рассчитывают на основании аналитической зависимости между ними и найденными экспериментально. Естественно, что вид этих аналитических зависимостей должен быть предварительно определен. Необходимо также провести количественный анализ погрешности нахождения недостающих параметров по исходному набору.

Наиболее широко эта методика применяется для оценки свойств ЦМД-материалов [1.11]. Так, для определения их статических и динамических характеристик, включающих около 23 параметров, достаточно измерить всего 7 параметров: толщину, намагнитченность, характеристическую длину, константу одноосной анизотропии, коэрцитивную силу, подвижность доменной стенки и гиромангнитное отношение. Остальные параметры производные и находятся из теории ЦМД (см. § 1.10, 2.22).

Разработано большое число прямых и косвенных методов измерения отдельных параметров (магнитооптические, резонансные, магнитомеханические, вибрационные и т. д.). Наибольшее распространение получили магнитооптические визуальные и не визуальные методы, основанные на МО эффектах Фарадея и Керра (см. § 1.15), а также методы ферромагнитного резонанса (см. § 1.14).

Интерферометрический метод применяется для измерения толщины пленки. При этом на испытуемый образец направляют свет, длину волны которого, выбранную в соответствии с окном прозрачности материала ТМП, изменяют в некотором диапазоне и измеряют зависимость прохождения света от длины волны. В най-

* Допустимый уровень погрешности при прецизионных измерениях параметров ЦМД по данным [3.8] колеблется в пределах 0,2—2,5%, при производственном контроле — 0,5—50%.

денной кривой наблюдаются небольшие периодические изменения прохождения света как следствие интерференции лучей, отраженных внутри пластины от границ воздух—пленка и пленка—подложка. Фиксируя длины волн λ_1 и λ_2 между соседними максимумами кривой прохождения, по известному коэффициенту преломления пленки N рассчитывают ее толщину:

$$h = \frac{1}{2N(1/\lambda_1 - 1/\lambda_2)}. \quad (3.45)$$

Техническая реализация этого метода описана в [1.11, 1.13]. Погрешность метода не превышает $\pm 1\%$.

Феррорезонансный метод обладает большой универсальностью, позволяет определять параметры доменных структур с субмикронными размерами. Наиболее широко используется для измерения намагниченности и константы анизотропии (погрешность метода $\pm 1,5\text{—}5\%$).

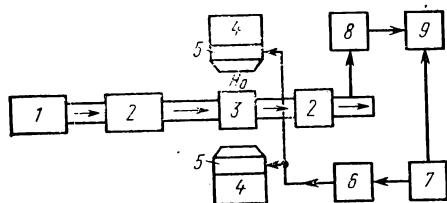


Рис. 3.22. Установка для определения намагниченности и константы магнитной анизотропии ТМП

Идея измерения намагниченности состоит в следующем. Создают условия для ферромагнитного резонанса (см. § 1.14) в испытуемом образце тонкопленочного материала и проводят два опыта, во время которых фиксируют резонансное поле, соответствующее максимуму поглощения высокочастотной энергии, при параллельной и перпендикулярной ориентациях ТМП относительно постоянного магнитного поля H_0 .

Поскольку при параллельной ориентации ТМП коэффициенты размагничивания $N_x = N_z = 0$, $N_y = 1$, то из (1.219) следует

$$\omega_0 = \mu_0 \gamma [\mu_0 H_0 (H_0 + I)]^{1/2}. \quad (3.46)$$

При перпендикулярной ориентации ТМП $N_x = N_y = 0$, $N_z = 1$ и

$$\omega_0 = \mu_0 \gamma (H_0 - I). \quad (3.47)$$

По опытным данным из совместного решения (3.46) и (3.47) определяют намагниченность I .

Так как объем испытуемого образца небольшой и поглощаемая при резонансе мощность невелика, то аппаратура, реализующая этот метод, должна обладать высокими чувствительностью и помехозащищенностью. На рис. 3.22 приведена упрощенная структурная схема установки, предназначенная для автоматического получения дифференциальной кривой поглощения мощности тонкопленочным образцом на осциллографе. Поскольку ферромагнитный резонанс наблюдается в области СВЧ-частот, то для передачи электромагнитной энергии от генератора СВЧ-колебаний I в установке применен волноводный тракт с ферритовыми вентилями 2,

а испытуемый образец ТМП помещен в проходной резонатор 3, который может поворачиваться в зазоре электромагнита постоянного тока 4. Электромагнит обеспечивает постоянное плавно регулируемое поле H_0 . Там же расположены модулирующие катушки 5, которые создают переменное магнитное поле за счет усиленного усилителем мощности 6 тока от генератора 7. Детектор 8 предназначен для выделения синусоидального напряжения с частотой модуляции, амплитуда которого пропорциональна первой производной от кривой поглощения, а фаза зависит от знака производной. Далее в блоке 9 осуществляется усиление, демодуляция и регистрация сигнала.

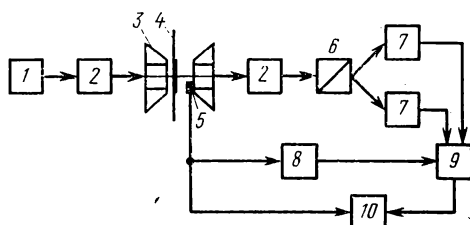


Рис. 3.23. Магнитооптический гистерограф для исследования высококоэрцитивных ТМП

Далее в блоке 9 осуществляется усиление, демодуляция и регистрация сигнала.

Эта установка позволяет измерить также и константу магнитной анизотропии ТМП. Для этого определяют зависимость резонансного поля от угла между направлениями оси легкого намагничивания (ОЛН) и внешним постоянным полем H_0 при двух ориентациях H_0 : в первом случае H_0 направ-

ляют вдоль ОЛН, а во втором — вдоль оси трудного намагничивания (ОТН). Для пермалловых пленок с небольшой константой магнитной анизотропии поле анизотропии $H_a \approx 0,5(H_T - H_L)$, где H_L , H_T — соответственно резонансные поля вдоль направлений легкого и трудного намагничивания.

Метод спин-волнового резонанса* позволяет определить константу обменного взаимодействия A и через нее динамические свойства ТМП, в частности подвижность доменной границы. Идея метода сводится к получению спектра спин-волнового резонанса при перпендикулярной ориентации пленки и выделению спин-волновых пиков.

Магнитооптические методы позволяют экспериментально определять параметры доменной структуры (см. § 1.8), регистрировать кривые намагничивания, перемагничивания локальных участков пленки, определять динамические характеристики.

Минимальный размер наблюдаемых этим методом доменных структур ограничен в основном возможностями применяемой оптики. Поляризационные микроскопы, например, позволяют измерять структуры с размерами не менее 1 мкм. Для расширения нижнего предела измерений до 0,4 мкм используют специальную оптику совместно с электронно-оптическими устройствами, осуществляющими преобразование и передачу на экран видеоконт-

* См.: Саланский Н. М., Ерухимов М. Ш. Физические свойства и применение магнитных пленок. — Новосибирск: Наука, 1975.

рольного устройства микроскопического изображения участка пленки.

Для измерения петель гистерезиса используют *невизуальные магнитооптические методы*, основанные на фотометрическом способе регистрации. Для примера рассмотрим структурную схему гистереографа (рис. 3.23), предназначенного для регистрации петель гистерезиса высококоэрцитивных марганец-висмутовых пленок на участках диаметром 10 мкм. Образец 4 помещают в источник сильного плавно регулируемого магнитного поля 3, представляющий собой постоянные магниты, установленные на поворотном столе, с полюсными наконечниками, закрепленными на неподвижной стойке. В полюсных наконечниках имеются отверстия для прохождения сформированного оптической системой 2 светового луча от лазера 1. Изменение магнитного состояния образца по выбранной программе производят путем поворота магнитов относительно полюсных наконечников на определенный угол (максимальный диапазон регулирования поля от $+H_{\max}$ до $-H_{\max}$). При этом происходит изменение плоскости поляризации светового луча и связанное с ним изменение светового потока Φ_0 . Напряженность поля измеряют преобразователем Холла 5, намагниченность — путем преобразования светового потока в электрический сигнал. Для повышения точности в установке использован дифференциальный метод. Он реализуется с помощью призмы Волластона 6, выбранной в качестве анализатора и расщепляющей поток после прохождения образца на два потока

$$\Phi_1 = \Phi_0 \cos^2(\varphi_0 + \varphi_m + \varphi_n) \quad (3.48a)$$

и

$$\Phi_2 = \Phi_0 \sin^2(\varphi_0 + \varphi_m + \varphi_n), \quad (3.48б)$$

где φ_0 — начальный угол установки 6, обеспечивающий исходное равенство по интенсивности обоих потоков; $\varphi_n = K_n h_n \mu_0 H_0$ — угол поворота плоскости поляризации в материале подложки; $\varphi_m = K_m h_m \mu_0 (H_0 + I)$ — угол поворота плоскости поляризации в пленке; K_n , K_m , h_n , h_m — постоянные Верде и толщины подложки и пленки соответственно.

Световые потоки Φ_1 и Φ_2 поступают на фотоумножители 7. После преобразований в электронном блоке 9 сигнал, пропорциональный φ_m , что видно из (3.48a, б), попадает на вход вертикальной развертки двухкоординатного самописца 10. На горизонтальный вход 10 поступает сигнал, пропорциональный напряженности. Для получения однозначной зависимости показаний регистрирующего прибора от φ_m в блоке 9 применена компенсация нестабильности светового потока лазера и влияния толщин ТМП и подложки. Для компенсации вращения плоскости поляризации подложки служит блок 8.

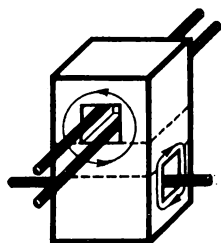
Стандартная аппаратура, основанная на магнитооптическом методе, представлена магнитополяриметрами МПМФ-01, МПМКФ-02 и МПМКФ-04, которые обеспечивают возможность

регистрации квазистатических петель гистерезиса с погрешностью не хуже 1,2%, если угол магнитооптического вращения при магнитном насыщении более $3'$ [3.5]. Разработаны автоматизированные магнитополяриметры типа МПМКФ-ДС, принцип действия которых основан на методе оптического стробирования с азимутальной (с фазовой) коммутацией, позволяющие измерять динамические характеристики ТМП, например динамическую коэрцитивную силу, восприимчивость, на частотах до 60 кГц.

В настоящей книге изложены только основные методы и возможности определения свойств магнитных материалов. Ввиду специфики не рассмотрены такие важные вопросы, как испытания ферритов, предназначенных для устройств СВЧ, испытания в различных температурных режимах, аппаратура и методы для исследования стабильности свойств материалов и др.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

Магнитные элементы



Вопросам применения магнитных материалов посвящена обширная специальная литература, в настоящей книге рассмотрены лишь основные принципы использования магнитных материалов и наиболее характерные магнитные элементы.

§ 4.1. Некоторые элементы автоматики

Наиболее широко применяемые магнитные элементы автоматики — магнитные усилители, бесконтактные реле и стабилизаторы напряжения*.

Магнитный усилитель — электромагнитное устройство, в котором используется зависимость магнитной проницаемости магнитных материалов при переменном токе от постоянного подмагничивающего поля для усиления входного сигнала, создающего или изменяющего это подмагничивающее поле. Магнитный усилитель преобразует сигнал постоянного тока в сигнал переменного тока, что позволяет использовать некоторые разновидности его в качестве первого каскада электронного усилителя переменного тока при усилении сигналов постоянного тока.

Существует множество схем магнитных усилителей, отличающихся своими свойствами (повышенным быстродействием, стабильностью и т. п.). Магнитные усилители подробно описаны, например, в [4.5].

Конструктивно магнитный усилитель состоит из одного или нескольких сердечников с обмотками.

Принцип действия магнитного усилителя рассмотрим на примере дросселя в виде сердечника из магнитомягкого материала с

* Магнитные стабилизаторы тока имеют ограниченное применение, поэтому не рассматриваются.

двумя обмотками (рис. 4.1). Обмотка управления w_y питается постоянным напряжением U_y ; рабочая обмотка w_p — переменным напряжением U_{\sim} через сопротивление нагрузки Z_H .

Переменный ток в рабочей обмотке

$$I_{\sim} = \frac{U}{\sqrt{(r_p + r_H)^2 + (\omega L_p + x_H)^2}}. \quad (4.1)$$

Индуктивность

$$L_p = \frac{w_p^2 S_M}{l_M} \mu_0 \mu_{\sim}, \quad (4.2)$$

где S_M и l_M — соответственно площадь поперечного сечения и средняя длина магнитной линии сердечника; $\mu_{\sim} = B_{\sim} / (\mu_0 H_{\sim})$ — относительная динамическая магнитная проницаемость материала сердечника.

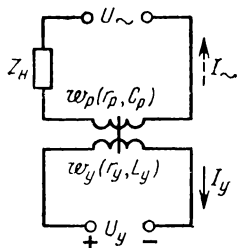


Рис. 4.1. Схема дросселя с подмагничиванием

Вясним зависимость μ_{\sim} , следовательно, L_p и I_{\sim} от магнитных свойств материала сердечника и режима работы цепи.

Считаем, что напряжение U_{\sim} задано (изменяется синусоидально и его амплитуда определяется источником питания); тогда B_{\sim} также меняется синусоидально (см. § 1.4).

Ток I_{\sim} пропорционален напряженности магнитного поля H_{\sim} , которая связана с заданным значением B_{\sim} кривой намагничивания материала сердечника. Необходимо найти зависимость H_{\sim} (или I_{\sim}) от B_{\sim} графически, как показано на рис. 4.2. Кривые α и α' ($B_{\sim} = B_m^* \sin \omega t$), а кривые δ и δ' — при наличии подмагничивания ($B = B_0 + B_{\sim} = B_0 + B_m \sin \omega t$). Из рис. 4.2 видно, что постоянная составляющая магнитной индукции (наличие постоянного тока I_y в обмотке w_y дросселя) вызывает увеличение переменного тока I_{\sim} в обмотке w_p . Это увеличение тем больше, чем круче кривая намагничивания материала сердечника и больше B_0 (при условии $B_0 < B_s$). Увеличение I_{\sim} можно рассматривать как результат уменьшения μ_{\sim} и, следовательно, L_p при увеличении тока I_y [рис. 4.3 и формула (4.1)].

Таким образом, данное устройство — это простейший магнитный усилитель, который позволяет за счет небольших изменений входного сигнала I_y получать большие изменения выходного сигнала I_{\sim} .

Схема рис. 4.1 обладает рядом недостатков, связанных прежде всего с возникновением в обмотке управления переменной э. д. с., что приводит к искажению входного сигнала. Поэтому реальные

* В гл. 4 амплитудные значения обозначены индексом m .

магнитные усилители выполняют по более сложным схемам (однотактным, двухтактным, с обратной связью и др.).

На рис. 4.4 изображена схема однотактного магнитного усилителя. В отличие от дросселя с подмагничиванием (см. рис. 4.1) однотактный усилитель имеет два одинаковых сердечника (или один трехстержневой), что позволяет исключить недостатки, присущие дросселям. Это достигается за счет того, что обмотки w_y в цепи управления включаются согласно, а обмотки w_p в цепи переменного тока — встречно. При этом э.д.с., наводимые в обмотках w_y потоком Φ_m , взаимно компенсируются и цепь постоянного тока становится независимой от цепи переменного тока, т. е. исключается искажение входного сигнала.

Наиболее существенными недостатками однотактных магнитных усилителей являются наличие тока холостого хода ($I_y=0$; $I_m \neq 0$) и нечувствительность к полярности входного сигнала. От этих недостатков свободны двухтактные усилители, которые собирают по мостовым, трансформаторным и дифференциальным схемам.

На рис. 4.5 дана схема двухтактного мостового магнитного усилителя. Цепь выходного сигнала I представляет собой мост, со-

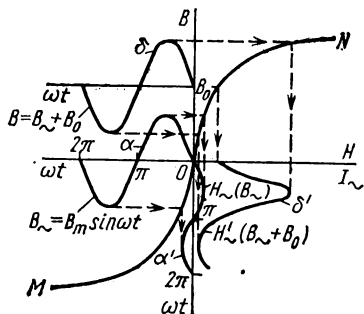


Рис. 4.2. Изменение напряженности магнитного поля H в сердечнике (или тока I в обмотке) в зависимости от магнитной индукции

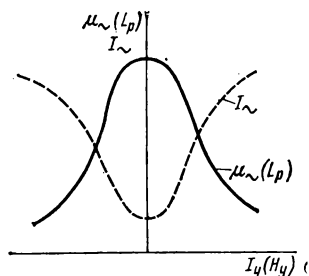


Рис. 4.3. Зависимость магнитной проницаемости μ (индуктивности L_p) и тока I от подмагничивающего тока I_y

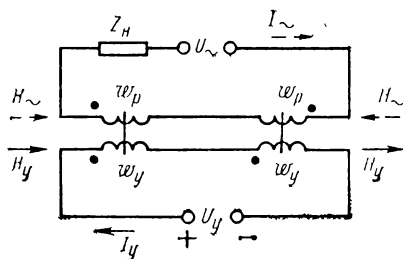


Рис. 4.4. Схема однотактного магнитного усилителя

стоящий из четырех обмоток: w_{p1} , w_{p2} , w_{p3} , w_{p4} . Параметры этих обмоток подбирают так, чтобы при отсутствии входного сигнала ($I_y=0$) мост был уравновешен, т. е. $I=0$. Управляющие обмотки w_y включены таким образом, что поля H_y направлены в разные стороны. Если учесть симметричность кривой зависимости $I=$

$=f(H_y)$ (см. рис. 4.3), то нетрудно видеть, что равновесие не нарушится и при $I_y \neq 0$. Для получения выходного сигнала и чувствительности его к полярности I_y служат обмотки смещения $w_{см}$, которые питаются постоянным током $I_{см}$, создающим поле смещения $H_{см}$. Это поле смещает начальную рабочую точку с кривой симметрии зависимости выходного тока от подмагничивающего поля. Поскольку направления H_y и $H_{см}$ в одном из сердечников совпадают, а в другом противоположны, наличие входного сигнала I_y приводит к уменьшению индуктивности одной пары рабочих обмоток (на схе-

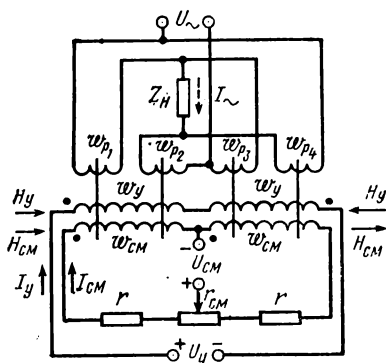


Рис. 4.5. Схема двухтактного мостового магнитного усилителя

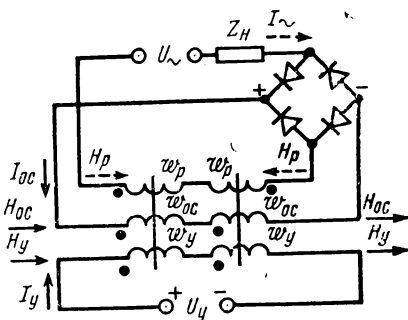


Рис. 4.6. Схема однотактного магнитного усилителя с внешней обратной связью

ме рис. 4.5 — w_{p1} и w_{p2}) и соответствующему увеличению индуктивности другой пары (w_{p3} и w_{p4}), мост выходит из равновесия и в нагрузке Z_H возникает выходной сигнал I_{\sim} . При изменении полярности U_y фаза тока I_{\sim} меняется на 180° .

Важными эксплуатационными характеристиками магнитного усилителя являются коэффициенты усиления (передачи) и инерционность усилителя.

Различают коэффициенты усиления по току $K_I = \Delta I_{\sim} / \Delta I_y$, по напряжению $K_U = \Delta U_{\sim} / \Delta U_y$ и по мощности $K_P = \Delta P_{\sim} / \Delta P_y$.

Инерционность усилителя оценивается длительностью переходного процесса $t_n \approx 3\tau$, где τ — постоянная времени цепи управления усилителя.

Для рассмотренных схем усилителей K_P и τ связаны между собой следующей зависимостью:

$$\tau = K_P / (4\eta f), \quad (4.3)$$

где $\eta < 1$ — коэффициент полезного действия усилителя; f — частота переменного тока.

Если, например*, усилитель питается от сети переменного тока

* См.: Розенблат М. А. Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники. — М.: Наука, 1974.

