

Лекция 14

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Магнетизм – общее название эффектов взаимодействия электрических токов между собой, магнитов между собой, а также токов и магнитов.

14.1. Терминология

Описание магнитных свойств твердых тел требует использования специальной терминологии, основные понятия которой приведены ниже.

Магнитное поле – силовое поле, действующее на движущиеся электрические заряды и на конденсированные тела, обладающие магнитным моментом. Термин «магнитное поле» введен в 1845 г. М. Фарадеем.

Магнитное поле в веществе характеризуется двумя векторными величинами: магнитной индукцией и напряженностью магнитного поля. *Магнитная индукция \mathbf{B}* – среднее результирующее магнитное поле в веществе (единица измерения – тесла, Тл). *Напряженность магнитного поля \mathbf{H}* – силовая характеристика магнитного поля, определяет вклад внешних источников поля в магнитную индукцию образца [А/м]. Вектор $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ является функцией радиус-вектора \mathbf{r} наблюдаемой точки и времени t . В вакууме $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м – магнитная постоянная.

Источниками магнитных полей являются электрические токи, переменные электрические поля и магнитные моменты. *Магнитный момент* – векторная величина, характеризующая вещество как источник магнитного поля. Магнитный момент создают протекающие в структуре вещества замкнутые электрические токи и упорядоченно ориентированные магнитные моменты его атомных частиц. У последних различают орбитальные магнитные моменты (например, у электронов в атомах) и спиновые, связанные со спином частицы. Магнитный момент конденсированного тела определяется векторной суммой магнитных моментов частиц, из которых оно состоит. Единица магнитного момента – *магнетон*. Квант магнитного момента равен *магнетону Бора* $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл (назван по имени создателя современной физики Н. Бора).

Магнитный поток – поток вектора магнитной индукции, проходящий через поверхность площадью S : $\Phi = \int_S \mathbf{B}_n dS$, где B_n – проекция вектора \mathbf{B} на нормаль к малой площадке dS , в пределах которой $\mathbf{B} = \text{const}$. Единица магнитного потока – вебер, 1 Вб = 1 Тл·м².

Намагниченность – характеристика магнитного состояния вещества [А/м], средняя плотность его магнитного момента или магнитный момент единицы объема образца: $\mathbf{J} = \mathbf{M}/V$, где \mathbf{M} – магнитный момент, V – объем. Индукция \mathbf{B} связана с напряженностью магнитного поля и намагниченностью соотношением

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{J}). \quad (14.1)$$

Магнитодвижущая сила (намагничивающая сила) – характеристика способности источников магнитного поля создавать магнитные потоки. *Намагничивание* – процессы установления намагниченности, протекающие в веществе при действии на него внешнего магнитного поля.

Магнитное насыщение (намагниченность насыщения) – достижение максимального возможного для данного вещества значения намагниченности J_{∞} , не изменяющегося при дальнейшем росте намагничивающего поля. В состоянии насыщения все имеющиеся в веществе элементарные магнитные моменты ориентированы вдоль H .

Магнитная восприимчивость – безразмерная величина, характеризующая связь между намагниченностью (магнитным моментом) вещества и напряженностью магнитного поля в нем. В *магнитоэлектрических полях*, напряженность которых со временем не изменяется по величине и направлению, восприимчивость $\chi = J/H$, безразмерная величина.

Магнитная проницаемость μ характеризует реакцию вещества на воздействие внешнего магнитного поля и связана с магнитной восприимчивостью: $\mu = 1 + \chi$. Для однородной изотропной среды магнитная проницаемость связывает векторы магнитной индукции и напряженности магнитного поля соотношением:

$$B = \mu_0 \mu H. \quad (14.2)$$

Магнитотепловые явления – изменение теплового состояния конденсированных тел (внутренней энергии, температуры) при изменении их магнитного состояния (намагничивании и переманчивании). *Магнитокалорический эффект* – изменение температуры образца под действием магнитного поля. Как правило, в условиях теплоизоляции намагничивание приводит к увеличению температуры вещества, а размагничивание – к ее снижению.

Магнитный резонанс – избирательное поглощение веществом электромагнитных волн определенной частоты вследствие изменения ориентации магнитных моментов частиц вещества.

Магнитная цепь – совокупность источников магнитного потока и конденсированных тел, через которые он замыкается. *Магнитное сопротивление* (магниторезистивный эффект) – характеристика магнитной цепи, отношение магнитодвижущей силы в цепи к созданному в ней магнитному потоку [А/Вб]. *Магнитопровод* – элемент магнитной цепи, предназначенный для локализации потока магнитной индукции и изготовленный из материала с высокой магнитной проницаемостью.