с частотой $f=50$ Гц, имеет $K_p=200$ и $\eta=0,8$, то $\tau=1,25$ с, а длительность переходного процесса $t=3,8$ с.

Одним из главных недостатков магнитных усилителей является большая инерционность. Уменьшить инерционность и повысить коэффициенты передачи можно путем применения специальных схем, в частности использования схем с положительной обратной связью. Обратную связь можно использовать как в простых (однотактных) усилителях, так и в более сложных — дифференциальных, мостовых, трансформаторных и др.

На рис. 4.6 приведена схема однотактного магнитного усилителя с внешней обратной связью. Положительная обратная связь осуществляется следующим образом: выходной ток выпрямляется и создает в обмотках обратной связи ω_{oc} постоянное поле H_{oc} , увеличивающее подмагничивание и, следовательно, приводящее к возрастанию I_{\sim} . Если направление выпрямленного тока в обмотках ω_{oc} выбрано таким образом, что H_{oc} ослабляет подмагничивание и уменьшает выходной сигнал, имеет место отрицательная обратная связь.

Степень влияния обратной связи характеризуется коэффициентом обратной связи — отношением напряженности поля обратной связи к среднему значению напряженности поля переменного тока:

$$K'_{oc} = H_{oc} / H_{\sim cp}, \quad (4.4)$$

т. е. коэффициент обратной связи устанавливает степень компенсации напряженности H_{\sim} напряженностью H_{oc} в том сердечнике, где в данный полупериод эти поля вычитаются.

Для внешней обратной связи

$$K'_{oc} = \frac{\omega_{oc}}{\omega_p} K_v \approx \frac{\omega_{oc}}{\omega_p}, \quad (4.5)$$

где K_v — коэффициент выпрямления, очень близкий для диодов к единице.

Влияние обратной связи на характеристики магнитного усилителя — коэффициент усиления по мощности и постоянную времени — можно оценить с помощью следующих выражений:

$$K_{poc} = \frac{K_p}{(1 \mp K'_{oc})^2} \quad (4.6)$$

и

$$\tau_{oc} = \frac{\tau}{1 \mp K'_{oc}}, \quad (4.7)$$

где K_p и τ — коэффициент усиления по мощности и постоянная времени при отсутствии обратной связи.

В формулах (4.6) и (4.7) «—» соответствует положительной, а «+» — отрицательной обратной связи.

Из формулы (4.6) видно, что для усилителя с положительной обратной связью увеличение $K_{ос}$ вызывает возрастание усиления, а при $K_{ос} \geq 1$ усилитель переходит в релейный (триггерный) режим работы, что используется в бесконтактных магнитных реле.

Из выражений (4.6) и (4.7) также ясно, что увеличение $K_{ос}$ приводит к увеличению $\tau_{ос}$ (при положительной обратной связи). Однако поскольку $K_{рос}$ возрастает быстрее, чем $\tau_{ос}$, то при заданном значении K_R постоянная времени для усилителя с положительной обратной связью может быть во много раз меньше, чем для усилителя без обратной связи. Поэтому во многих магнитных усилителях коэффициент положительной обратной связи достигает 0,99—0,999. Это дает возможность при неизменном K_R уменьшить τ в 100 и более раз.

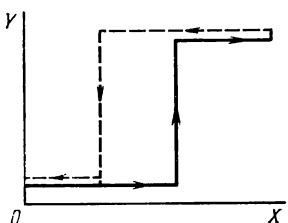


Рис. 4.7. Характеристика реле

Кроме магнитных усилителей с внешней обратной связью широко применяют благодаря ряду преимуществ (некоторого сокращения габаритных размеров, меньшего числа обмоток) магнитные усилители с внутренней обратной связью, или самонасыщением. Отличительная особенность этих усилителей состоит в том, что положительная обратная связь осуществляется путем включения однополупериодного выпрямителя (диода) последовательно с обмотками ω_p переменного тока усилителя, которые в данном случае являются одновременно рабочими обмотками и обмотками обратной связи. Полупериод, в течение которого диод открыт, называется рабочим, а полупериод, в течение которого диод заперт, — управляющим. В рабочей обмотке ω_p и сопротивлении нагрузки r_n проходит выпрямленный ток i , постоянная составляющая которого создает магнитное поле обратной связи. Это поле даже при отсутствии тока в управляющей обмотке ω_y усилителя стремится насытить сердечник, т. е. имеет место самонасыщение, в результате чего ток на выходе усилителя достигает значения, близкого к максимальному.

Магнитное бесконтактное реле представляет собой устройство, которое преобразует плавное изменение входной величины X в скачкообразное изменение выходной величины Y . Зависимость $Y=f(X)$ для реле имеет форму петли (рис. 4.7). Реле служит для скачкообразного включения, выключения и переключения электрических цепей. Долгое время в автоматике широко применяли электромагнитные контактные реле. Однако эти реле обладают рядом недостатков, главными из которых являются малая надежность, возможность ложного срабатывания под действием вибраций или ударов, взрывоопасность и др.

Бесконтактные магнитные реле свободны от указанных недостатков. Такие устройства строят на основе магнитных усилителей с положительной обратной связью, магнитных гистерезисных элементов, на основе явлений феррорезонанса и параметрического возбуждения колебаний.

По сравнению с контактными бесконтактные магнитные реле обладают высокими надежностью, чувствительностью (мощность срабатывания может составлять всего 10^{-10} — 10^{-9} Вт), быстродействием, стабильностью условий срабатывания, взрывобезопасностью, практически неограниченным сроком службы и др.

Рассмотрим работу бесконтактных реле, выполненных в виде магнитных усилителей с глубокой положительной обратной связью ($K_{oc} \geq 1$). Коэффициент усиления по току

$$K_I = \frac{1}{1 - K_{oc}} \frac{\omega_y}{\omega_p}. \quad (4.8)$$

Следовательно, при $K_{oc} = 1$ коэффициент усиления по току возрастает до бесконечности. Для реальной схемы это означает, что на вход усилителя достаточно подать малый сигнал I_y , чтобы ток нагрузки $I \sim$ скачком возрос до максимального значения, определяемого активным сопротивлением цепи нагрузки, т. е. в этом режиме усилитель работает как реле.

Установим необходимые условия для релейного режима работы цепи, содержащей линейный и нелинейный элементы.

На рис. 4.8, а изображена схема, состоящая из линейного r и нелинейного N элементов, подключенных к источнику напряжения U .

На рис. 4.8, б приведено графическое решение уравнения $U = U_r + U_N = Ir + U_N$ для определения тока I по заданным значениям U , r и вольт-амперной характеристике нелинейного элемента. Обязательным условием для работы такой схемы в релейном режиме является наличие падающего участка в характеристике нелинейного элемента (участка AB).

Как видно из кривых, в общем случае уравнение может иметь три решения (точки 1, 2 и 3). Из них устойчивому состоянию удовлетворяют только два решения (точки 1 и 3), соответствующие включенному и выключенному «контакту». Неустойчивое состояние точки 2 определяется следующим. Если по каким-либо случайным причинам (например, при незначительном изменении U) ток увеличится на ΔI_2 , то U_N уменьшится, $U_r = U - U_N$ возрастет, что вызовет дальнейшее возрастание тока $I = U_r/r$ и т. д.; аналогично незначительное начальное уменьшение I_2 вызовет его дальнейшее уменьшение. Устойчивое состояние точек 1 и 3 объяс-

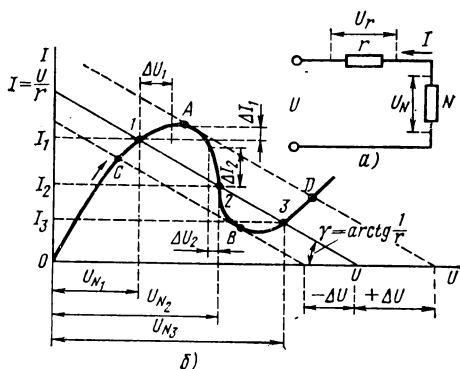


Рис. 4.8. Характеристика работы цепи, содержащей линейный и нелинейный элементы

няется так: если, например, для точки 1 произойдет увеличение I , то U_N увеличится, U_r и I уменьшатся, и схема возвратится к исходному состоянию.

«Переключение» реле может быть достигнуто изменением U или r следующим образом. Пусть исходной является точка 1. При увеличении U ток вначале несколько увеличивается (до точки А). После перехода на падающий участок характеристики нелинейного элемента происходит скачок тока до нового устойчивого состояния (точка D). Если затем

уменьшить напряжение U , то скачкообразное увеличение тока произойдет при переходе из точки В в точку С.

Бесконтактное магнитное реле на основе магнитного усилителя с достаточно сильной положительной обратной связью может быть выполнено в виде схемы, изображенной на рис. 4.6. Характеристика этого усилителя, т. е. зависимость $I_{\sim} = f(I_y)$, приведена на рис. 4.9, а. На этом же рисунке дана прямая обратной связи ОС.

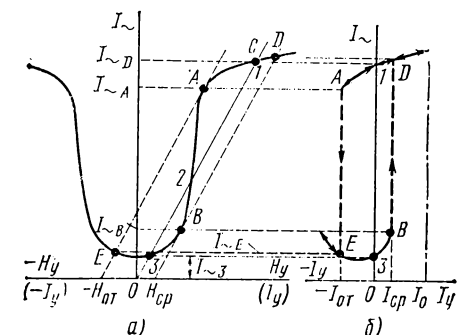


Рис. 4.9. Характеристика магнитного усилителя в релейном режиме

При достаточно большой обратной связи прямая ОС пересекает характеристику $I_{\sim} = f(I_y)$ в трех точках — 1, 2, 3. Устойчивыми являются точки 1 и 3. Построения, выполненные на рис. 4.9, а, аналогичны построениям рис. 4.9, б (индексы «ср» и «от» означают соответственно режимы срабатывания и отпускания). На рис. 4.9, б показано изменение тока I_{\sim} при изменении I_y (пунктиром обозначены «скачки» тока). Характер изменения тока соответствует типовой характеристике реле (см. рис. 4.7).

Кривые рис. 4.9 свидетельствуют о том, что полученное устройство реагирует на полярность управляющего сигнала, т. е. обладает свойствами так называемого двухпозиционного поляризованного реле. Сместив характеристику, изображенную на рис. 4.9, б, вправо (например, путем применения дополнительной обмотки с подмагничивающим током I_0), получим нейтральное реле.

Электромагнитный стабилизатор напряжения представляет собой устройство, поддерживающее напряжение на определенном уровне.

Свойства стабилизатора характеризуются коэффициентом стабилизации

$$S = \frac{\Delta X/X}{\Delta Y/Y}, \quad (4.9)$$

где X и Y — соответственно входная и выходная величины, а ΔX и ΔY — их изменения.

Существует много типов стабилизаторов, основанных на различных принципах работы. Широко применяют параметрические стабилизаторы с магнитонасыщенным дросселем или трансформатором. В этих стабилизаторах постоянство выходной величины поддерживается за счет использования нелинейности вольт-амперной характеристики указанных элементов.

Схема простейшего стабилизатора напряжения этого типа представлена на рис. 4.10, а. Стабилизирующим элементом является насыщенный дроссель Dp , обладающий вольт-амперной характеристикой, показанной на рис. 10, б. Здесь выполнены построения (угол $\alpha_H = \text{arctg } Z_H$), согласно которым большому изменению входного напряжения $\Delta U_{вх}$ соответствует незначительное изменение выходного напряжения $\Delta U_{вых}$. Данный стабилизатор обладает существенными недостатками (большими потерями в активном сопротивлении r , малым коэффициентом стабилизации, искажением формы выходного сигнала).

Более совершенным является стабилизатор, схематически представленный на рис. 4.11, а. Последовательное встречное включение

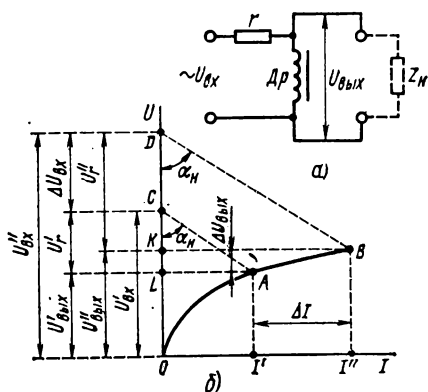


Рис. 4.10. Схема (а) и характеристика работы (б) стабилизатора напряжения с магнитонасыщенным дросселем

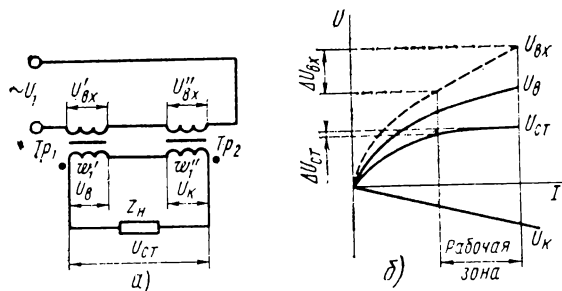


Рис. 4.11. Схема (а) и характеристика работы (б) стабилизатора напряжения с магнитонасыщенным дросселем и трансформаторной связью

Обмоток w_1' и w_1'' трансформаторов повышает коэффициент стабилизации, что видно из графиков, приведенных на рис. 4.11, б. Трансформаторная связь позволяет получить любое стабилизируемое напряжение.

Широко применяют феррорезонансные стабилизаторы напряжения, в которых используется явление резонанса в контуре, состоящем из индуктивности (дросселя) и емкости (конденсатора). Феррорезонансные стабилизаторы обладают хорошей формой выходного напряжения (особенно в схемах с фильтрами), к.п.д. порядка 70—80% и временем переходного процесса порядка 0,02—0,2 с.

Для построения стабилизаторов напряжения можно использовать как резонанс токов (параллельное включение L и C), так и резонанс напряжений (последовательное включение L и C). Более распространенными являются стабилизаторы напряжения с параллельным включением L и C .

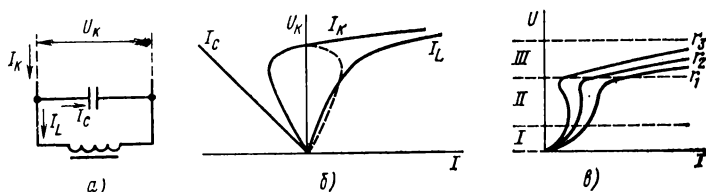


Рис. 4.12. Схема феррорезонансного стабилизатора напряжения (а) и его характеристики (б, в)

На рис. 4.12 представлена схема параллельного феррорезонансного контура и его характеристики. Для построения стабилизаторов напряжения используется область III (рис. 4.12, в). Кроме рассмотренных магнитных элементов автоматики, используя магнитные свойства материалов, создают магнитные модуляторы, зонды, магнитометры, демодуляторы, генераторы импульсов, осуществляют синхронные передачи и др.

§ 4.2. Элементы вычислительной техники

Важнейшими элементами ЭВМ являются магнитные сердечники из материалов с ППГ (см. § 2.19). Их применяют больше всего в запоминающих устройствах ЭВМ, а в ряде случаев и в устройствах переработки информации (логических схемах). Широкое использование этих элементов объясняется их преимуществами: высокой надежностью, малыми габаритными размерами, практически неограниченным сроком службы, сохранением записанной информации после выключения источников питания.

В § 2.19 был рассмотрен кольцевой сердечник с ППГ как техническое средство реализации двоичной системы счисления. Кольцевые сердечники могут быть использованы в запоминающих устройствах (ЗУ) с разрушением и без разрушения информации при считывании, в накопительных и пересчетных схемах, а также как элементы логических и переключающих устройств — в чисто магнитных и магнитополупроводниковых (магнитодиодных и маг-

нитотранзисторных)* схемах. Однако иногда целесообразно применять сердечники других конфигураций или другие магнитные элементы. Помимо кольцевых сердечников наиболее широко применяют: ферритовые платы и числовые линейки, трансфлюксоры, биаксы, твисторы, тонкие (плоские и цилиндрические) магнитные пленки, устройства на основе цилиндрических магнитных доменов (ЦМД).

Эти элементы используют главным образом в оперативных запоминающих устройствах (ОЗУ), представляющих собой внутреннюю память машины. К устройствам внешней памяти с магнитной записью информации относятся ЗУ на магнитных лентах, барабанах и дисках (ВЗУ).

Рассмотрим перечисленные элементы и примеры их использования в схемах.

Кольцевые сердечники. Кольцевые сердечники, как отмечалось, позволяют решать различные задачи и очень широко распространены.

В ОЗУ такие сердечники собирают в матрицы — схемы, образованные пересекающимися рядами проводов, в узлах которых располагаются сердечники. Применение матриц вместо простого набора сердечников с обмотками позволяет существенно уменьшить количество проводов в схеме. Обычно матрица содержит \sqrt{N} столбцов и \sqrt{N} строк, что позволяет записать N двоичных цифр (так называемых бит), т. е. *единиц* или *нулей*.

На рис. 4.13 показана матрица ОЗУ типа 3D с плоской системой выборки или с выборкой по совпадению токов, где шины (провода) матрицы называют: обозначенные X_i и Y_i — адресными; изображенную пунктиром — шиной запрета; с обозначением «выход» — шиной выхода или считывания.

Работа матричной схемы типа 3D заключается в следующем.

Для записи или считывания информации по адресным шинам X_i и Y_i подают совпадающие во времени импульсы тока, каждый из которых создает поле напряженности $H_m/2 < H_c$. Это поле недостаточно для изменения магнитного состояния сердечника от $-B_r$ (*нуль*) до $+B_r$ (*единица*) или от $+B_r$ до $-B_r$. В сердечнике i поля, создаваемые обоими проводниками с токами, складываются и сердечник оказывается под действием суммарного поля $H_m > H_c$, достаточного для его полного перемагничивания.

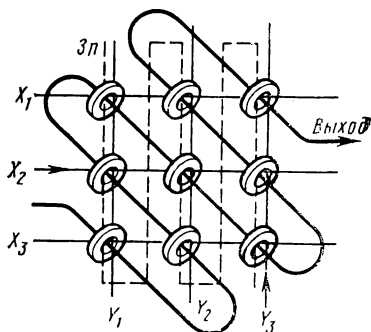


Рис. 4.13. Матрица ОЗУ типа 3D

* Прежние названия — «феррит-диодные» и «феррит-транзисторные» соответственно — неточны, поскольку в качестве материала сердечников применяют не только ферриты, но и металлические (ферромагнитные) материалы.

При этом, если в исходном состоянии сердечник находится в положении $B = -B_r$ и поле H_m положительно, произойдет запись единицы (считывание нуля); если же $B = +B_r$ и H_m отрицательно — запись нуля (считывание единицы) (рис. 4.14).

Однако обычно для записи нуля применяют другой метод. Поскольку в исходном состоянии запись стерта, т. е. все сердечники находятся в состоянии «0», то запись нуля по существу сводится к подтверждению этого состояния (к запрету записи единицы). Для этого используют шину запрета. При записи нуля в адресные шины X_i и Y_i подают импульсы токов, как и при записи единицы, но одновременно с этим в шину запрета подают импульс, создающий поле $H_m/2$ обратного направления, поэтому суммарное поле оказывается недостаточным для перехода сердечника в другое устойчивое магнитное состояние.

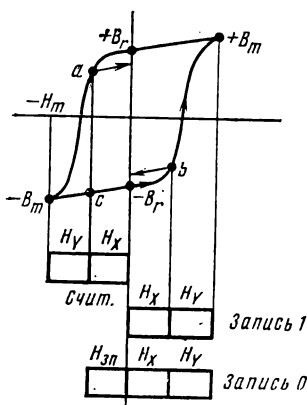


Рис. 4.14. Принцип работы матричного ОЗУ типа 3Д

Считывание информации производится путем опроса — подачи считывающих импульсов тока в шины X_i и Y_i в разных сочетаниях. При этом в выходной обмотке наводятся э.д.с. E_0 и E_1 , соответствующие записи «0» или «1».

Матрицы объединяют в «куб памяти», в котором каждая матрица предназначена для запоминания цифр одного разряда всех m чисел. Если в этих числах имеется n разрядов, то «куб памяти» содержит n матриц.