Содержание прочих терминов, в частности, касающихся применения магнитных свойств материалов для электроники, будет раскрыто по мере изложения материала главы.

14.2. Магнетики

Огромное число атомов, из которых построена структура вещества, обуславливает практически неисчерпаемое разнообразие магнитных свойств конденсированных тел. Для обозначения таких тел употребляют общий термин «магнетики». *Магнетик* – вещество, у которого обнаружены какие-либо магнитные свойства. Множество типов магнетиков – следствие разнообразия магнитных свойств микрочастиц, образующих магнетик, взаимодействий частиц, наличия фаз в составе магнетика и др.

Магнетики классифицируют, прежде всего, по признаку магнитной восприимчивости χ : вещества с $\chi < 0$ называют *диамагнетиками*, с $\chi > 0$ – *парамагнетиками*, а с $\chi \gg 0$ – *ферромагнетиками*.

Более глубокая физическая классификация магнетиков основана на признаках магнитной атомной структуры кристалла. *Магнитная атомная структура* –

упорядоченное пространственное расположение магнитных атомов кристалла, имеющих собственные магнитные моменты. Элементом структуры магнитоупорядоченного кристалла является *магнитная ячейка*, параллельными переносами которой в трех измерениях (трансляциями) можно полностью воспроизвести магнитную атомную решетку кристалла. По этому критерию различают твердые тела:

- с ферромагнитной атомной структурой, имеющие ненулевой суммарный магнитный момент атомов $\mu_J \neq 0$, векторы магнитных моментов которых параллельны и одинаково ориентированы;
- с антиферромагнитной структурой, $\mu_J = 0$;
- с ферримагнитной структурой ($\mu_J \neq 0$), в которой векторы магнитных моментов атомов образуют несколько магнитных подрешеток с нескомпенсированными магнитными моментами.

14.2.1 Диамагнетизм

Диамагнетизм (греч. приставка *dia* означает здесь расхождение силовых линий) – свойство вещества намагничиваться навстречу направлению действующего на него внешнего магнитного поля.

Действие магнитного поля на электронную оболочку атома обуславливает добавочное круговое движение электронов, возникающее в силу закона электромагнитной индукции. Индуцированные круговые токи создают в каждом атоме индуцированный магнитный момент. Согласно правилу Ленца, он направлен противоположно внешнему магнитному полю, независимо от того, имелся ли у атома собственный магнитный момент или нет. Поэтому диамагнетизм свойственен всем веществам.

Диамагнетик – вещество, намагничивающееся во внешнем магнитном поле напряженностью H в направлении, противоположном H . Намагниченность, связанная с диамагнетизмом, обычно невелика. В отсутствие внешнего магнитного поля диамагнетик немагнитен. Магнитная восприимчивость диамагнетиков всегда отрицательна ($\chi < 0$), мала по абсолютной величине, слабо зависит от напряженности поля и от температуры (табл. 14.1).

Таблица 14.1 Магнитная восприимчивость некоторых диамагнетиков

Вещество	- χ , 10^{-6}
Водород	4,0
Германий	7,7
Азот	12,0
Вода	13,0
Поваренная соль	30,0
Ацетон	33,8
Глицерин	57,1

Типичными диамагнетиками являются инертные газы, N_2 , H_2 , Si, P, Bi, Zn, Cu, Au, Ag, многие органические и неорганические соединения. У этих веществ электронные оболочки атомов или молекул целиком заполнены и не обладают постоянным магнитным

моментом, так как в отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты электронов взаимно скомпенсированы.

Сверхпроводники имеют наибольшее по абсолютной величине значение магнитной восприимчивости ($\chi = -1/4\pi$) и магнитную индукцию, равную нулю. Это значит, что магнитное поле не проникает в сверхпроводник (см. 2.4).

14.2.2 Парамагнетизм

Парамагнетизм (от греч. *para* – возле, рядом) – свойство вещества намагничиваться во внешнем магнитном поле в направлении поля. Это значит, что внутри *парамагнетика* – вещества с положительной магнитной восприимчивостью ($\chi > 0$) – к действию внешнего поля прибавляется действие намагниченности. В отсутствие внешнего поля намагниченность парамагнетиков равна нулю, следовательно, они не имеют упорядоченного расположения и ориентации атомных магнитных моментов, т.е. не обладают магнитной атомной структурой. Термин «парамагнетизм» ввел в 1845 г. М. Фарадей.