Матричные ОЗУ типа 3Д обладают рядом недостатков. Главный из них состоит в следующем. При подаче считывающих импульсов сигнал считывания должен поступать в выходную шину только с опрашиваемого сердечника, который переходит из состояния намагниченности одного направления в состояние намагниченности другого направления. Однако кроме этого полезного сигнала при опросе возникают сигналы помех, так как при подаче импульсов тока в адресные шины в результате возникновения поля $H_m/2$ меняется магнитное состояние и в других сердечниках. Это изменение происходит по частным петлям гистерезиса и сопровождается созданием э. д. с. в выходной шине, пронизывающей все сердечники. Чем значительнее отклонение формы петли гистерезиса сердечников от прямоугольной, тем больше помеха. Частично эту помеху можно подавить за счет того, что цепь считывания обходит сердечники петлеобразно с переменной своего направления по каждому диагональному ряду. При этом индуцируемые в различных диагональных рядах э. д. с. помех оказываются направленными навстречу друг другу. Отсюда следует, что для матрицы типа 3Д необходим тщательный подбор сердечников с возможно более

близкими параметрами. Матричные ОЗУ типа 3D имеют также ограниченное быстродействие. Их изготовление связано с известными трудностями технологического характера (сложность прошивки диагональным проводом считывания) и т. д.

Поэтому в ЭВМ кроме матричных ОЗУ типа 3D применяют систему с линейной или непосредственной выборкой типа 2D (или типа Z).

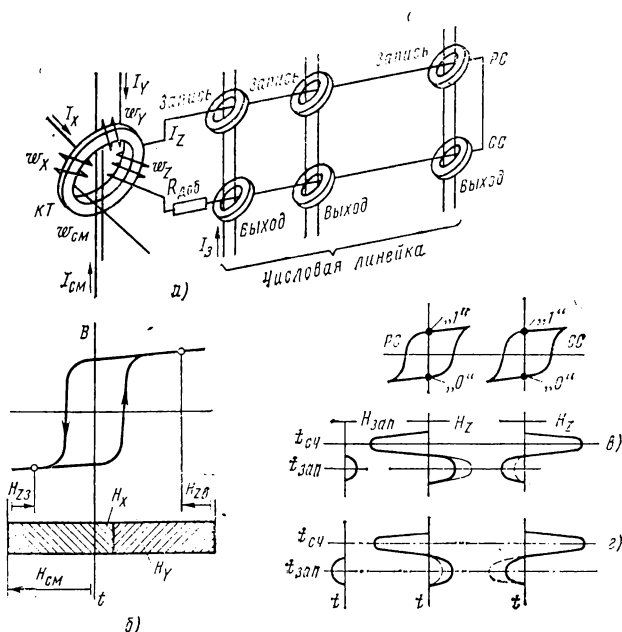


Рис. 4.15. ОЗУ типа 2D:

а — сердечники с обмотками; б — работа координатного трансформатора; в — считывание и запись «1»; г — считывание и запись «0»

Основная особенность этого типа ОЗУ состоит в том, что импульс тока считывания подается сразу во все разряды только одного выбранного в данный момент регистра, хранящего нужное число. Новым конструктивным элементом ОЗУ типа 2D по сравнению с ОЗУ типа 3D является координатный трансформатор (магнитный ключ). Он содержит четыре обмотки (рис. 4.15, а): две адресные w_x и w_y , обмотку смещения w_{cm} и обмотку w_z , в цепь которой включена шина Z , пронизывающая все сердечники по числу разрядов в записываемом числе. По обмотке w_{cm} всегда проходит ток I_{cm} , создающий поле смещения H_{cm} , под действием которого сердечник трансформатора находится в состоянии отрицательной намагниченности. Перемагничивание сердечника в состояние положительной намагниченности может произойти только под действием суммарного поля $(H_x + H_y)$, создаваемого

импульсами токов I_x и I_y . После окончания этих импульсов сердечник под действием $H_{см}$ снова возвращается в первоначальное состояние. В обмотке ω_z при этом наводится э. д. с. и возникает ток I_z , создающий в каждом из сердечников числовой линейки перемещающееся поле, в результате чего в выходных шинах появляется параллельный код того числа, которое соответствует данному координатному трансформатору. Ток I_z зависит от сопротивления цепи Z обмотки ω_z , зависящего в свою очередь от состояния сердечников при считывании. Действительно, при считывании «1» или «0» э. д. с., создаваемые при этом в петле Z , существенно различны и, следовательно, различны полные сопротивления участков цепи в виде шины с сердечником. Чем в большем количестве сердечников были записаны «1», тем сопротивление всей цепи Z больше, и наоборот. От сопротивления цепи Z зависит скорость перемещения сердечников (скорость выборки). Для стабилизации этих величин можно или поставить цепь в режим заданного тока (включить большое $r_{доб}$), или на каждый бит информации применить два сердечника: рабочий (PC) и стабилизирующий (CC). Эти сердечники включают таким образом, чтобы в них всегда записывалась одинаковая информация (в обоих «1» или в обоих «0»), а шина Z прошивала их в противоположных направлениях. При этом суммарное изменение магнитного состояния этих сердечников под действием поля, создаваемого током I_z , всегда будет одним и тем же ($Z = \text{const}$).

Процессы записи и считывания в ОЗУ типа 2D схематически показаны на рис. 4.15, в, г.

Сердечники всех числовых линеек одного разряда прошиваются шиной записи, в которую при записи пропускают ток I_z . Отметим, что координатный трансформатор создает в шине Z две полуволны тока I_z .

Для записи «1» (рис. 4.15, в) в определенной последовательности подают токи I_x , I_y и I_z . Первая полуволна тока I_z перемещает CC от $-B_r$ до $+B_r$ (записывает в нем «1») и сохраняет «0» в PC . Суммарное действие тока записи I_z и второй полуволны тока I_z вызывает изменение магнитного состояния PC от $-B_r$ до $+B_r$ (записывает в нем «1») и сохраняет магнитное состояние в CC . Таким образом, в обоих сердечниках оказывается записанной «1».

Для записи «0» (рис. 4.15, г) необходимо изменить полярность тока I_z . В результате записи в обоих сердечниках (PC и CC) записывается «0».

При считывании перемещают соответствующий координатный трансформатор путем подачи импульсов тока I_x и I_y . Если в паре сердечников была записана «1», то в момент $t_{сч}$ PC перемещается от $+B_r$ до $-B_r$ («вниз»), а CC остается в состоянии «1». При этом в выходной обмотке наводится э. д. с. Если был записан «0», то PC остается в состоянии «0», а CC перемещается от $-B_r$ до $+B_r$ («вверх») и, следовательно, в выходной обмотке наводится импульс э. д. с. противоположной полярности.

Сравнивая ОЗУ типов 3D и 2D, можно отметить следующие преимущества последнего:

а) повышенную надежность в распознавании сигналов «1» и «0», связанную с тем, что эти сигналы при считывании в ОЗУ типа 2D с двумя сердечниками на бит различаются не амплитудой, а полярностью;

б) значительно более низкий уровень помех, что связано с перемагничиванием током I_z сердечников только «своего» числа. Эта особенность позволяет применять форсированные режимы работы, используя большие по значению импульсы тока, что приводит к увеличению выходных сигналов в 5–10 раз по сравнению с ОЗУ типа 3D. Растет также и быстродействие.

Недостатком ОЗУ типа 2D является необходимость иметь на каждое число координатный трансформатор.

Кроме ОЗУ типов 3D и 2D применяют, например, ОЗУ типа 2,5D. Основные принципы их работы во многом совпадают с описанными ОЗУ.

Рассмотрим примеры использования кольцевых сердечников в схемах логической обработки информации.

Основными логическими высказываниями, используемыми в ЭВМ, являются операции: И, ИЛИ и НЕ. Эти высказывания называют сложными. Утверждение об их *истинности* или *ложности* можно сделать на основании анализа простых высказываний, из которых эти операции состоят.

Высказывание И истинно лишь тогда, когда истинны все простые высказывания; высказывание ИЛИ истинно, если истинно хотя бы одно простое высказывание; высказывание НЕ истинно, если простое ложно, и наоборот.

Принцип реализации этих операций на основе двоичной системы счисления заключается в следующем. Логический элемент, воспринимая двоичные сигналы, поступающие на его вход, анализирует их в соответствии с программой, на которую он настроен, и, если сочетание входных сигналов соответствует программе, отвечает «истинно» (создает на выходе *единицу*), если же не соответствует — отвечает «ложно» (создает на выходе *ноль*).

Продвижение информации в магнитных логических элементах осуществляется источниками тактовых (сдвигающих) импульсов, переключающих магнитные сердечники в состояние «0». Если до подачи тактового импульса сердечник находится в состоянии «1», то на его выходе появляется сигнал, передающий информацию («1») на следующий сердечник.

Для обеспечения однонаправленной передачи информации только в соседнюю ячейку в логических схемах на кольцевых сердечниках используют магнитодиодные, магнитотранзисторные и чисто магнитные схемы. Рассмотрим некоторые из них.

На рис. 4.16 показана трехтактная магнитодиодная трансформаторная схема, обеспечивающая передачу единицы информации (один разряд). Работа схемы заключается в следующем. Исходному состоянию всех сердечников схемы соответствует — B_r (*ноль*).

Каждый из тактовых токов I_1, I_2, I_3 состоит из пары импульсов, второй из которых совпадает во времени с первым импульсом следующего такта. Тактовые импульсы, создавая отрицательные напряженности $-H_m$, не изменяют исходного состояния. Запись единицы в сердечник 1 происходит при подаче во входную обмотку $w_{вх}$ импульса тока, достаточного для перехода этого сердечника из состояния $-B_r$ в состояние $+B_r$. При этом во второй обмотке, наложенной на этот сердечник, наводится э.д.с., которая может

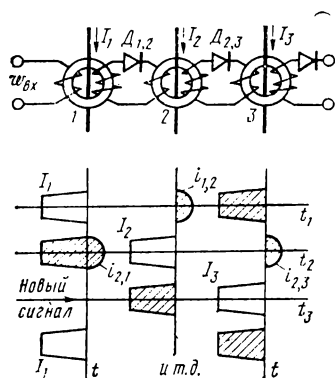


Рис. 4.16. Трехтактная магнитодиодная трансформаторная сдвигающая цепочка (регистр сдвига)

в сердечнике 2 происходит запись единицы (ток $i_{1,2}$ имеет положительное направление, т. е. создает поле $+H_m$). В момент времени t_2 происходит передача единицы из сердечника 2 в сердечник 3, но при этом возникает ток $i_{1,2}$, который может изменить магнитное состояние сердечника 1 от $-B_r$ до $+B_r$ (обратная ложная передача информации). Чтобы этого не произошло, в тактовую шину сердечника 1, подается запрещающий импульс тока (на рис. 4.16 — заштрихованный импульс), который создает поле отрицательного направления, компенсирующее действие положительного тока в цепи связи. После передачи сигнала в сердечник 3 сердечник 1 подготовлен для приема нового сигнала (в момент времени t_3).

Таким образом, за три такта можно передать двоичное число одного разряда; далее устройство может принять число следующего разряда и т. д. Информация, снимаемая с сердечника 3, передается следующему логическому элементу. Недостатком трехтактной сдвигающей цепочки (регистра сдвига) является сложность системы питания тактовыми импульсами. Поэтому применяют и другие магнитодиодные сдвигающие цепочки, например двухтактные и одноктактные.

На рис. 4.17 показана двухтактная схема на магнитодиодных ячейках, осуществляющая логическую операцию И.

В соответствии с приведенным определением высказывания И истинности этой операции соответствует одновременная подача сигналов «1» на входы A и B , что должно подтвердиться записью единицы в сердечнике 3 с последующей ее выдачей на выход схемы. Действительно, пусть сигнал для записи единицы подается только на вход A , тогда в сердечниках 1 и 2 записывается по единице. При считывании информации тактовым импульсом I_1 в ячейку 3 поступает единичный сигнал с ячейки 1 и сигнал запрета с ячейки 2, поэтому сердечник 3 остается в состоянии нуля (в исходном положении схемы во всех сердечниках записаны нули). Если сигнал поступает только на вход B , то исходное положение не изменится, так как этот сигнал попадает в обмотку запрета $w_{зп}$ сердечника 2. Если же сигналы «1» поступят одновременно на входы A и B , то в сердечнике 1 будет записана единица, а сердечник 2 останется в состоянии нуля; тактовый импульс I_1 передаст единицу в сердечник 3, а тактовый импульс I_2 — на выход схемы.

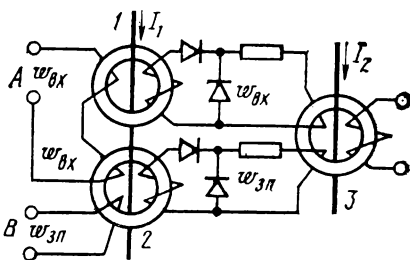


Рис. 4.17. Схема магнитодиодной ячейки для осуществления логической операции И

Магнитодиодные схемы относятся к схемам с пассивной цепью связи, в которых используются усилительные свойства сердечников с ППГ, способных при подаче тактового импульса передавать энергию в выходную цепь.

В магнитотранзисторных схемах (в схемах с активной связью) транзистор выполняет одновременно функции усилителя и вентиля. Такие схемы не требуют мощных тактовых импульсов и позволяют основную энергию получать от источников постоянного (коллекторного) напряжения, а также включать в выходную цепь несколько входных обмоток, упрощая тем самым построение сложных разветвленных схем. Основные принципы работы магнитодиодных схем сохраняются и для магнитотранзисторных.

Чисто магнитные схемы не содержат полупроводниковых элементов, а состоят только из сердечников с ППГ, обмоток связи и в некоторых случаях сопротивлений. Это обеспечивает большую надежность схем.

На рис. 4.18 показана часть сдвигающей цепочки, эквивалентной магнитодиодной схеме (см. рис. 4.16), у которой вместо полупроводниковых диодов использованы магнитные управляемые вентили. Принцип работы магнитного управляемого вентиля основан на нелинейной зависимости $B=f(H)$. Так, если ток в цепи связи, содержащий магнитный вентиль, подтверждает исходное магнитное состояние вентильного сердечника, то его сопротивление оказыва-

ется малым, что соответствует прямому сопротивлению полупроводникового диода. Если же ток в обмотке вентильного сердечника стремится изменить его магнитное состояние на противоположное, то сопротивление сердечника резко возрастает и ограничивает ток в цепи связи. Исходное состояние всех сердечников вентилях B_1 , B_2 и B_3 одинаково. Причем при считывании информации («1») тактовым током I_2 с сердечника 2 в контуре I возникает ток, для которого клапан B_1 представляет собой малое сопротивление, а для предотвращения воздействия этого тока на сердечник 1, как и в магни-

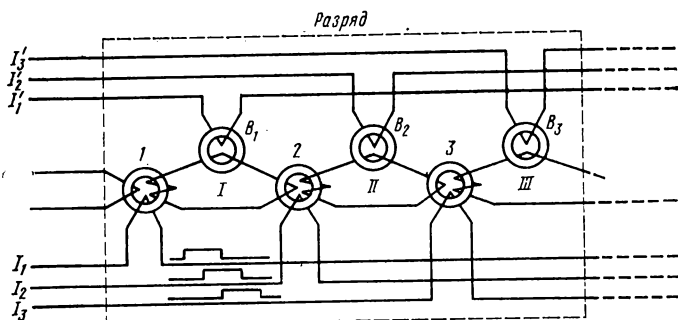


Рис. 4.18. Чисто магнитная сдвигающая цепочка

тодиодной схеме, необходимо наличие в этот момент тактового тока I_1 . Клапан B_2 для тока, возникающего в контуре II, также представляет собой малое сопротивление, и сердечник 3 переманчивается этим током в состояние «1». При этом для тока, возникающего в контуре III, клапан представляет собой большое сопротивление и ограничивает дальнейшую передачу информации. Особенностью таких схем является то, что сердечник клапана, ограничивающего ток в цепи связи, сам начинает переманчиваться. Поэтому перед каждым тактовым током I_1 , I_2 , I_3 должны подаваться соответствующие вспомогательные тактовые токи I'_1 , I'_2 , I'_3 , возвращающие сердечники клапанов в исходное состояние. Так как при этом может нарушаться магнитное состояние основных сердечников, то переманчивание сердечников клапанов должно происходить медленно, чтобы возникающие при этом в цепях связи токи создавали напряженность магнитного поля, меньшую поля трогания основных сердечников.

Приведенные схемы использования кольцевых сердечников не исчерпывают их возможностей. На кольцевых сердечниках можно, например, осуществить считывание информации без ее разрушения (в рассмотренных схемах при считывании единичная информация стиралась, т. е. сердечник переводился в состояние *нуля*). Решить такую задачу можно с помощью метода регенерации, т. е. перезаписи информации после чтения. Однако это сильно усложняет схемы и понижает их эксплуатационные параметры (увеличиваются цикл

работы, потребление и т. д.). Чтобы проще решить эту задачу, применяют сердечники со сложной формой магнитопровода.

Ферритовые платы и числовые линейки. Количество кольцевых сердечников в современной вычислительной машине достигает десятков и даже сотен миллионов штук. Поэтому большое значение имеет уменьшение размеров сердечников. Имеются сердечники с наружным диаметром до 0,3—0,4 мм и с внутренним диаметром — до сотых долей миллиметра. Применение миниатюрных сердечников не только приводит к уменьшению габаритных размеров и массы устройства, но улучшает и другие параметры — повышает быстродействие, уменьшает потребление и т. п. Это объясняется тем, что при одних и тех же амплитудах импульсов тока с уменьшением диаметра увеличивается напряженность возникающего при перемагничивании магнитного поля. Однако изготовление и сборка матриц из сердечников диаметром менее 1 мм связаны с большими технологическими трудностями, возникающими при прошивке сердечников проводами, их монтаже и др. Эти затруднения существенно уменьшаются при использовании

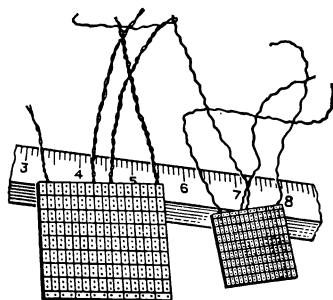


Рис. 4.19. Внешний вид ферритовой платы для ЗУ

вместо отдельных сердечников ферритовых плат и числовых линеек — многоотверстных пластин с отверстиями, расположенными определенным образом, и с системой проводов, нанесенных методами печатного монтажа. Такие платы являются готовыми матрицами, из которых собирают «кубы памяти». Числовые линейки в зависимости от распределения отверстий и проводов используют в различных ОЗУ, например линейку с тремя рядами отверстий применяют в ЗУ со считыванием без разрушения и электрической перезаписью информации. В многоотверстных пластинах (рис. 4.19) зона вокруг каждого отверстия представляет собой как бы один кольцевой сердечник. Ширина этой зоны определяется величиной участка, на котором происходит перемагничивание материала токовыми импульсами. Для исключения взаимного влияния отверстия должны быть расположены на определенном расстоянии друг от друга. Отверстия, расположенные по краям пластины, находятся в несколько отличных условиях от других отверстий и выполняют, как правило, технологические функции. Для нанесения системы проводов применяют различные приемы. Например, плату выполняют так, чтобы над ее поверхностью выступали ребра, расположенные в двух взаимно перпендикулярных направлениях и разделяющие плату на отдельные ячейки. Всю плату, включая ребра и внутреннюю поверхность отверстий, покрывают слоем серебра, а затем его снимают с ребер. Сетки ребер с двух сторон платы сдвинуты на один ряд отверстий (рис. 4.20), благодаря чему серебряное покрытие выполняет роль печатной обмотки, последовательно прошива-

ющей все отверстия платы. Каждая половина печатной обмотки проходит через половину отверстий платы и имеет два гибких вывода.

В табл. 4.1 приведены линейные размеры двух ферритовых плат, выпускаемых серийно.

Платам присущи некоторые недостатки. Так, контроль электромагнитных параметров возможен только для всей платы в целом, поэтому наличие дефекта хотя бы в одном ее участке приводит к браку всей платы. На платах нельзя получить высокое быстродействие, что объясняется следующим. Наружный диаметр для магнитного поля неограничен и при увеличении импульсных токов поле, охватывая все более далекие от центра отверстия участки, как бы «вязнет» в материале, сдерживая процессы перемагничивания. Можно указать и другие недостатки.

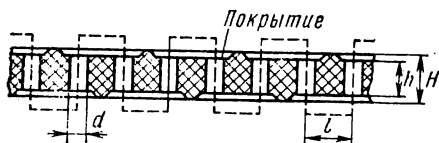


Рис. 4.20. Сечение ферритовой платы для ЗУ

Трансфлюксоры. Трансфлюксоры * представляют собой ферритовые сердечники с двумя или несколькими отверстиями. Они относятся к группе разветвленных сердечников (РС), которые в отличие

Таблица 4.1. Основные размеры некоторых серийно выпускаемых ферритовых плат *

Размеры поверхности платы, мм	d , мм	l , мм	h , мм	H , мм	Количество отверстий
26,4×28	0,59	1,6	1,2	1,5	17×16=272
15×16	0,29	0,9	0,56	0,8	17×16=272

* Обозначения соответствуют рис. 4.20.

от кольцевых имеют несколько контуров замыкания магнитного потока. Управление распределением потока можно осуществить токовыми импульсами в проводах, проходящих через отверстия трансфлюксора.

Рассмотрим принцип действия такого элемента на примере трансфлюксора с двумя отверстиями (рис. 4.21). Будем считать, что материал сердечника обладает идеальной прямоугольностью петли гистерезиса ($\alpha=1$) и что состоянию «0» соответствует намагниченность сердечника до насыщения в направлении часовой стрелки (рис. 4.21, а). В такое состояние сердечник можно привести, пропуская в обмотку ω_1 достаточный токовый импульс. Для записи «1» в эту же обмотку подают импульс обратного направления (уста-

* Трансфлюксор от лат. «транс» (пере) и от «флюксус» (поток). В целом слово означает элемент с перераспределением магнитного потока.

новочный или отпирающий импульс) такого значения, чтобы перемagnetилась только заштрихованная на рис. 4.21, б зона.

Для считывания информации через малое отверстие пропускают обмотки: запрашивающую w_2 и выходную w_3 . В запрашивающую обмотку подают переменный ток (или знакопеременные несимметричные импульсы) такой амплитуды, которая достаточна для изменения магнитного состояния кольцевой зоны вокруг малого отверстия, но недостаточна для перемagnetивания всего сердечника. Тогда, если в сердечнике записана *единица*, в обмотке w_3 наводится э.д.с., а если записан *нуль* — э.д.с. отсутствует. Для объяснения этого положения обратимся к рис. 4.21, из которого видно, что для обведенной пунктиром вокруг малого отверстия области состоянию «0» соответствует встречное направление потоков Φ_2 и Φ_3 , а состоянию «1» — согласное. Поэтому при протекании переменного тока по обмотке w_2 и наличии записи «1» в один полупериод, когда н.с. совпадает по направлению с магнитным потоком, последний ввиду насыщения возрастет не будет. Во второй полупериод, когда н.с. направлена навстречу потоку, она будет уменьшать его или даже перемagnetничать зону вокруг малого отверстия, в результате чего в обмотке w_3 возникнет э.д.с. При наличии в сердечнике записи «0» н.с. в один полупериод будет совпадать с магнитным потоком Φ_1 в левом полукольце, а во второй полупериод — с потоком Φ_2 в правом полукольце. Так как Φ_1 и Φ_2 являются потоками насыщения, то дальнейшее их увеличение невозможно и в обмотке w_3 э.д.с. индуцироваться не будет.

Таким образом, трансфлюксор позволяет считывать информацию без ее разрушения. Трансфлюксор можно использовать для записи многоуровневой информации. Идея такой записи заключается в том, что при подаче в обмотку w_2 переменного тока различной амплитуды будет изменяться выходная э.д.с. Такой же результат можно получить, изменяя установочный импульс. Кроме двухотверстного трансфлюксора применяют и многоотверстные (с количеством отверстий до 6) трансфлюксоры, обладающие другими свойствами и возможностями.

На рис. 4.22 показана схема ОЗУ матричного типа на трансфлюксорах, работающая на основе совпадения токов. Общие принципы

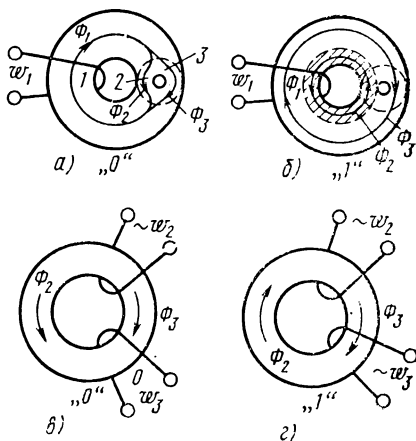


Рис. 4.21. Принцип действия трансфлюксора с двумя отверстиями:

а — трансфлюксор в начальном (запертом) состоянии; б — трансфлюксор в рабочем (открытом) состоянии; в — область вокруг малого отверстия у запертого трансфлюксора; г — область вокруг малого отверстия у открытого трансфлюксора

работы схемы аналогичны рассмотренным принципам работы ОЗУ на кольцевых сердечниках. В каждом трансфлюксоре две шины записи проходят через большое отверстие, а две шины считывания — через малое. Запись осуществляется в результате суммарного действия импульсов, подаваемых в адресные шины записи. Считывающие импульсы подаются парами (отрицательный и положительный). Каждая пара импульсов подается в вертикальную и горизонтальную считывающие шины. Если трансфлюксор был открыт,

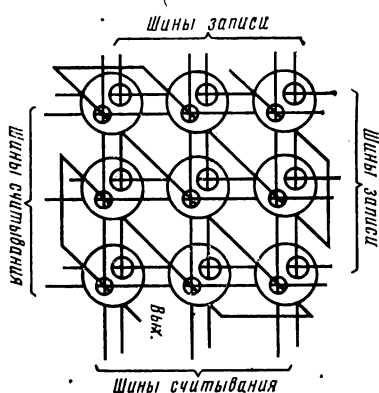


Рис. 4.22. Схема ОЗУ матричного типа на трансфлюксорах

то сумма отрицательных импульсов считывающих обмоток перемагничивает кольцевую зону вокруг малых отверстий против часовой стрелки, а сумма положительных импульсов — в обратном направлении, восстанавливая первоначальное направление потоков. При этом в выходной обмотке наводится двухполярный импульс э.д.с. Если же трансфлюксор был заперт, эта э.д.с. не возникнет (при $\alpha=1$; если $\alpha<1$, то возникнет э.д.с. помехи). Трансфлюксоры применяют не только в ЗУ, но и в различных логических схемах.

Биаксы. Элемент биакс (в переводе означает «двухосевой»)

представляет собой магнитопровод сложной формы с двумя сквозными отверстиями, оси которых расположены взаимно перпендикулярно (рис. 4.23, а). Через отверстия пропущены обмотки (провода): записи $w_{\text{зап}}$, выходная $w_{\text{вых}}$ и квадратурного поля w_k , используемая как при записи, так и при считывании информации. Работа элемента определяется магнитным состоянием перемычки между отверстиями (рис. 4.23, б). Процессы записи и считывания в биаксе можно представить следующим образом. Для записи «1» или «0» в обмотки $w_{\text{зап}}$ и w_k подаются импульсы тока, достаточные для намагничивания материала до насыщения. Причем в обмотку w_k подается всегда импульс одного знака, а в обмотку $w_{\text{зап}}$ — разных знаков при записи «0» и «1».

На рис. 4.23, а направления магнитных силовых линий поля показаны соответствующими окружностями, а на рис. 4.23, б направления магнитных потоков $\Phi_{\text{зап1}}$ и Φ_k на участке перемычки — стрелками. В результате сложения потоков $\Phi_{\text{зап1}}$ и Φ_k создается поток Φ_r . Направления потоков, показанные на рис. 4.23, соответствуют записи «1». В случае записи «0» направление потока, создаваемого импульсом тока в обмотке $\Phi_{\text{зап}}$, изменится на обратное ($\Phi_{\text{зап}} = -\Phi_{\text{зап1}}$), что вызовет изменение и направления Φ_r . Эти процессы иллюстрируются векторной диаграммой на рис. 4.23, в. Для считывания информации в обмотку w_k подают считывающий импульс

того же направления, что и при записи. Под действием этого импульса поток в нижней части биакса увеличивается на $\Delta\Phi_{сч}$, т. е. становится равным $\Phi_K + \Delta\Phi_{сч}$. В результате этого должен измениться и суммарный поток Φ_p . Но он не может возрасти, так как материал доведен до насыщения. Поэтому происходит поворот по-

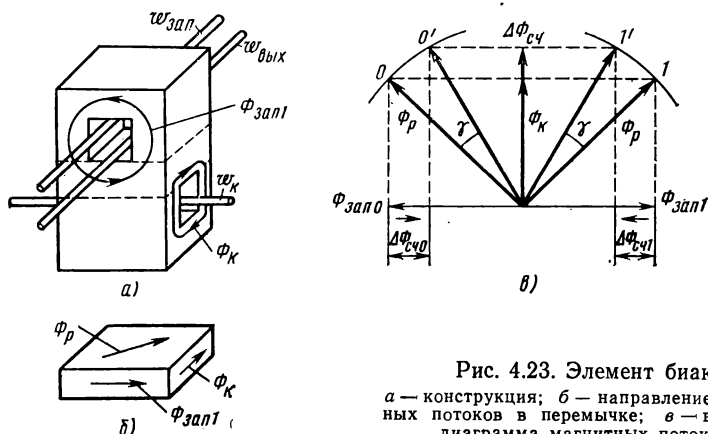


Рис. 4.23. Элемент биакс:
а — конструкция; б — направление магнитных потоков в перемычке; в — векторная диаграмма магнитных потоков

тока Φ_p на угол γ и его изменение в верхней части биакса на $\Delta\Phi_{сч}$, за счет чего в обмотке $w_{вык}$ возникает э. д. с. При считывании «1» или «0» эта э. д. с. будет различна по направлению. После окончания действия импульса считывания магнитное состояние сердечника возвращается к исходному, т. е. считывание происходит без разрушения информации. Биакс может быть использован не только в ЗУ, но и в логических схемах. Основными преимуществами биаксов являются: высокое быстродействие, малые размеры (например, габаритные размеры серийно выпускаемого биакса БН-8 соответствуют $2,1 \times 1,4 \times 1,2$ мм), возможность использования материалов с невысокой прямоугольностью петли гистерезиса, небольшая стоимость.

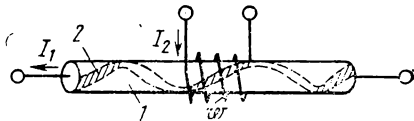


Рис. 4.24. Твистор с одной обмоткой пускаемого биакса БН-8 соответствует предварительно скрученной проволоке из магнитного материала:
1 — проволока из магнитного материала;
2 — направление легкого намагничивания

Твисторы. Твистор представляет собой магнитный элемент, в котором хранение информации осуществляется на магнитной проволоке. Рассмотрим один из первых конструктивных вариантов твистора (рис. 4.24) и принцип его работы. В этом варианте используется зависимость магнитных свойств ферромагнетиков от механических напряжений. Так, для предварительно скрученной* проволоки из магнитного материала с отрицательным значением коэф-

* «Скручивать» по-английски to twist, отсюда принято происхождение слова «твистор».

фициента магнитострикции (обычно в качестве материала используют никель) создается ось легкого намагничивания (ОЛН), направленная по геликоиде (рис. 4.24). При пропускании через проволоку тока I_1 возникает поле, перпендикулярное оси проволоки, а при пропускании тока I_2 через обмотку w — поле, направленное вдоль этой оси. Результирующее поле будет направлено по геликоиде. Выбирая соответствующие токи I_1 и I_2 , можно осуществить намагничивание по ОЛН и, таким образом, записать информацию. Для считывания информации по обмотке пропускают ток I_2 обратного направления и достаточный для того, чтобы повернуть вектор намагниченности. При этом в проволоке, играющей в данном случае роль считывающей обмотки, возникает э.д.с. Значение этой э.д.с. будет различным в зависимости от того, была ли проволока предварительно намагничена (записана «1») или оставалась ненамагниченной (записан «0»).

Кроме рассмотренного известны и другие типы твисторов. Например, твистор из медной изолированной проволоки, на которую спирально нанесен магнитный слой; в одном из вариантов этого твистора была использована проволока диаметром около 0,08 мм со спирально намотанной лентой из пермаллоя шириной 0,1 и толщиной 0,006 мм. Широкого применения твисторы не получили*.

Тонкие магнитные пленки. Тонкие магнитные пленки (ТМП) могут быть использованы как в ЗУ, так и в логических элементах ЭВМ.

Запись и считывание дискретной информации на элементах с ТМП основаны на том, что, как было указано в § 1:8, ось легкого намагничивания в ТМП расположена в плоскости пленки и ориентирована в определенном направлении. Следовательно, магнитопленочный запоминающий элемент можно рассматривать как однодоменную область, вектор намагниченности которой при записи «1» ($+B_r$) или «0» ($-B_r$) имеет одно из двух антипараллельных направлений ОЛН. Если создать поле, под действием которого вектор намагниченности повернется в направлении ОЛН, перпендикулярном ОЛН, то при наличии шины считывания в ней возникнет э.д.с., знак которой будет различным при считывании «1» или «0».

Конструктивное оформление пленочного ЗУ может быть разным. Схематическое изображение пленочной матрицы одной из первых конструкций показано на рис. 4.25 (работа устройства ясна из ранее рассмотренных схем).

Кроме плоских пленок в качестве элементов ЗУ используют цилиндрические пленки.

На рис. 4.26, а показан элемент ЗУ на цилиндрической пленке, нанесенной на проводник, который служит разрядным проводом ЗУ. Адресные импульсы записи — считывания проходят по обмотке, охватывающей цилиндрическую пленку. Ось легкого намагничивания пленки направлена по окружности цилиндра.

* Вместо твисторов за рубежом начинают применять элементы из проволоки Виганда [2.6].

Разрядный ток I_p записи выбирают таким, чтобы напряженность магнитного поля, создаваемого им, была меньше коэрцитивной силы в направлении оси легкого намагничивания. Таким образом, только ток I_p не может изменить направление магнитного потока в пленочном элементе.

При подаче тока считывания $I_{сч}$ на участках пленки, расположенных под обмотками считывания, происходит поворот вектора намагниченности в направлении оси проводника, что приводит к индуцированию сигнала на выходной разрядной обмотке, полярность которого определяется направлением намагниченности пленки, бывшим до считывания информации.

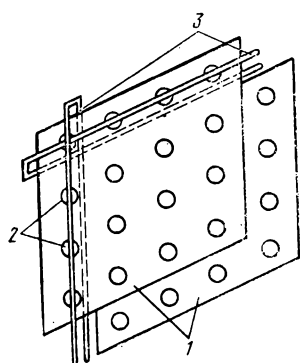


Рис. 4.25. Схема конструкции пленочной матрицы для ЗУ:

1 — стекланные подложки; 2 — кружочки пермаллоевой пленки; 3 — шины записи и считывания

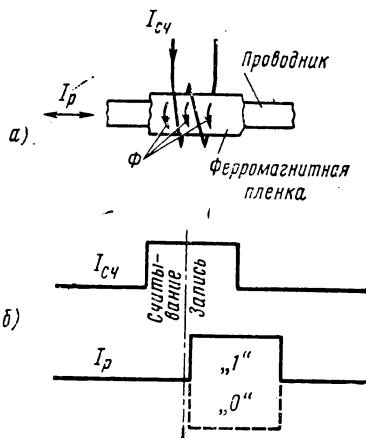


Рис. 4.26. Элемент ЗУ на цилиндрической пермаллоевой пленке

В зависимости от амплитуды тока считывания $I_{сч}$ поворот вектора намагниченности может быть как необратимым, так и обратимым. Во втором случае считывание информации может осуществляться без ее разрушения.

Запись информации происходит при одновременном воздействии адресного тока записи и разрядного тока I_p с тем или иным знаком. Причем в качестве адресного тока записи и считывания может быть использован один и тот же импульс тока $I_{сч}$, одна часть которого используется для считывания информации, а другая — для записи (рис. 4,26, а, б).

Основным преимуществом и плоских, и цилиндрических ферромагнитных пленок является большое быстродействие (до наносекундного диапазона), обусловленное тем, что процессы перемагничивания в них протекают за счет вращения вектора намагниченности, а также возможность автоматизации процесса изготовления матриц ЗУ: тканые матрицы из цилиндрических пленочных элемен-

тов и многослойные печатные платы на основе плоских пленок. Однако несмотря на указанные преимущества, пленочные ЗУ пока не вытеснили ЗУ на кольцевых и разветвленных сердечниках, что объясняется рядом причин — малым полезным сигналом в пленочных ЗУ, трудностями технологического характера в их производстве и др.

Перспективным направлением является использование ТМП для создания аналоговых запоминающих устройств (АЗУ). Основное назначение АЗУ заключается в запоминании, хранении и воспроиз-

ведении непрерывных сигналов. Преимущества АЗУ на ТМП перед другими видами АЗУ заключаются в высокой плотности размещения информации, быстродействии, малой потребляемой мощности и низкой стоимости.

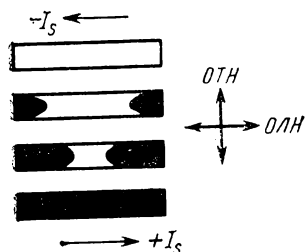


Рис. 4.27. Движение доменных стенок в ТМП

Для ТМП, выполненной в виде длинной полоски (рис. 4.27) и намагниченной до насыщения, вектор намагниченности I_s располагается по оси легкого намагничивания (ОЛН), направленной вдоль длинной стороны полоски. Условимся считать направление намагниченности для этого случая отрицательным, т. е. пред-

ставим полосу как «отрицательный домен» (на рис. 4.27 оставим полосу незаштрихованной). Остаточный поток при этом равен $\Phi_{\text{ост}} = -B_s S$, где B_s — индукция насыщения; S — площадь пленки. Если теперь воздействовать на пленку кратковременным (меньшим времени перемагничивания пленки) внешним полем $H > H_c$, обратного по сравнению с первоначальным полем направления, то начнется процесс перемагничивания. Этот процесс происходит за счет зародышеобразования (см. § 1.11). Теория подтверждает, что наиболее благоприятными с точки зрения зародышеобразования являются концы полоски, т. е. на них образуются «положительные домены» (на рис. 4.27 — заштрихованные области). Теперь остаточный поток пленки будет $\Phi_{\text{ост}} = -B_s S^- + B_s S^+$, где S^- и S^+ — площади пленки, занятые «отрицательными» и «положительными» доменами. Следующий импульс внешнего поля продвинет границы «положительных» доменов ближе друг к другу и т. д.

Таким образом, по положению границ доменов можно судить о числе импульсов внешнего поля (накапливающий счетчик) и, следовательно, о непрерывно изменяющейся величине, преобразованной в число импульсов. Очевидно, что при этом должно быть обеспечено выполнение ряда условий, например отсутствие зародышеобразования во всех местах ТМП, кроме ее концов, исключение самопроизвольного сползания доменных границ и др. Считывание положения границ доменов можно произвести посредством магнитооптического или индукционного метода. Значительно проще реализуется индукционный метод. Можно показать [4.2], что если в направлении оси трудного намагничивания действует слабое, не вы-

зывающее необратимых изменений поле $H_T = H_m \cos \omega t$, то напряжение на обмотке, которую пронизывает остаточный поток $\Phi_{ост}$ в пленке $U_{вых} = k\Phi_{ост} \sin 2\omega t$, где k — постоянный коэффициент.

Количественно возможности АЗУ на ТМП можно в известной степени оценить зависимостями, представленными на рис. 4.28. Зависимости получены для так называемого элемента Сакураи, в котором за счет особой конструкции перемещаются не две доменные стенки навстречу друг другу, а одна (на втором конце полоски зародышеобразования не происходит). Длина канала (активная длина элемента) составляла 4 мм; число стабильных состояний стенки не превышало 72; длительность импульсов 30 мс при амплитуде 200 А/м; элемент находился под совместным воздействием импульсного поля, действующего вдоль ОЛН, и синусоидального поля возбуждения с частотой 1000 Гц, действующего вдоль ОТН. Применение АЗУ на ТМП целесообразно только при относительно больших объемах информации (тысячи элементов и более). В таких устройствах элементы можно собирать в матричные схемы и запись производить по принципу совпадения двух координатных токов, подобно тому, как это делается в ЗУ на кольцевых ферритовых сердечниках (см. рис. 4.13).

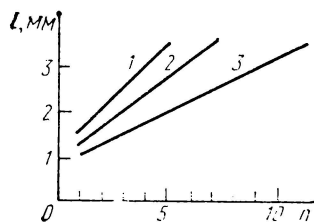


Рис. 4.28. Характеристики продвижения доменной стенки в ТМП при различных амплитудах поля возбуждения:

1 — 97 А/м; 2 — 87 А/м; 3 — 81 А/м

Запоминающие устройства с магнитной записью. В § 2.18 были рассмотрены некоторые типы магнитных лент, применяемых для записи звука. В вычислительной технике подобные магнитные ленты широко используют для записи информации в дискретной и аналоговой формах. Однако запись осуществляют не только на лентах, но и на магнитных носителях других видов: дисках, барабанах, картах, жетонах, на активную поверхность которых наносят слой магнитотвердого материала. В большинстве случаев их применяют в качестве внешних запоминающих устройств (ВЗУ) с большим объемом памяти, но с меньшим, чем в ОЗУ, быстродействием.

Обычно применяемые ленты помещают в стандартные кассеты, рассчитанные на 750 м ленты (миникассеты вмещают 90 м ленты). Протяжка ленты осуществляется с помощью специальных лентопротяжных механизмов с типовыми скоростями: 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0 м/с. Запись информации на ленту может производиться на одну или на несколько параллельных дорожек. Емкость записи дискретной информации определяется продольной и поперечной плотностями записи. Продольной плотностью называют число импульсов двоичного кода (бит), размещающихся на 1 мм длины ленты. Стандартные плотности записи: 8; 32; 64 бит/мм. Поперечной плотностью называют число дорожек. Общая емкость одной кассеты составляет (200—400) 10^6 бит информации.

Высокое качество записи получают при большом уровне и малой длительности сигнала, поскольку при этом улучшается соотношение сигнал — шум, увеличивается плотность записи из-за уменьшения взаимного влияния соседних магнитных отпечатков, имеющего место вследствие эффекта размагничивания.

Магнитные ленты, используемые для записи, характеризуются высокой надежностью хранения и передачи информации (не более одного сбоя на 10^{10} правильно воспроизведенных битов информации), достаточно высокой частотой передачи информации (до $1,5 \times 10^6$ бит/с), невысокой стоимостью. Недостатком записи на магнитную ленту является большое время поиска, так как запись информации является последовательной.

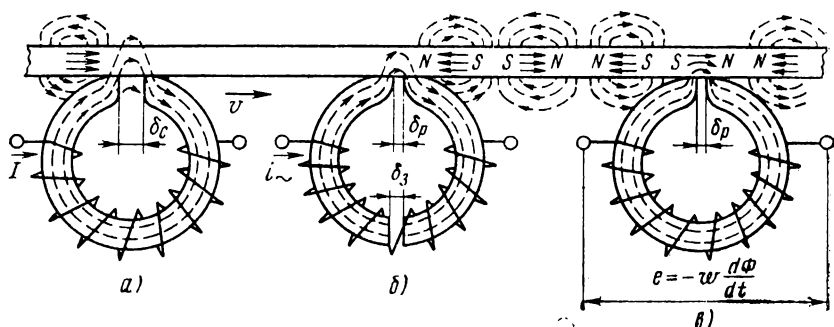


Рис. 4.29. Запоминающее устройство с записью на магнитной ленте:
а — стирающая; б — записывающая; в — считывающая головки

На рис. 4.29 показано ЗУ на магнитной ленте с тремя магнитными головками, выполняющими функции записи, считывания и стирания информации (существуют универсальные головки, совмещающие функции записи и воспроизведения). Сердечники головок выполняют из высоконикелевых пермаллоев, а также железоалюминиевых сплавов (например, из альфенола) или ферритов. Последние две группы материалов обладают высокой износостойкостью на истирание, что важно для устройств с контактной записью. Особенно хорошо этому требованию отвечают головки из монокристаллических и горячепрессованных ферритов.

Запись производят на предварительно намагниченный до насыщения носитель, что позволяет в два раза увеличить полезный сигнал при считывании *единицы* по сравнению с записью на ненамагниченный носитель. Предварительное намагничивание можно осуществить полем, создаваемым в воздушном зазоре δ_c стирающей головки при протекании по ее обмотке достаточно сильного постоянного тока i . Достигнутое таким образом магнитное состояние ленты соответствует записи «0». Для записи «1» в обмотку записывающей головки подают импульс тока $i \sim$, достаточный для перемагничивания в обратном направлении до насыщения магнитного носителя, находящегося в зоне рабочего воздушного зазора δ_p . Задний за-

зор δ_3 необходим для уменьшения остаточной индукции в сердечнике после окончания импульса тока. Таким образом, лента после прохождения записывающей головки представляет собой в магнитном отношении как бы цепь последовательно включенных постоянных магнетиков различной для «0» и «1» полярности. Для воспроизведения записанного сигнала используется считывающая головка, в обмотке которой наводится э. д. с., пропорциональная скорости изменения потока ленты, который замыкается по сердечнику в процессе движения ленты перед головкой. Следует отметить, что процессы записи и считывания изложены упрощенно. Существуют другие методы записи (импульсные, потенциальные, фазокодированные, частотные), каждый из которых обладает определенными преимуществами и недостатками и имеет свою предпочтительную область применения. Эти методы рассмотрены, например, в [4.3].

Из других видов магнитных носителей наиболее распространены магнитные диски. Магнитный диск представляет собой отполированную до 14-го класса чистоты омедненную алюминиевую пластину толщиной 3—4 мм, диаметром 350 мм, с обеих сторон покрытую магнитотвердым материалом — ферролаком на основе $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$ (см. § 2.18), сплавами Ni-Co, Co-W или чистым Co, наносимыми гальваническим путем. Рабочий слой магнитного диска покрывают тонким защитным слоем.

Различают накопители с постоянными и со сменными дисками (одно-, шести- и одиннадцатидисковые). Параметры дисков стандартизованы. Например, шестидисковые пакеты имеют 10 рабочих поверхностей (внешние не используются), 202 дорожки и плотность 45 бит/мм. На каждую рабочую поверхность диска устанавливается по одной магнитной головке «плавающего» типа. Принцип «плавления» состоит в том, что головка находится под действием двух противоположно действующих сил: потока воздуха, специально созданного и направленного так, что головка стремится отойти от поверхности диска, и пружины, прижимающей головку к поверхности диска. В результате создается рабочий зазор порядка 1—5 мкм. Диск приводится во вращение двигателем, а головка (или головки) с помощью специального двигателя может перемещаться по направлению радиуса диска, переходя с дорожки на дорожку. Накопитель имеет электронный блок управления, записи и считывания, а также устройство для принудительной очистки воздуха в районе диска.

Преимущества магнитного накопителя на дисках по сравнению с накопителем на ленте — высокая скорость передачи и малое время выборки.

Наряду с металлическими дисками применяют гибкие диски (флоппи-диски), у которых магнитотвердый материал наносится на пластмассовую основу. Их преимущества перед металлическими состоят в следующем. Для установки или съема гибких дисков не требуется инструментов, кассета с диском свободно ставится или вынимается из накопителя. Накопители с гибкими дисками не требуют создания плавающих головок, что существенно упрощает их

конструкцию. Гибкие диски относительно дешевы, имеют малые габаритные размеры и массу. Например, накопитель $PL \times 45 D$ широко применяется в качестве универсальной, дешевой памяти мини-компьютеров, в устройствах ввода — вывода для записи и считывания информации и в других устройствах.

Накопители на магнитных барабанах вытесняются накопителями на дисках. Наряду с рассмотренными появляются новые виды магнитных носителей, особенно в машинах прикладного и специального назначения: магнитные карты, карандаши, документы с магнитным слоем и др.

§ 4.3. Устройства на цилиндрических магнитных доменах

Цилиндрические магнитные домены (ЦМД) используют для создания как запоминающих, так и логических устройств. При этом значению «1» соответствует наличие домена в определенной точке информационной среды, а значению «0» — его отсутствие. Известны способы, позволяющие генерировать и разрушать (аннигилировать) ЦМД, реверсивно перемещать их в двух направлениях, фиксировать их присутствие или отсутствие (считывать информацию). ЦМД можно рассматривать как твердотельную среду, способную реализовывать многофункциональные операции без нарушения однородности материала носителя.

Работы по техническому использованию ЦМД были начаты в 1967 г. фирмой «Белл» (США) под руководством А. Бобека. Исследования в этой области ведутся в СССР и в ряде других стран. Многие ведущие специалисты считают, что ЦМД следует рассматривать как основную элементную базу ЭВМ следующих поколений.

В настоящее время в основу построения большинства доменных устройств положен принцип модульности. Под этим принципом понимают создание и применение широкой номенклатуры доменных интегральных микросборок (ДИМ) в качестве конструктивно законченных компонентов монтажа печатных плат по образцу полупроводниковых микросхем.

ДИМ представляет собой автономный, конструктивно-сборочный элемент, komponующий накопитель или логическую часть доменного прибора. В комплекте с блоками питания, усилителями записи и считывания ДИМ может выполнять следующие операции: запись информации в произвольном коде, стирание информации (в том числе выборочное), сдвиг информации, хранение информации при отключенных внешних источниках питания, коммутацию и распределение информации по регистрам, «сжатие» информационных массивов и др. Перечисленные операции над информацией, представленной ЦМД, совершаются в ЦМД-чипе — тонкопленочном магнитном кристалле прямоугольной (чаще квадратной) формы на немагнитной подложке с нанесенными на его поверхность функциональными слоями, формирующими заданную топологию схемы и обеспечивающими ее работоспособность. ЦМД-чип является основной технологической и сборочной единицей, комплектующей ДИМ.

Рассмотрим назначение, принцип действия и техническую реализацию основных функциональных слоев.

Управление ЦМД. Управление ЦМД, т. е. осуществление дискретных перемещений доменов в одном или двух направлениях в определенные моменты времени, происходит под действием специально создаваемых внешних магнитных полей. Эти поля должны иметь определенный рельеф, чтобы положение домена после каждого нового дискретного перемещения фиксировалось в определенной точке информационной среды.

Магнитное поле должно представлять собой систему магнитостатических ловушек (МСЛ), куда перемещаются и где фиксируются ЦМД.

В зависимости от типа магнитостатического взаимодействия различают:

а) управление за счет создания токовых МСЛ, обусловленное взаимодействием поля ЦМД с внешними полями;

б) управление за счет создания зарядных МСЛ, обусловленное взаимодействием поля ЦМД с квазипостоянными полями магнитных зарядов, наводимых внешними по отношению к ЦМД полями на границах раздела магнитных сред, входящих в состав продвигающих схем;

в) управление за счет создания зарядных МСЛ, обусловленное взаимодействием поля ЦМД с магнитными зарядами, наводимыми полями рассеяния ЦМД на границах раздела магнитных сред, входящих в состав продвигающих схем.

Рассмотрим техническую реализацию указанных способов управления.

Управление токовыми МСЛ. Токовые МСЛ создаются двухпроводными плоскими продвигающими обмотками (петлями) с током, накладываемыми на поверхность пластины или подложки (рис. 4.30). Для создания таких схем пользуются методом тонкопленочной технологии. При пропускании по петле тока возникает местное магнитное поле, которое, взаимодействуя с полем ЦМД, вытягивает его под петлю. Для «захвата» ЦМД необходимо, чтобы местное поле частично перекрывало домен. Это требование в некоторой степени обуславливает размеры петель. Изображенная на рис. 4.30 схема обеспечивает двумерное перемещение ЦМД, т. е. путем подачи в соответствующей последовательности импульсов тока в шины X_i и Y_i можно переместить и зафиксировать ЦМД в любой точке схемы. На рис. 4.30 домен находится в точке А.

Управление зарядными МСЛ, создаваемыми внешним полем. Для реализации этого метода на поверхность пластины (подложки) наносят ферромагнитные (обычно пермаллоевые) аппликации определенной конфигурации, например, такой, как на рис. 4.31. Посредством системы намагничивающих катушек создают поле $H_{\text{упр}}$, действующее в плоскости пластины. Направление этого поля можно менять (коммутировать) так, как показано на рис. 4.31 стрелками. Каждому направлению поля соответствует определенное расположение магнитных зарядов на элементах аппликации (поляриность за-

рядов обозначена знаками «+» и «—»). Условимся, что домен имеет знак «—», т. е. притягивается к магнитному заряду со знаком «+». ЦМД при одном обороте поля $H_{упр}$ будет перемещаться с одной продольной полоски через Т-образный элемент на следующую

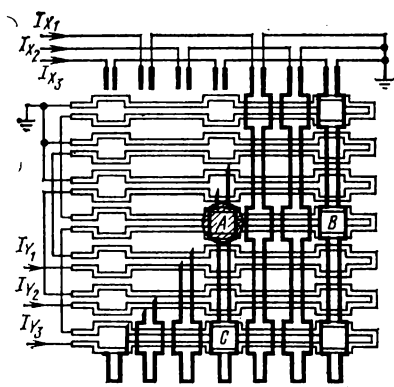


Рис. 4.30. Схема токовых петель для двумерного продвижения ЦМД

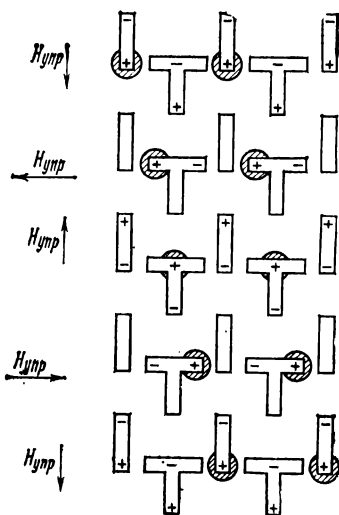


Рис. 4.31. Схема продвижения ЦМД в пермалловых аппликациях

продольную полоску. Такого рода конструкции МСЛ сейчас практически не используют. Они заменены на С-образные, шевронные и аппликации других форм [4.6].

Управление зарядными МСЛ, создаваемыми полями рассеяния ЦМД. Этот способ основан на том, что при модуляции поля $H_{вн}$

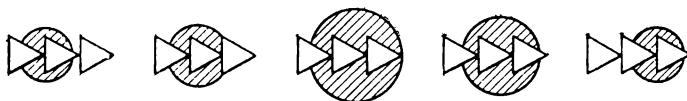


Рис. 4.32. Схема продвижения ЦМД на пермалловых аппликациях клиновидной формы

(см. рис. 1.35), подмагничивающего пластину, ЦМД расширяется при уменьшении поля и сжимается при его увеличении. Возможные пределы изменения поля при условии сохранения ЦМД определяются так: нижняя граница — переходом ЦМД в полосовой домен; верхняя граница — полем коллапса. Максимальное изменение диаметра ЦМД при этом около 3. Если на пластину (подложку) нанесена клиновидная пермалловая аппликация (рис. 4.32), то при модуляции поля происходит следующее. Энергетически выгодным яв-

ляется расположение домена на острие клина. При уменьшении $H_{вн}$ диаметр домена растет, домен расширяется в сторону следующих клиньев (вправо), захватывает их и при возрастании $H_{вн}$, сжимаясь, «стекает» на острие следующего клина.

Доменоправляющая система в виде непрерывных волнистых аппликаций, формируемых методом ионной имплантации неона или гелия (система типа «соприкасающихся дисков»). Этот новый способ продвижения основан на создании в маг-

нитодноосной пленке толщиной h специальной ионно-имплантированной структуры. Для его реализации на поверхность пленки наносят аппликацию в виде дисков, выполненных из золота (рис. 4.33). Пленку подвергают ионной бомбардировке, в результате чего ее участки, не защищенные аппликациями, изменяют свою кристаллическую структуру по всей толщине ионно-имплантированного слоя Δh . Вследствие возникающей при этом плоскостной магнитной анизотропии [4.3] вектор намагниченности в этих слоях отклоняется от оси легкого намагничивания ЦМД-пленки на некоторый угол, т. е. появляется составляющая намагниченности в плоскости слоя I_n . Под действием поля управления $H_{упр}$, параллельного плоскости пленки, по разные стороны диска аппликации за счет I_n формируются доменные границы клинообразного вида, которые, используя понятие магнитных зарядов, можно схематически представить в виде двух положительно и отрицательно заряженных полос, чему на рис. 4.33 соответствуют толстая и тонкая линии. При вращении поля управления границы перемещаются вокруг диска. Поскольку положительно заряженная граница для ЦМД, намагниченного отрицательно, представляет собой МСЛ, то, как следует из рис. 4.33, за один оборот поля управления ЦМД переместится на один шаг, равный диаметру диска.

Преимущество ионно-имплантированных структур заключается в необходимости существенно меньших полей управления для продвижения ЦМД по сравнению с пермалловыми аппликациями. Другое преимущество состоит в том, что минимальные размеры аппликаций в этом способе продвижения могут превышать диаметр домена, а следовательно, они могут быть изготовлены методами обычной фотолитографии.

Считывание информации с ЦМД. В общем виде задача считывания информации в устройствах с ЦМД может быть сформулирована как определение направления намагниченности в объеме $V = \pi D^2 h / 4$ за время t , зависящее от требуемой скорости обработки информации. Считывание производят индукционным методом, датчиками Холла, магниторезисторами, а также некоторыми другими методами и приборами.

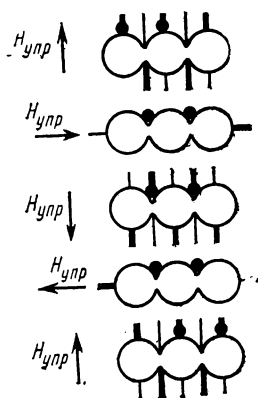


Рис. 4.33. Схема продвижения ЦМД в ионно-имплантированной структуре

Индукционный метод, основанный на законе электромагнитной индукции, дает возможность считывать только движущиеся ЦМД и не позволяет регистрировать присутствие неподвижных ЦМД. Ориентировочно можно считать, что техническая реализация метода осуществима для частот выше 1 МГц. Имеются предложения по повышению чувствительности метода. Например, на пути перемещения ЦМД наносят петлю в виде шпильки, по которой пропускают ток такого направления, что поле, создаваемое им, ослабляет подмагничивающее поле до значения, при котором ЦМД растягивается в полосовой домен; при этом площадь его увеличивается в десятки раз, соответственно возрастает и сигнал считывания.

Метод с использованием датчиков Холла (ДХ) требует микроиниатюризации ДХ до размеров ЦМД. При этом ДХ должны также обладать достаточной механической прочностью, хорошей воспроизводимостью характеристик, малой температурной зависимостью и др. Полезный сигнал должен быть порядка 100 мкВ при индукции 5 мТл. В принципе изготовить ДХ, удовлетворяющие данным условиям, можно, но они будут обладать всеми недостатками, которые присущи ДХ, представляющим собой четырехполюсники (наличие четырех выводов, необходимость компенсации неэквипотенциальности и др.). Кроме того, они характеризуются большим потреблением, наличием собственного магнитного поля и т. п.

Магниторезисторы при действии магнитного поля меняют электрическое сопротивление. Магниторезисторы, используемые при считывании ЦМД, представляют собой пермаллоевые аппликации, напыляемые на пластину (подложку). При прохождении домена под магниторезистором в последнем происходит поворот вектора намагниченности от ОЛН к ОТН и изменение электрического сопротивления. Этот способ считывания является наиболее перспективным.

Из других методов считывания укажем еще на *магнитооптический* с использованием *эффекта Керра* или *Фарадея* (см. § 1.15). К преимуществам магнитооптического метода считывания относятся: высокая разрешающая способность, позволяющая воспроизводить информацию с плотностью до 10^8 бит/см²; независимость выходного сигнала от скорости перемещения домена; возможность осуществления произвольной выборки; возможность считывания ЦМД со всей пластины и др. Основным недостатком этого метода является низкая технологичность.

Элементы схем. Для построения различных устройств вычислительной техники с использованием ЦМД кроме продвижения и считывания доменов необходимо еще их генерировать и аннигилировать.

Генераторы ЦМД могут быть построены с использованием различных элементов — токовых петель особой конфигурации, пермалловых аппликаций специальной формы и др.

На рис. 4.34 представлена одна из возможных схем генераторов ЦМД, которая хорошо согласуется со схемой продвижения, изображенной на рис. 4.31. Генератором доменов в данном случае может

быть круглая, ромбовидная или прямоугольная аппликация особой формы (на рис. 4.34 — «с зубчиком») и размеров. Аппликацию получают одновременно со схемой и теми же технологическими приемами, что является большим преимуществом. До начала работы генератор «заряжают» зародышевым доменом. Для этого создают поле $H_{вв}$, перпендикулярное плоскости пластины и несколько большее поле коллапса H_k . При этом на всей плоскости пластины, кроме зоны генератора, ЦМД коллапсируют, а в зоне генератора сохраняется один зародышевый домен. Это достигается тем, что размеры аппликации генератора делают во много раз большими размеров всех других элементов, в результате чего поле коллапса H_k домена, находящегося под генератором, оказывается больше (приблизительно на 800 А/м) поля коллапса во всех других точках пластины.

При воздействии на подготовленную таким образом пластину коммутируемым полем $H_{упр}$ зародышевый домен изменяется так, как показано на рис. 4.34. В итоге за один оборот коммутируемого поля в схему продвижения попадает один цилиндрический домен и генератор, сохраняя зародышевый домен, снова подготовлен к работе.

Аннигилятор доменов предназначен для уничтожения ненужных ЦМД. Он,

как и генератор, может быть выполнен различными способами — с помощью токовых петель или пермалловых аппликаций. Аннигилятор в виде токовой петли располагают в том участке схемы, где в процессе работы требуется уничтожение доменов, что достигается пропусканием импульса тока, формирующего магнитное поле, приводящее к коллапсированию домена. Аннигилятор на пермалловых аппликациях идентичен по структуре генератору доменов, например аппликация, изображенной на рис. 4.34. Распространяясь по каналу, домен будет захвачен под аннигилятор и в процессе вращения под ним сольется с имеющимся там доменом.

Кроме генераторов и аннигиляторов для реализации устройств на ЦМД используют и другие элементы схем. Рассмотрим некоторые из них.

Ключ передачи (переключатель) предназначен для перевода домена из одного канала распространения информации в другой. Необходимость выполнения такой операции возникает, например, в запоминающих устройствах с последовательно-параллельной организацией структуры, в которых информация (домен) передается сначала вдоль регистра сборки, а затем должна поступить в один из параллельно включенных запоминающих регистров. На рис. 4.35 приведена схема ключа передачи информации с помощью вращаю-

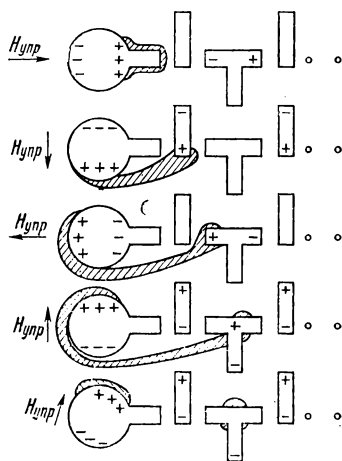


Рис. 4.34. Схема генератора ЦМД

щегося поля. Ключ выключен, когда магнитное поле вращается в направлении перемещения доменов, и действует как такт передачи (включен) при реверсировании вращения. Схема работает следующим образом. При прямом направлении вращения поля (по часовой

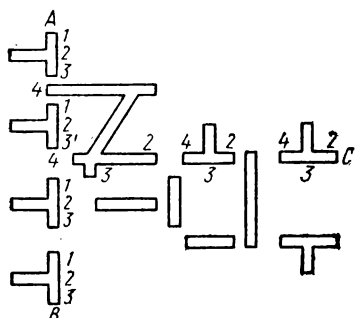


Рис. 4.35. Ключ передачи информации с помощью вращающегося поля

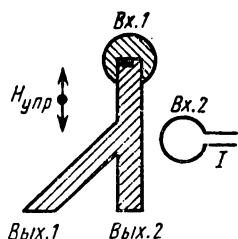
стрелке) домен перемещается в направлении от A к B , т. е. в последовательности $1-2-3-4-1$; при реверсировании поля домен перемещается в обратном направлении, т. е. от B к A . Заняв положение 4 на Z-образной аппликации (на ключе), домен перейдет далее в положение 3 на ней, поскольку это положение ближе, чем $3'$ на соседней T-образной аппликации. Таким образом, ЦМД перейдет из канала AB в канал C . Если теперь снова изменить направление вращения поля, то домен вернется в канал AB . Такой переключатель относится к группе неуправляемых переключателей, т. е.

таких, в которых функция переключения реализуется в зависимости от режима работы схемы управления в целом. Управляемые переключатели реализуют свои функции в результате изменения магнитного состояния отдельных участков переключателя под воздействием сигналов с устройства управления.

В устройствах на ЦМД используют и другие элементы схем, здесь не рассмотренные.

Запоминающие устройства на ЦМД. Простейшее ЗУ с ЦМД можно реализовать на базе линейного регистра сдвига, выполненного на клинообразных (см. рис. 4.32) или T-образных пермалловых аппликациях (см. рис. 4.31), или другими способами. В таком регистре информация хранится в последовательном коде в виде серии ЦМД, размещенных по длине регистра. Для увеличения объема хранимой информации вместо линейного применяют многоразрядные регистры.

Логические устройства на ЦМД. В основном ЦМД пока применяют в ЗУ, однако они весьма перспективны и для решения логических задач. В качестве примера рассмотрим реализацию логической функции И с помощью схемы с пермалловой аппликацией (рис. 4.36). В отсутствие ЦМД на $Vx.2$ и его наличии на $Vx.1$ при переключении $H_{упр}$ домен перемещается из $Vx.1$ во $Vx.2$ и обратно, не попадая на $Vyx.1$. При наличии ЦМД на



$Vx.1$	$Vx.2$	$Vyx.1$	$Vyx.2$
0	0	0	0
1	0	0	1
0	1	0	0
1	1	1	0

Рис. 4.36. Схема для реализации логической функции И

Вх2 вследствие взаимодействия домен — домен ЦМД переместится из *Вх.1* в *Вых.1*, что соответствует реализации функции И (работу схемы поясняет также таблица на рис. 4.36).

Подробно различные устройства на ЦМД рассмотрены в [4.6].

В заключение отметим, что конструкторско-технологические задачи реализации устройств на ЦМД еще не решены окончательно. Разработаны отдельные доменные интегральные схемы. Например, восьмикристалльная микросхема «Домен-3» содержит следующие компоненты: ЦМД-чип или совокупность ЦМД-чипов, размещенных на опорной плате; катушки управляющего поля, вращающегося в плоскости чипов; постоянные магниты для создания поля смещения, перпендикулярного плоскости чипов; магнитопровод, совмещающий в себе функции экрана от внешних магнитных полей; корпус с выводами. Технологический размер чипа 3×3 мм, площадь рабочей зоны (площадь внутри ограждения) $2,5 \times 2,5$ мм.

Минимальный набор функциональных компонентов позволяет выполнять чип с одним уровнем маскирования, т. е. изготавливать активные компоненты чипа из пермаллоя в одном процессе литографии с остальными аппликациями. В общем случае с целью достижения лучших характеристик по временам поиска в накопителях ЗУ в состав топологии чипа вводят дополнительные коммутирующие элементы: переключатели, репликаторы, дешифраторы и т. д. По ряду причин, в первую очередь вследствие плохой совместимости областей устойчивой работы отдельных компонентов чипа, выполнить чип в однослойном варианте часто становится затруднительным. В таких случаях применяют двухслойную технологию изготовления чипов, при которой на поверхность ЦМД-материала первым наносят слой проводников, из которых формируют активные компоненты чипа, а затем через определенный по схемотехническим соображениям зазор наносят слой пермалловых аппликаций. На рис. 4.37 показаны варианты изготовления чипа: однослойного (а) и двухслойного (б). В расчет принимают слои, по которым выполняют тонкую литографию. Приведенные на рис. 4.37 толщины слоев являются типичными для ЦМД с диаметром 5 мкм. Отметим, что толщину ЦМД-пленки в реальных устройствах для

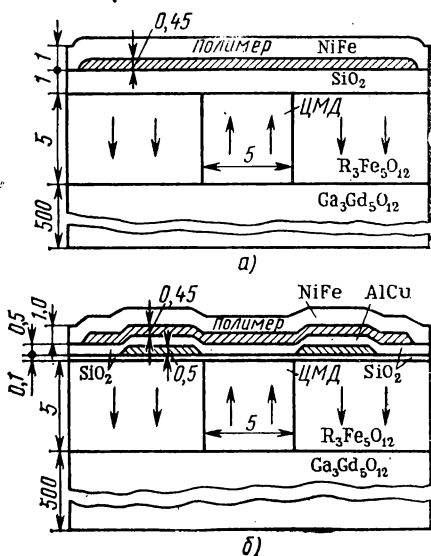


Рис. 4.37. Два варианта изготовления чипа (размеры указаны в мкм)

уменьшения размагничивающего фактора ЦМД и увеличения магнитного потока с его поверхности для надежного считывания выбирают равной диаметру ЦМД.

§ 4.4. Системы с постоянными магнитами

Создание магнитотвердых материалов с высокими свойствами обусловило применение постоянных магнитов в разнообразных приборах и устройствах во многих областях техники. Это, например: *измерительные приборы* — магнитоэлектрические амперметры, вольтметры, омметры, веберметры, светолучевые осциллографы, магнетометры и др.; *электрические машины с постоянными магнитами* — синхронные генераторы, двигатели постоянного тока, а также синхронные и гистерезисные, магнето; *радиоприемные устройства, акустические аппараты и устройства техники связи* — репродукторы, телефоны, микрофоны, адаптеры, звукозаписывающие головки и др.; *электровакуумные и ферритовые устройства СВЧ* — лампы бегущей волны, гетеродинные лампы обратной волны, циклотроны, вентили и др.; *регулирующие устройства* — поляризованные реле, регуляторы напряжения, температуры, давления, ограничители, переключатели тока и пр.; *промышленные устройства* — магнитные плиты, магнитные сепараторы, магнитные муфты и пр.; *бытовые приборы и устройства* — магнитные замки и фиксаторы, игрушки, магнитные ручные инструменты и др.

В общем случае магнитная система представляет собой сложную магнитную цепь, в которой к постоянному магниту могут быть подключены магнитопроводы, полюсные наконечники, магнитные шунты, термощунты, выпрямители поля, магнитные экраны, крепежные детали и другие элементы.

Параметры магнитной системы в значительной степени определяют параметры всего устройства в целом. Так, для электровакуумных приборов СВЧ масса магнитной системы составляет 60—90% от общей массы прибора, а стоимость — 20—50% стоимости прибора. Разработка сложной магнитной системы занимает 30—40% общего объема разработки устройства [2.8].

Следовательно, проектирование магнитных систем с постоянными магнитами является важной инженерно-экономической задачей.

Проектирование магнитной системы с постоянным магнитом в большинстве случаев сводится к выбору материала, размеров магнита и конфигурации магнитной системы, обеспечивающих получение заданного значения магнитной индукции в рабочем воздушном зазоре при наилучшем использовании свойств материала.

Степень использования свойств материала можно оценить с помощью коэффициента использования материала σ , который представляет собой отношение магнитной энергии в воздушном зазоре к максимально возможной энергии магнита данного объема*:

* Максимально возможная энергия соответствует идеализированному случаю работы всего объема магнита в точке $(BH)_{\max}$.

$$\sigma = \frac{B_p H_p V_p}{(BH)_{\max} V_m}, \quad (4.10)$$

где B_p , H_p — соответственно магнитная индукция и напряженность поля в рабочем воздушном зазоре; V_p — объем рабочего зазора; V_m — объем магнита.

Коэффициенту σ можно придать и другой физический смысл. Перепишем формулу (4.10) в следующем виде:

$$\sigma B_D H_D S_m l_m = B_p H_p S_p l_p,$$

где B_D и H_D — индукция и напряженность поля магнита, работающего в точке $(BH)_{\max}$; l_m и l_p — длины; S_m и S_p — площади поперечного сечения соответственно магнита и рабочего воздушного зазора.

Так как $H_D l_m = H_p l_p$, то

$$\sigma = \Phi_p / \Phi_m, \quad (4.11)$$

т. е. σ можно представить как отношение магнитного потока в рабочем зазоре к магнитному потоку магнита, работающего в точке $(BH)_{\max}$.

Формулы (4.10) и (4.11) показывают, что коэффициент использования материала характеризует потери энергии (или магнитного потока) на пути от магнитной нейтрали до рабочего зазора. Очевидно, что σ всегда меньше единицы; для систем высокого качества $\sigma = 0,2 \div 0,6$.

Потери энергии магнита обусловлены рассеянием магнитного потока, падением м. д. с. по длине магнитопровода и поперечным намагничиванием. При этом считаем, что рабочей является точка $(BH)_{\max}$ и намагничивание произведено до предельных характеристик. «Недомагничивание» может быть больше суммы всех других потерь.

Потери от рассеяния магнитного потока объясняются тем, что магнитное сопротивление воздуха не равно бесконечности. Точный расчет проводимостей рассеяния является сложной задачей. Обычно для этой цели пользуются эмпирическими формулами и вспомогательными графиками, что увеличивает погрешность расчета.

Утечки имеются не только по длине магнитопровода, но и по длине магнита, а это значит, что его состояние на кривой размагничивания представляется не одной точкой, а целым участком. Наибольшим поток будет в нейтрали, а наименьшим — на концах магнита.

Изменение индукции приводит к изменению м. д. с. на единицу длины магнита и, следовательно, к тому, что на участках с одинаковой магнитной проводимостью потери потока будут различны. Это учитывается путем применения в расчетах метода последовательного суммирования [4.7]. Метод заключается в том, что подсчет утечек от нейтрали к концам ведется последовательно на маленьких участках, для которых B и H с некоторым приближением можно

считать постоянными. Недостатком метода последовательного суммирования является его большая трудоемкость.

Потери м. д. с. в магнитопроводе. В большинстве случаев по конструктивным соображениям в магнитной системе используют магнитопровод, выполненный из магнитомягкого материала. Сечение магнитопровода должно быть выбрано так, чтобы материал магнитопровода не был насыщен. При этом магнитное сопротивление и потери м. д. с. на рассматриваемых участках настолько незначительны, что ими в расчете можно пренебречь, считая, что участки цепи, заполненные магнитомягким материалом, являются короткозамкнутыми.

В случае же конструкций с относительно большой длиной магнитопровода или с большим насыщением отдельных участков последнего, а также при наличии стыков потери м. д. с. можно учесть расчетным путем (см., например, [4.8]).

Потери на поперечное намагничивание. Явление поперечного намагничивания заключается в том, что у магнита, первоначально намагниченного в определенном направлении, конфигурация линий поля изменяется так, что возникает составляющая, перпендикулярная основному направлению.

Поперечная составляющая является причиной уменьшения полезной энергии. Расчетные данные плохо сходятся с действительными прежде всего из-за трудностей количественного учета явления поперечного намагничивания, который обычно производят путем введения в расчетные формулы эмпирических коэффициентов.

Простейшим методом расчета систем с постоянными магнитами является *метод отношений* [4.7]. Он позволяет определить положение рабочей точки на кривой размагничивания, на кривой возврата (после магнитной стабилизации), с учетом магнитного сопротивления магнитопровода, при намагничивании без арматуры с последующей сборкой.

Метод отношений обычно используют для предварительных расчетов индукции в рабочем воздушном зазоре, которые далее могут быть уточнены, например, путем применения *метода последовательного суммирования*. Наиболее трудоемкой частью расчета при этом является определение проводимостей утечек. Эту задачу в ряде случаев можно упростить, используя в расчете систем понятие коэффициента размагничивания (см. § 1.4).

Широкое распространение получили системы с постоянными магнитами, в которых поле в рабочем зазоре является неоднородным и должно отвечать определенному закону распределения. Упомянутые методы не позволяют рассчитывать такие системы. Для решения подобных задач используют методы теории поля (анализ магнитостатических полей), которые могут быть реализованы путем моделирования и средствами вычислительной техники.

§ 4.5. Ферритовые устройства СВЧ

В технике СВЧ применяют многочисленные ферритовые устройства, которые можно классифицировать по различным признакам: назначению, принципу действия, допустимому уровню мощности, рабочему диапазону частот и др.

Основными типами ферритовых устройств СВЧ при классификации по назначению являются:

в е н т и л ь — устройство, пропускающее электромагнитную волну только в одном направлении. Задачей вентилля является защита источника СВЧ-сигнала от волн, отраженных от нагрузки. Отраженная волна поглощается самим ферритом, пленочным поглотителем, нанесенным на феррит, или специальной поглощающей пластиной;

ц и р к у л я т о р — устройство, обеспечивающее передачу энергии в определенный канал. На рис. 4.38 показана схема работы циркулятора, применяемого в радиолокационной аппаратуре в качестве антенного коммутатора. Энергия от передатчика, подключенного к плечу 1, распространяется к антенне, включенной в плечо 2. При этом в плечо 3 просачивается лишь незначительная часть энергии. Сигнал, принятый антенной, направляется в плечо 3, к которому подключен приемник. В плечо 4 включается поглощающая нагрузка;

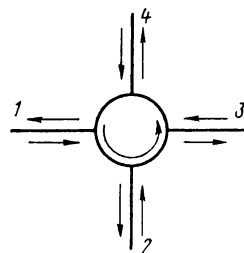


Рис. 4.38. Схематическое изображение работы циркулятора

ф а з о в р а щ а т е л ь — устройство, управляющее фазой высокочастотных колебаний. Существуют взаимные и невзаимные фазовращатели. Фазовращатель называют взаимным, если его параметры не меняются при изменении направления энергии СВЧ, и невзаимным, если параметры меняются. Фазовращатели используют в схемах фазовой и частотной модуляции СВЧ-сигналов, в качестве элементов антенных решеток с электрическим управлением луча и т. п.

Помимо указанных ферритовых устройств СВЧ применяют ферритовые переключатели, модуляторы, фильтры, циркуляторы с магнитной памятью, ограничители мощности, линии задержки, генераторы, аттенюаторы (ослабители) и др.

В ферритовых приборах СВЧ используют различные физические эффекты. В первых ферритовых устройствах СВЧ использовали эффект Фарадея, на основе которого были созданы вентили, циркуляторы, фазовращатели, аттенюаторы, модуляторы и переключатели.

Однако в настоящее время приборы этого типа в значительной степени вытеснены другими. В основном их сейчас применяют в качестве вентилей в миллиметровом диапазоне волн и в качестве модуляторов в сантиметровом диапазоне.

Широко распространены резонансные вентили, построенные на основе явления поглощения энергии при гиромагнитном резонансе.

Фазовращатели могут быть созданы на основе различных явлений. Во взаимных фазовращателях используют сдвиг фазы, связанный с изменением действительной части магнитной проницаемости μ_+ от подмагничивающего поля в области полей, еще далеких от резонанса. Принцип работы невзаимных фазовращателей основан на явлении неравенства μ_+ и μ_- . При одном и том же абсолютном значении подмагничивающего поля, но при разном его направлении относительно распространяющейся волны сдвиг фазы, вносимый ферритом, различен. Разность фаз дает невзаимный сдвиг, который положен в основу работы классических циркуляторов.

В радиолокационной технике (например, при создании антенн) широко применяют фазовращатели, у которых изменение компонентов тензора магнитной проницаемости достигается путем воздействия на феррит слабого, не насыщающего феррит магнитного поля. В таких фазовращателях изменение фазы возможно при высоких скоростях переключения.

Проблемы миниатюризации ферритовых устройств СВЧ успешно решают путем создания так называемых Х (четырхплечных) - и Y (трехплечных) - циркуляторов, работающих в широком диапазоне частот (от миллиметрового до метрового диапазона волн) *. Х- и Y-циркуляторы могут работать как в дорезонансных, так и в резонансных полях, где значения мнимых составляющих тензора магнитной проницаемости малы, а действительные части принимают определенные значения, обеспечивающие соответствующую циркуляцию энергии между каналами циркулятора.

В особую группу ферритовых устройств СВЧ следует выделить нелинейные устройства.

При повышении мощности СВЧ только в некоторой области малых значений амплитуды переменного поля свойства феррита не зависят от уровня мощности. При значительных амплитудах этого поля (выше так называемого порогового поля) свойства феррита являются нелинейными функциями поля.

Нелинейные явления в ферритах используют в таких устройствах, как генераторы, ограничители мощности СВЧ и ферритовые усилители, направленные ответвители, настраиваемые резонаторы.

С точки зрения взаимной ориентации внешнего намагничивающего поля и направления распространения электромагнитной энергии ферритовые устройства подразделяют на устройства с продольным и с поперечным полями.

Познакомимся с технической реализацией изложенных общих принципов создания ферритовых устройств СВЧ.

Рассмотрим круглый волновод с аксиально намагниченным и расположенным по его оси цилиндрическим ферритовым стержнем. Предполагается, что ферритовый стержень незначительно искажа-

* Название Х- и Y-циркуляторы принято по формальной аналогии формы волноводного узла циркулятора с этими буквами.

ет структуру поля в волноводе, поэтому исходная линейная волна может быть разложена на две волны круговой поляризации, имеющие противоположное направление вращения. Таким образом, феррит намагничивается постоянным полем перпендикулярно плоскости круговой поляризации переменного поля. Следовательно, обе волны будут распространяться с различными скоростями, вследствие чего результирующая линейная волна на выходе из феррита будет поляризована под некоторым углом к первоначальному направлению (эффект Фарадея). Угол поворота зависит от длины феррита и эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей среды, а направление этого поворота определяется только направлением приложенного поля H и не зависит от того, распространяется электромагнитная волна в направлении магнитного поля или в противоположном направлении.

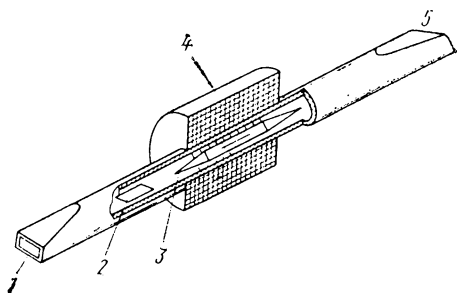


Рис. 4.39. Схематическое устройство вентиля, основанного на использовании эффекта Фарадея

На рис. 4.39 дана схема вентиля, основанного на использовании эффекта Фарадея. Вертикально линейно поляризованная волна на входе волновода 1, пройдя участок с ферритом 3, окажется повернутой на некоторый угол (например, равный 45°), и если выход волновода 5 соответствует такой поляризации, то волна беспрепятственно выйдет из устройства. Волна же, распространяющаяся в обратном направлении, повернется на тот же угол 45° в том же направлении и, пройдя участок с ферритом, окажется повернутой на 90° относительно своего первоначального положения и ориентации входного волновода. В таком случае поляризации волны и волновода не соответствуют друг другу, и энергия не может распространяться в волноводе. Электромагнитная волна поглощается поглотительной пластиной 2, и вход 1 оказывается изолированным для этого направления распространения энергии. Катушка 4 электромагнита служит для создания постоянного поля, подмагничивающего феррит.

Рассмотренное устройство относится к ферритовым устройствам с продольным полем.

Широкое применение имеют ферритовые устройства с поперечным полем, выполняемые, как правило, на прямоугольных волноводах. Простейшими из них являются резонансный вентиль и невзаимный фазовращатель.

Резонансный вентиль представляет собой прямоугольный волновод с соответственно установленной ферритовой пластиной. Магнитное поле с целью получения гиромангнитного резонанса регулируется. В этом случае для одного (обратного) направления поля СВЧ,

совпадающего с направлением спинов, будет иметь место большое поглощение, для противоположного (прямого) — малое. Такие вентили обладают большой добротностью, определяемой как отношение потерь энергии в обоих направлениях $B = \beta_{\text{обр}} / \beta_{\text{пр}}$, значение которого достигает порядка сотен.

Невзаимный фазовращатель также основан на различии магнитной проницаемости для двух направлений вращения круговой поляризации или направлений распространения. Это различие обуславливает соответственно увеличение и уменьшение фазовых постоянных для двух противоположных направлений распространения. Разница по фазе, или так называемый дифференциальный (невзаимный) фазовый сдвиг, пропорциональна длине участка с ферритом. Фазовращатель характеризуется таким параметром, как добротность, равным отношению фазового сдвига к вносимым потерям: $\Theta = \Delta\varphi / \beta$ град/дБ. Хорошие фазовращатели имеют добротность $\Theta = 500 \div 800$ град/дБ. Вносимый дифференциальный сдвиг зависит от параметров феррита, внешнего магнитного поля и параметров волноводной системы. Используя невзаимные фазовращатели, обеспечивающие сдвиг фазы на 180° , можно сконструировать, как и в случае фарадеевского вращателя, циркулятор на прямоугольном волноводе. Эти циркуляторы нашли значительное распространение в милли-, санти- и дециметровом диапазоне длин волн в трактах с повышенными и высокими уровнями мощности СВЧ, так как конструкция такого типа циркулятора обеспечивает хороший отвод теплоты (пластина крепится непосредственно на стенку волновода).

§ 4.6. Магнитооптические устройства

Принцип действия магнитооптических устройств (МО-устройства) основан на использовании различных магнитооптических эффектов в специфических доменных структурах, перестраиваемых под воздействием внешних полей (тепловых, магнитных и т. д.).

Возможность создания устройств этого класса стала реальной в результате появления лазерной техники. Как известно, лазер является генератором электромагнитного излучения оптического диапазона длин волн, в который входят инфракрасные, видимые и ультрафиолетовые волны. Это излучение качественно отличается от излучения других источников, например нагретых тел. Лазерное излучение характеризуется высокой степенью временной и пространственной когерентности, монохроматичностью, малой расходимостью (острой направленностью) луча, большой плотностью энергии. Лазерный луч можно перемещать непрерывно или дискретно в пространстве (сканирование луча посредством дефлекторов), модулировать, включать и выключать.

Рассмотрим некоторые виды МО-устройств.

МО-модулятор осуществляет пространственную модуляцию световой волны при прохождении ее через перемагничиваемую до-

менную структуру* тонкой магнитной пленки (ТМП), обладающей высокими МО-свойствами.

Принцип модуляции основан на периодическом повороте плоскости поляризации света в ТМП при подаче периодического управляющего сигнала в обмотку управления. Полученную фазовую модуляцию светового пучка с помощью анализатора преобразуют в амплитудную. Частота и глубина модуляции в основном зависят от МО-свойств ТМП. Рассмотрим модулятор, созданный на материале, содержащем ЦМД, предназначенный для модуляции большого числа световых потоков. Посредством поля смещения (см. § 1.10) в ТМП формируется многодоменная структура ЦМД одного размера с радиусом R . На ее поверхности для фиксации ЦМД расположены непрозрачные пермаллоевые аппликации в виде кругов радиусом $R_k < R$, соосно расположенных над каждым доменом. Кроме этого, для целей управления каждый домен охвачен петлей, при подаче тока I_y в которую происходит уменьшение его радиуса. Предварительно устанавливают взаимное положение анализатора и поляризатора таким, чтобы световые пучки проходили через ЦМД полностью, а на остальных участках ТМП пропускание было минимальным. При $I_y = 0$ интенсивности всех световых пучков на выходе ТМП равны между собой. Увеличивая I_y в определенной точке ТМП, уменьшают интенсивность пучка света, прошедшего через данный домен. При некотором значении I_y , когда радиус ЦМД станет равным R_k , интенсивность снизится почти до нуля. Одновременную модуляцию нескольких световых потоков производят параллельным управлением за счет одновременного периодического изменения токов в управляющих петлях, расположенных у соответствующих ЦМД [4.13].

МО-устройства сканирования света (дефлекторы) предназначены для отклонения светового луча с высокой разрешающей способностью. Они основаны на явлении дифракции света, наблюдаемом при его прохождении через полосовые доменные структуры (см. § 1.9). Простейший дефлектор реализуется следующим образом. Поляризованный свет пропускают через ТМП с полосовой доменной структурой. Так как полосовая доменная структура является для света дифракционной решеткой, то, изменяя внешнее поле управления в плоскости пленки, можно изменять период решетки, а следовательно, и положение дифракционных максимумов.

Наибольший интерес представляют оптические запоминающие устройства, обладающие высоким быстродействием, большой емкостью, высокой надежностью и малой стоимостью [4.12].

В оптических ЗУ используют два метода хранения информации: поразрядный и голографический с постраничной организацией. В поразрядном методе каждый бит информации записывается от-

* Разработаны модуляторы на ТМП, в которых свет распространяется в плоскостях пленки.

дельно, в голографическом — записывается и считывается целая страница, содержащая 10^3 — 10^5 бит.

Поразрядный метод основан на так называемой *термомагнитной фотографии*, в которой используют термомагнитные эффекты в ферро- и ферримагнитных средах.

В качестве информационной среды для термомагнитной фотографии применяют тонкие пленки из магнитооптических материалов,

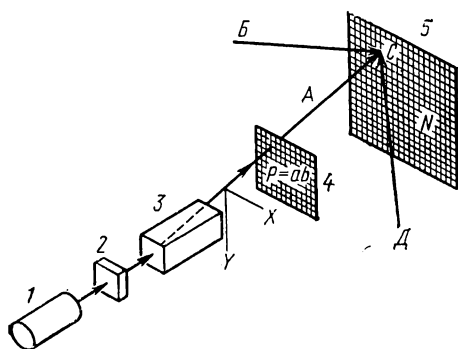


Рис. 4.40. Иллюстрация принципа действия голографического ЗУ

обладающих одноосной магнитной анизотропией с направлением оси легкого намагничивания, перпендикулярным плоскости пленки, и большим значением угла поворота плоскости поляризации (эффектом Фарадея или Керра), что обеспечивает высокий сигнал считывания (см. § 1.15). Такие обратимые «фотопленки» позволяют многократно записывать и стирать информацию.

Термомагнитная запись основана на перемагничива-

нии локальных участков, т. е. на переводе их в новое магнитное состояние по сравнению с остальной пленкой, путем нагрева этих участков за счет интерференционных максимумов света. Конкретный вид реализации записи зависит от типа используемого термомагнитного эффекта и рассмотрен в § 2.24. Для считывания информации, записанной в магнитной среде в виде системы доменов с различным направлением магнитных моментов, можно использовать эффекты Фарадея и Керра. Стирание информации производится путем изменения направления внешнего магнитного поля на обратное.

При *голографическом методе* в запоминающее устройство вводят N блоков данных емкостью $P=ab$ бит. Для этого исходную информацию P записывают на ТМП с управляемой доменной структурой, например на материал, содержащий ЦМД, т. е. получают матрицу ячеек (ab) памяти на транспаранте. Смену информации на транспаранте производят управляющими полями, чаще всего за счет подачи токов в обмотки управления. Голограмма всех блоков данных фиксируется на специальной голографической пластине, представляющей собой обратимую «фотопленку», пригодную для термомагнитной записи. Голографическое изображение на этом носителе записи 5 получают следующим образом (рис. 4.40). На транспарант 4 направляют через поляризатор 2 мощный луч лазера 1, который, проходя через матрицу в виде доменной структуры, модулируется в зависимости от содержания информации, т. е. его структура A оптически эквивалентна блоку данных.

Для перемещения исходного луча по плоскости транспаранта в

направлении X и Y используют специальную отклоняющую систему 3. Голографическая запись может быть осуществлена только при наличии на носителе записи 5 двух лучей — луча A , несущего информацию, и опорного луча B . Последний получают посредством расщепителя от лазера (на рис. 4.40 не показан). Луч A интерферирует в определенной точке носителя C с опорным лучом B , в результате чего на фотопленке получается система интерференционных максимумов, передающая голографическую структуру записываемого сигнала, которая преобразуется в распределение температур на пленке. Магнитооптическое считывание, позволяющее воспроизвести информацию, осуществляют с помощью опорного луча D . При этом в результате эффектов Фарадея и Керра происходит фазовая модуляция отраженных от поверхности пленки и прошедших ее лучей, т. е. структура исходящего от голограммы света передает записанную информацию. Для ее преобразования в электрический сигнал используют матрицу фотодиодов с числом ячеек $P=ab$, которую располагают перед голограммой или за ней, что зависит от вида используемого магнитооптического эффекта. Подробнее с этими устройствами можно ознакомиться в [1.16].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Научно-технический прогресс предполагает за счет интеграции науки и производства совершенствование старых и создание новых устройств, элементов, изделий, основанных на использовании магнитных свойств вещества, путем интенсификации научных исследований в области электромагнитной техники и улучшения технологических процессов ее изготовления. Большую роль при этом играет номенклатура промышленных магнитных материалов, поскольку выбор марки материала жестко связан с назначением устройства. Именно поэтому получение новых магнитных материалов с широким набором специальных физических и физико-химических свойств, улучшение эксплуатационных и технологических характеристик традиционных магнитных материалов являются одной из важнейших народнохозяйственных задач.

ОСНОВНЫЕ ГОСУДАРСТВЕННЫЕ СТАНДАРТЫ НА МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ, ИЗДЕЛИЯ ИЗ НИХ И МЕТОДЫ ИСПЫТАНИЙ

ГОСТ 6862—71. Прутки из легированной магнитотвердой стали.

ГОСТ 8.268—77. Методика выполнения измерения при определении статических магнитных характеристик магнитотвердых материалов.

ГОСТ 8763—77. Сердечники кольцевые из прессованного порошкообразного альсифера. Технические условия.

ГОСТ 10160—75. Сплавы прецизионные магнитомягкие. Технические условия.

ГОСТ 10983—75. Сердечники карбонильные броневые радиотехнические типа СБ. Конструкция и размеры.

ГОСТ 10994—74. Сплавы прецизионные. Марки.

ГОСТ 11036—75. Сталь сортовая электротехническая нелегированная.

ГОСТ 12119—80. Сталь электротехническая. Методы определения магнитных и электрических свойств.

ГОСТ 12635—67. Материалы магнитомягкие высокочастотные. Методы испытаний в диапазоне частот от 10 кГц до 1 МГц.

ГОСТ 12636—67. Материалы магнитомягкие высокочастотные. Методы испытаний в диапазоне частот от 1 до 200 МГц.

ГОСТ 12637—67. Материалы магнитомягкие высокочастотные. Методы испытаний в диапазоне частот от 200 до 2000 МГц.

ГОСТ 13596—68. Магниты металлокерамические постоянные. Технические требования.

ГОСТ 13610—79. Железо карбонильное радиотехническое. Технические условия.

ГОСТ 14208—77. Сердечники кольцевые из марганец-цинковых ферритов. Технические условия.

ГОСТ 16541—76. Сердечники кольцевые из магнитомягких ферритов. Основные размеры.

ГОСТ 17141—76. Сердечники кольцевые из марганец-цинковых ферритов термостабильных марок. Технические условия.

ГОСТ 17809—72. Материалы магнитотвердые литые. Марки и технические требования.

ГОСТ 18614—79. Сердечники замкнутые Ш-образные из магнитомягких ферритов. Основные размеры.
 ГОСТ 18834—73. Проволока магнитная для записи гармонических сигналов.
 ГОСТ 19197—73. Сердечники броневые из ферритов. Конструкция и размеры.
 ГОСТ 19693—74. Материалы магнитные. Термины и определения.
 ГОСТ 19726—79. Сердечники стержневые и трубчатые из магнитомягких ферритов. Основные размеры.
 ГОСТ 20906—75. Средства измерения магнитных величин. Термины и определения.
 ГОСТ 21427.0—75 — ГОСТ 21427.3—75. Сталь электротехническая тонколистовая.
 ГОСТ 21427.4—78. Лента стальная электротехническая холоднокатаная анизотропная. Технические условия.
 ГОСТ 21559—76. Материалы магнитотвердые спеченные. Марки, технические требования и методы контроля.
 ГОСТ 22507—77. Ленты магнитные для точной магнитной записи.
 ГОСТ 23530—79. Головки магнитные ферритовые для бытовой аппаратуры магнитной видеозаписи. Основные параметры.
 ГОСТ 23531—79. Головки магнитные ферритовые для бытовой аппаратуры магнитной видеозаписи. Методы измерений.
 ГОСТ 23618—79. Изделия из ферритов и магнитодиэлектриков. Термины и определения.
 ГОСТ 24063—80. Ферриты магнитотвердые. Марки и основные параметры.
 ГОСТ 24897—81. Материалы магнитотвердые деформируемые. Марки, технические требования и методы контроля.

Приложение 2

ОБОЗНАЧЕНИЕ НАИБОЛЕЕ РАСПРОСТРАНЕННЫХ МАРОК ФЕРРИТОВ И МАГНИТОДИЭЛЕКТРИКОВ

Обозначение марок ферритов состоит из трех индексов:

- 1) числа, означающего номинальное значение основного параметра марки (начальной магнитной проницаемости, коэрцитивной силы и пр.);
- 2) букв, означающих принадлежность марки к той или иной группе (магнитомягких, магнитотвердых и других материалов) и основной области применения (для слабых или сильных полей и т. п.) и характеризующих основной состав марки;
- 3) чисел 1, 2 или 3, означающих различие марок по свойствам, или чисел, соответствующих значению некоторого магнитного параметра (коэрцитивной силы или намагниченности).

При обозначении марок ферритов базового состава первая цифра указывает порядковый номер базового состава по принадлежности к системе ферритов (например литий-натриевый), последующие две цифры (например 01, 06) означают порядковый номер модификации базового состава, последующая буква свидетельствует о принадлежности к классификационной группе базового состава (например, П означает феррит с ППП, С — магнотострикционный феррит).

Обозначения марок ферритов по первым двум индексам

Значение основного параметра марки	Назначение марки
Начальная магнитная проницаемость	НМ — магнитомягкие, низкочастотные (марганец-цинковые) — для слабых магнитных полей НН — магнитомягкие, низкочастотные (никель-цинковые) — для слабых магнитных полей

Значение основного параметра марки	Назначение марки
Начальная магнитная проницаемость	<p>ННП — магнитомягкие, низкочастотные (никель-цинковые) — для перестройки частоты</p> <p>МТ — марганец-цинковые, износостойкие (твердые) — для сердечников магнитных головок</p> <p>НТ — никель-цинковые, износостойкие (твердые) для сердечников магнитных головок</p> <p>МК — магнитомягкие, марганец-цинковые, монокристаллические</p> <p>ВН — магнитомягкие, высокочастотные (никель-цинковые) — для слабых полей</p> <p>ВЛ — магнитомягкие, высокочастотные (литий-цинковые) — для слабых полей</p> <p>ВНП — высокочастотные никелевые и никель-цинковые — для перестройки частоты</p>
Магнитная проницаемость	<p>НМС — магнитомягкие, низкочастотные (марганец-цинковые) — для сильных полей</p> <p>ННС — магнитомягкие, низкочастотные (никель-цинковые) — для сильных полей</p> <p>ВНС — магнитомягкие, высокочастотные (никель-цинковые) — для сильных магнитных полей</p>
Импульсная магнитная проницаемость	<p>НМИ — магнитомягкие, низкочастотные (марганец-цинковые), импульсные</p> <p>ННИ — магнитомягкие, низкочастотные (никель-цинковые), импульсные</p> <p>ВНИ — магнитомягкие, высокочастотные (никель-цинковые), импульсные</p> <p>ВЛИ — магнитомягкие, высокочастотные (литий-цинковые), импульсные</p>
Среднее значение длины волны, на которой используется феррит, см	<p>СЧ — сверхвысокочастотные</p> <p>СЧА — сверхвысокочастотные поликристаллические анизотропные гексаферриты</p>
Коэрцитивная сила, Э	<p>ВТ — поликристаллические литиевые или магний-марганцевые феррошпинели с прямоугольной петлей гистерезиса</p>
Энергетическое произведение $(BH)_{\max}$, кДж/м ³	<p>БИ — магнитотвердые бариевые изотропные</p> <p>БА — магнитотвердые бариевые анизотропные</p> <p>РА — магнитотвердые анизотропные с редкоземельными добавками</p> <p>СИ — магнитотвердые стронциевые изотропные</p> <p>СА — магнитотвердые стронциевые анизотропные</p> <p>КА — магнитотвердые кобальтовые анизотропные</p> <p>После буквенных обозначений указана коэрцитивная сила по намагниченности в кА/м</p>

Значение основного параметра марки	Назначение марки
Удельное фарадеевское вращение, град/см	КФ — монокристаллические магнитооптические
Ширина кривой ферри-магнитного резонанса, А/м	КА — монокристаллические антиферромагнетики КБ — монокристаллические гексаферриты КГ — монокристаллические феррогранаты КШ — монокристаллические феррошпинели После буквенных обозначений указана намагниченность насыщения кА/м

Обозначение марок магнитодиэлектриков состоит из двух индексов в соответствии со следующей таблицей:

1-й индекс — назначение	2-й индекс — значение основного параметра	Маркировка
-------------------------	---	------------

Магнитодиэлектрики на основе карбонильного железа

Р — карбонильное железо для катушек индуктивности радиоаппаратуры	Предельная рабочая частота, МГц (для фосфатированного карбонильного железа после значения рабочей частоты ставя т букву Ф)	Р-10, белая полоса; Р-20, красная полоса; Р-100, синяя полоса; Р-100Ф, зеленая полоса;
Пс — карбонильное железо для аппаратуры электросвязи		Пс, желтая полоса

Магнитодиэлектрики на основе альсифера

ТЧ — тонально-частотный альсифер	Начальная магнитная проницаемость	ТЧ90, синий знак; ТЧ60, черный знак;
ТЧК — тонально-частотный альсифер с компенсированным ТК μ		ТЧК55, красный знак
Вч — высокочастотный альсифер		ВЧ32, белый знак;
ВЧК — высокочастотный альсифер с компенсированным ТК μ		ВЧ22, зеленый знак; ВЧК22, желтый знак

Магнитодиэлектрики на основе молибденового пермаллоя

МП — пермаллой для катушек индуктивности	Начальная магнитная проницаемость	
МПК — пермаллой с компенсированным ТК μ		

ЛИТЕРАТУРА

1. Теория магнетизма

Основная

- 1.1. Боровик Е. С., Мильнер А. С. Лекции по магнетизму. — Харьков: Изд. Харьковского университета, 1966.
- 1.2. Вонсовский С. В. Магнетизм. — М.: Наука, 1971.
- 1.3. Кринчик Г. С. Физика магнитных явлений. — М.: Изд. Московского университета, 1976.

Дополнительная

- 1.4. Белов К. П., Бочкарев Н. Г. Магнетизм на земле и в космосе. — М.: Наука, 1983.
- 1.5. Белов К. П., Белянчикова М. А., Левитин Р. З., Никитин С. А. Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики. — М.: Наука, 1965.
- 1.6. Боровик Е. С., Мильнер А. С., Еременко В. В. Лекции по магнетизму. — Харьков: Изд. Харьковского университета, 1972.
- 1.7. Вонсовский С. В. Магнетизм. — М.: Наука, 1984.
- 1.8. Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм. — М.: Гостехиздат, 1948.
- 1.9. Киренский Л. В. Магнетизм. — М.: Наука, 1967.
- 1.10. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Sow. Phys, 8, 153, 1935.
- 1.11. Лисовский Ф. В. Физика цилиндрических магнитных доменов. — М.: Советское радио, 1979.
- 1.12. Матвеев А. Н. Квантовая механика и строение атома. — М.: Высшая школа, 1965.
- 1.13. О'Делл Т. Магнитные домены высокой подвижности. — М.: Мир, 1978.
- 1.14. Поливанов К. М. Ферромагнетики. — М.: Госэнергоиздат, 1957.
- 1.15. Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скроцкий Г. В. Физические основы квантовой магнитометрии. — М.: Наука, 1972.
- 1.16. Снаккоу М. Физические основы записи информации. — М.: Связь, 1980.
- 1.17. Смоленский Г. А., Леманов В. В. Ферриты и их техническое применение. — Л.: Наука, 1975.
- 1.18. Сухов Р. Магнитные тонкие пленки. — М.: Мир, 1967.
- 1.19. Тузов Е. А., Петров М. П. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. — М.: Наука, 1969.
- 1.20. Френкель Я. И., Дорфман Я. Г. Nature, 126, 274, 1930.

2. Магнитные материалы

Основная

- 2.1. Бозорт Р. Ферромагнетизм. — М.: ИЛ, 1956.

- 2.2. Мишин Д. Д. Магнитные материалы. — М.: Высшая школа, 1981.
2.3. Рейнбот Г. Магнитные материалы и их применение / Под ред. А. А. Преображенского. — Л.: Энергия, 1971.

Дополнительная

Магнитомягкие материалы

- 2.4. Электротехнические материалы. Справочник/Под ред. В. Б. Березина и Н. С. Прохорова. — М.: Энергоатомиздат, 1983.
2.5. Прецизионные сплавы. Справочник/Под ред. Б. В. Молотилова. — М.: Металлургия, 1983.
2.6. Нуралиева Р. Д., Вербицкий О. Г. и др. Композиционные магнитные материалы со сложной формой петли гистерезиса. — Обзоры по электронной технике. Серия 6. Материалы, 1983, вып. 3 (953).

Магнитотвердые материалы

- 2.7. Спеченные материалы для электротехники и электроники. Справочник/Под ред. Г. Г. Гнесина. — М.: Металлургия, 1981.
2.8. Постоянные магниты. Справочник/Под ред. Ю. М. Пятин. — М.: Энергия, 1980.
2.9. Преображенский А. А., Ковалерова Л. А. Стабильность постоянных магнитов. — В сб.: Энциклопедия измерений, контроля, автоматизации. — М.: Энергия, 1970, № 14.
2.10. Преображенский А. А. Материалы для постоянных магнитов. — В сб.: Энциклопедия измерений, контроля, автоматизации. — М.: Энергия, 1969, № 12.
2.11. Преображенский А. А. Намагничивание и размагничивание постоянных магнитов. — В сб.: Энциклопедия измерений, контроля, автоматизации. — М.: Энергия, 1970, № 14.
2.12. Преображенский А. А., Работнов Р. Д. Малогабаритная установка для импульсного намагничивания постоянных магнитов. — Известия вузов, Приборостроение, 1964, № 6.

Ферриты и магнитодиэлектрики

- 2.13. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. — М.: Физматгиз, 1960.
2.14. Злобин В. А., Муромкина Т. С., Поспелов П. В. Изделия из ферритов и магнитодиэлектриков. Справочник. — М.: Советское радио, 1972.
2.15. Магнитомягкие ферриты для радиоэлектронной аппаратуры. Справочник/Под ред. А. Е. Оборонко. — М.: Радио и связь, 1983.
2.16. Толмасский И. С. Карбонильные ферромагнетики. — М.: Металлургия, 1976.
2.17. Шольц Н. Н., Пискарев К. А. Ферриты для радиочастот. — М.: Энергия, 1966.

Материалы для микроэлектроники

- 2.18. Балбашов А. М., Червоненкис А. Я. Магнитные материалы для микроэлектроники. — М.: Энергия, 1979.
2.19. Иванов Р. Д. Магнитные металлические пленки в микроэлектронике. — М.: Советское радио, 1980.
2.20. Фотографирование на магнитные пленки/Клюкин Л. М., Степанов Б. М., Фабриков В. А., Хромов А. В. — М.: Атомиздат, 1971.

3. Испытания магнитных материалов

- 3.1. Регистрация оптической информации на тонкие магнитные пленки/Абакумов Б. М., Паньшин И. А., Подпалый Е. А. и др. — М.: Атомиздат, 1976.

3.2. Сергеев В. Г., Шихин А. Я. Магнитоизмерительные приборы и установки. — М.: Энергоиздат, 1982.

3.3. Февралева Н. Е. Магнитотвердые материалы и постоянные магниты. Определение характеристик. — Киев: Наукова думка, 1969.

3.4. Электрические измерения/Под ред. А. В. Фремке и Е. М. Душина. — Л.: Энергия, 1980.

3.5. Червинский М. М., Глаголев С. Ф., Горбунов И. П. Магнитооптические методы и средства определения магнитных характеристик материалов. — Л.: Энергия, 1980.

3.6. Чернышев Е. Т., Чернышова Н. Г., Чечурина Е. Н., Студенцов Н. В. Магнитные измерения. — М.: Стандартгиз, 1969.

3.7. Преображенский А. А., Бишард Е. Г. Устройство для контроля остаточной магнитной индукции. — ИВУЗ. Приборостроение, 1969, № 12.

3.8. Червинский М. М., Архангельский В. Б., Панов В. А. Состояние разработок и вопросы метрологического обеспечения средств измерения магнитных параметров пленок, покрытий, пластин. — Метрология, 1983, № 9.

4. Магнитные элементы

Элементы автоматики, вычислительной и измерительной техники

4.1. Бобек Э., Делла-Торр Э. Цилиндрические магнитные домены. — М.: Энергия, 1977.

4.2. Боярченков М. А., Васильева Н. П., Розенталь Ю. Д., Логические устройства на магнитных средах с управляемым движением доменов. — М.: Энергия, 1978.

4.3. Миловзоров В. П. Электромагнитные устройства автоматики. — М.: Высшая школа, 1983.

4.4. Мочалов В. Д. Магнитная микроэлектроника. — М.: Советское радио, 1977.

4.5. Преображенский А. А., Шамрай Б. В. Электромагнитные устройства информационно-измерительной техники. — М.: Высшая школа, 1982.

4.6. Раев В. К., Ходенков Г. Е. Цилиндрические магнитные домены в элементах вычислительной техники. — М.: Энергоиздат, 1981.

Системы с постоянными магнитами

4.7. Арнольд Р. Р. Расчет и проектирование магнитных систем с постоянными магнитами. — М.: Энергия, 1969.

4.8. Коген-Далин В. В., Комаров Е. В. Расчет и испытание систем с постоянными магнитами. — М.: Энергия, 1977.

Ферритовые устройства СВЧ

4.9. Боголюбов В. Н., Ескин А. В., Карбовский С. Б. Управляемые ферритовые устройства СВЧ. — М.: Советское радио, 1972.

4.10. Карбовский С. Б., Шахгеданов В. Н. Ферритовые циркуляторы и вентили. — М.: Советское радио, 1970.

4.11. Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферримагнетики. — М.: Мир, 1965.

Магнитооптические устройства

4.12. Акаев А. А., Майоров С. А. Когерентные оптические вычислительные машины. — М.: Машиностроение, 1977.

4.13. Балбашов А. М., Червоненкис А. Я. Магнитные кристаллы в технике. — М.: Знание, 1974.

4.14. Костюрин А. А., Кринчик Г. С. Магнитооптика. — М.: Знание, 1980.

4.15. Соколов А. В. Оптические свойства металлов. — М.: Физматгиз, 1961.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Акулова — Биттера фигуры 60
Альсифер 146
Альфеиол 146
Аморфные материалы 121, 175
Антиферромагнетизм 91
- Баллистический гальванометр 252
— метод измерений 253
Бариевые магниты 201
Баркгаузена эффект 34, 60
Безгистерезисная (идеальная) кривая намагничивания 33
Бнакс 316
Блôха граничные стенки 63
Бора магнетон 6
— модель атома 6
- Ваттметровый метод измерения потерь 261
Леберметр 252
Вейсса теория ферромагнетизма 42
Внутреннее поле 40
Водорода молекулы теория 47
Время переманичивания 216
- Гидрооксидов метод получения ферритов 153
Гиромангнитная аномалия 8
Гиромангнитное отношение 6
Гистерезис, обусловленный задержкой смещения границ 85
— — необратимым процессом вращения 87
— — ростом зародышей переманичивания 90
Граничная частота 156
- Динамагнетизм 22
Динамическая кривая намагничивания 38
Динамическое пороговое поле 218
Доменная структура 59
Дорфмана опыт 46
- Железо армко 125
— карбонильное 126
— технически чистое 123
— электролитическое 126
- Индукционный метод измерений 254
- Калориметрический метод измерения потерь 262
Квантовое число азимутальное 7
— — главное 6
— — магнитное 8
— — орбитальное 11
— — орбитальное магнитное 11
— — радиальное 7
— — спинное 11
- Константа магнитострикции 58
— анизотропии 56
Коэрцитивная сила 35
Коэрцитиметр 273
Коэффициент возврата 181
— выпуклости 181
— использования энергии материала магнита 332
— квадратности 217
— переключения 217
— прямоугольности 215
— размагничивания 40
- Кривые намагничивания 33
Критерии ферромагнетизма 53
Критическая частота 156
Кубическая текстура 129
Кюри — Вейсса закон 26
Кюри закон 26
— точка (температура) 33
- Магнитная нестабильность 183
— — проницаемость абсолютная 36
— — амплитудная (полная) 39
— — вещества 41
— — динамическая 38
— — дифференциальная 37
— — импульсная 36
— — максимальная 36
— — магнитодиэлектрика 168
— — начальная 36
— — относительная 36
— — потеря 39
— — тела 41
— — упругая 39
— — формы 41
- Магнитомягкие материалы, классификация 118
— — общие требования 121
Магнитотвердые материалы, классификация 178
— — общие требования 180
Магнитное бесконтактное реле 300
Магнитный момент атома 18
— материал 117
— усилитель 295
— — двухтактный 297
— — одноктактный 295
— — с обратной связью 299
- Магнитодиэлектрики 167
— — на основе альсифера 170
— — — карбонильного железа 172
— — — молибденового пермаллоя 174
Магнитометрический метод измерений 255
Магнитострикционные материалы 233
Магниты из микропорошков 200
— — на основе феррита кобальта 204
— — редкоземельные 210
Мартенситные стали 205
Материалы для магнитных лент 208
— — с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ) 214
— — для термомагнитной записи 247
Металлокерамические магниты 198
Металлопластические магниты 199
Метод измерений, основанный на эффекте Холла 255
— — на основе ядерного магнитного резонанса 256
Миллера индексы 54
Момент количества движения электронной оболочки атома 14
Мостовой метод измерений 258
- Намагничивание постоянных магнитов 186
Направленная кристаллизация 196
Направления легкого и трудного намагничивания кристаллов 56
Начальная (нулевая) кривая намагничивания 34
Нееля граничная стенка 72
— точка 72
Необратимое смещение границ доменов 80
Низкоуглеродистая электротехническая сталь 123
- Обменная энергия 50
Образцы для испытаний 263
Обратимое смещение границ доменов 79
Обращенная шпинель 95
Ортоферриты 239
Основная кривая намагничивания 34
Остаточная индукция 35
Осциллографический метод измерений 260
Относительный тангенс угла потерь 156
— температурный коэффициент магнитной проницаемости 156
- Парамагнетизм 25
Парапроцесс 80

Ланде множитель 16

Пермаллой 140
 — высоконикелевые 140
 Пермаллой низконикелевые 141
 Пермеаметр 269
 Пермендюр 175
 Петля возврата 36
 — гистерезиса 34
 Платы ферритовые многоотверстные (МФП) 313, 314
 Пластически деформируемые сплавы для постоянных магнитов 206
 Пленки пермаллоевые 318
 Потери дополнительные 38
 — на вихревые токи 37
 — — гистерезис 36
 Пространственное квантование 7
 Процесс вращения 80
 Прямая шпинель 95
 Размагничивание постоянных магнитов 186
 Размагничивающее поле 40
 Размагничивающий участок петли гистерезиса 36
 Ребровая текстура 130
 Резерфорда модель атома 5
 Резонансный метод измерений 259
 Резонансы магнитные 100
 Самопроизвольная (спонтанная) намагниченность 20
 Сердечники для устройств вычислительной техники 305
 Сложные магнитопроводы (СМАГи) 219
 Смещения оксидов, метод получения ферритов 150
 Сплавы дисперсионного твердения 189
 — на основе благородных металлов для постоянных магнитов 207
 — — редкоземельных элементов для постоянных магнитов 210
 Стабильность постоянных магнитов 182
 Структура электронных оболочек 12
 Структурная нестабильность 182
 Тангенс угла потерь 156
 Твистор 317
 Температурный коэффициент магнитной проницаемости 157

Терменол 146
 Термического разложения солей, метод получения ферритов 153
 Термомагнитная обработка 191
 Термомагнитные материалы 231
 Тонкие магнитные пленки 67, 318
 Точка компенсации 93, 96
 Трансфлюксор 314

Удельная энергия магнитотвердого материала 180
 Устройства с магнитной записью 321
 Устройства магнитооптические 338

Ферримagnetизм 91
 Ферриты 150, 155
 — для устройств СВЧ 223

Цилиндрические магнитные домены (ЦМД), физика образования 73
 — материалы ЦМД 238
 ЦМД, считывание информации 327
 — управление 325
 — устройства 328

Ширина линии гироманитного резонанса 226
 Шпинель, кристаллическая структура 94
 Штерна и Герлаха опыт 9

Эйнштейна и де Гааза опыт 8
 Эластичные магниты 208
 Электромагнитный стабилизатор напряжения 302
 Электротехнические стали 127
 — малотекстурованные 133
 — — холоднокатанные 128
 Энергетическое производство 181
 Энергия кристаллографической анизотропии 54
 — магнитная 59
 — магнитоупругая 58
 — магнитостатическая 59
 — магнитострикционной деформации 57
 Эффекты магнитооптические 110

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
Введение	4
Глава первая. Теория магнетизма	5
§ 1.1. Магнитные свойства атома и основные типы магнитного состояния вещества	5
§ 1.2. Диамагнетизм	22
§ 1.3. Парамагнетизм	25
§ 1.4. Общие сведения о ферромагнетизме	32
§ 1.5. Теория ферромагнетизма Вейсса	42
§ 1.6. Квантовая теория самопроизвольной намагниченности	46
§ 1.7. Основные виды взаимодействий в ферромагнитном кристалле и условия устойчивого состояния ферромагнетика	54
§ 1.8. Доменная структура	59
§ 1.9. Тонкие магнитные пленки	67
§ 1.10. Цилиндрические магнитные домены	73
§ 1.11. Теория кривой намагничивания и петли гистерезиса	79
§ 1.12. Антиферромагнетизм и ферримагнетизм	91
§ 1.13. Редкоземельные ферро-, ферри- и антиферромагнетики	97
§ 1.14. Магнитные резонансы	100
§ 1.15. Магнитооптические эффекты	110
Глава вторая. Магнитные материалы	117
§ 2.1. Общая классификация	117
<i>Магнитомягкие материалы</i>	118
§ 2.2. Классификация	118
§ 2.3. Общие требования, предъявляемые к материалам	121
§ 2.4. Технически чистое железо	123
§ 2.5. Электротехнические стали	127
§ 2.6. Пермаллой	138
§ 2.7. Некоторые технологические вопросы, связанные с применением электротехнических сталей и пермаллоев	147
§ 2.8. Технология производства ферритов	150
§ 2.9. Свойства магнитомягких ферритов	155
§ 2.10. Магнитодиэлектрики	167
§ 2.11. Прочие материалы	174
§ 2.12. Аморфные магнитомягкие материалы	175
<i>Магнитотвердые материалы</i>	178
§ 2.13. Классификация и предъявляемые к материалам требования	178
§ 2.14. Стабильность постоянных магнитов	182
§ 2.15. Намагничивание и размагничивание постоянных магнитов	186
§ 2.16. Сплавы на основе Fe-Ni-Al	189
§ 2.17. Магниты из порошков	198
§ 2.18. Прочие материалы для постоянных магнитов	205
<i>Магнитные материалы специального назначения</i>	214
§ 2.19. Материалы с прямоугольной петлей гистерезиса (ППГ)	214
§ 2.20. Ферриты для устройств СВЧ	223
§ 2.21. Прочие материалы	231
<i>Магнитные материалы для микроэлектроники</i>	238
§ 2.22. Материалы для устройств на ЦМД	238
§ 2.23. Материалы для магнитооптических устройств	243
§ 2.24. Материалы для термомагнитной записи	247

Глава третья. Испытания магнитных материалов	251
§ 3.1. Общие вопросы магнитных измерений	251
§ 3.2. Испытания магнитомягких материалов в постоянных магнитных полях	263
§ 3.3. Испытания магнитотвердых материалов	269
§ 3.4. Испытания в полях промышленной частоты	273
§ 3.5. Испытания на повышенных и высоких частотах	277
§ 3.6. Испытания материалов с ППГ	285
§ 3.7. Измерение параметров тонких магнитных пленок	289
Глава четвертая. Магнитные элементы	295
§ 4.1. Некоторые элементы автоматики	295
§ 4.2. Элементы вычислительной техники	304
§ 4.3. Устройства на цилиндрических магнитных доменах	324
§ 4.4. Системы с постоянными магнитами	332
§ 4.5. Ферритовые устройства СВЧ	335
§ 4.6. Магнитооптические устройства	338
Приложения	342
Литература	346
Предметный указатель	349

Учебное издание

**Алексей Алексеевич Преображенский,
Екатерина Георгиевна Бишард**

МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ЭЛЕМЕНТЫ

Зав. редакцией Л. А. Романова. Редактор И. Г. Волкова.
Мл. редактор И. А. Титова. Художник В. М. Боровков.
Художественный редактор Т. М. Скворцова.
Технический редактор Н. В. Яшукова. Корректор Р. К. Косинова

ИБ № 5874

Изд. № ЭР—404. Сдано в набор 17.02.86. Подп. в печать 22.05.86. Т-07530.
Формат 60×90/16. Бум. тип. № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая.
Объем 22 усл. печ. л. 22 усл. кр.-отт. 23,79 уч.-изд. л. Тираж 14 000 экз.
Зак. № 130. Цена 1 р. 10 к.

Издательство «Высшая школа» 101430, Москва, ГСП-4, Неглинная ул., д. 29/14.

Московская типография № 8 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете СССР по делам издательств,
полиграфии и книжной торговли,
101898, Москва, Центр, Хохловский пер., 7.