Во внешнем поле магнитные моменты атомов в парамагнетиках ориентируются по полю. С его ростом намагниченность (магнитный момент) парамагнетиков растет по закону $J = \chi H$, и в сильном поле наступает магнитное насыщение.

Магнитная восприимчивость парамагнетиков положительна, в слабых полях практически не зависит от H , но очень сильно зависит от температуры. Ее абсолютное значение невелико (табл. 14.2).

Таблица 14.2 Магнитная восприимчивость парамагнетиков

Вещество	$\chi, 10^{-6}$	Вещество	$\chi, 10^{-6}$	Вещество	$\chi, 10^{-6}$
Al	16,7	Ti	161	MnO	4850
Li	24,6	V	296	CuCl ₂	1080
Na	16,1	U	414	FeCl ₂	14750
K	21,4			NiSO ₄	4005

14.2.3 Ферромагнетизм и ферримагнетизм

Ферромагнетизм – магнитоупорядоченное состояние вещества, в котором большинство атомных магнитных моментов параллельны и одинаково направлены, так что вещество обладает самопроизвольной (спонтанной) намагниченностью. Ферромагнетизм устанавливается в отсутствие внешнего магнитного поля при температуре ниже точки Кюри (T_C), выше которой спонтанная намагниченность исчезает и ферромагнетик переходит в парамагнитное состояние.

Ферромагнетики – вещества, в которых имеет место ферромагнитное упорядочение магнитных моментов атомов или магнитных моментов коллективизированных электронов (рис. 14.1). Векторы атомных магнитных моментов коллинеарны, т.е. лежат на одной или на параллельных прямых.

Антиферромагнетиками называют вещества, в которых соседние атомные моменты расположены антипараллельно. Антиферромагнетизм имеет место в кристаллах Cr и Mn, ряде редкоземельных металлов (Ce, Pr, Nd, Sm, Eu), а также в многочисленных соединениях и сплавах с участием элементов переходных групп. В магнитном отношении кристаллическая решётка этих веществ разбивается на так называемые магнитные подрешётки, векторы самопроизвольной намагниченности J_i которых либо антипараллельны (коллинеарная антиферромагнитная связь), либо направлены друг к другу под углами, отличными от 0° и 180° .

Если суммарный момент всех магнитных подрешёток в антиферромагнетике равен нулю, то имеет место скомпенсированный антиферромагнетизм. Если же имеется отличная от нуля разностная самопроизвольная намагниченность, то наблюдается нескомпенсированный антиферромагнетизм, или *ферримагнетизм*, который реализуется главным образом в кристаллах оксидов металлов с кристаллической решёткой типа шпинели, граната, перовскита и других минералов (их называют ферритами). Эти тела (обычно полупроводники и изоляторы) по магнитным свойствам похожи на обычные ферромагнетики.

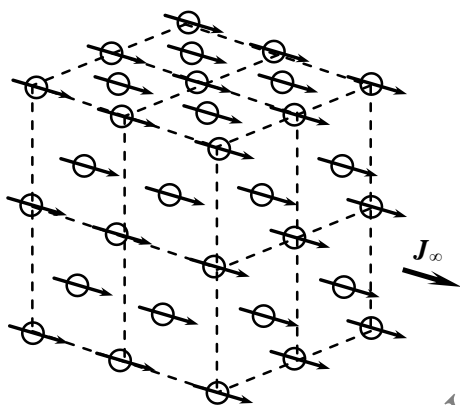


Рис. 14.1 Ферромагнитная коллинеарная атомная структура в гранцентрированной кубической решетке. Стрелками обозначены направления атомных магнитных моментов. J_∞ - вектор суммарной предельной намагниченности единицы объема вещества

Ось лёгкого намагничивания (ОЛН) – направление в ферро- или ферримагнитном образце, вдоль которого работа намагничивания образца до насыщения, производимая внешним магнитным полем, минимальна. Если внешнее поле на образец не действует, то намагниченность в каждом домене образца направлена вдоль ОЛН.

В ферромагнитных монокристаллах ОЛН совпадают с главными кристаллографическими осями (например, в железе – с тетрагональными типа $[100]$, в никеле – с тригональными $[111]$, в кобальте – с гексагональной $[0001]$). При наложении на ферромагнитный монокристалл внешних напряжений (сжатие, растяжение) направления ОЛН могут измениться, а в поликристаллическом образце даже образоваться вновь. Наличие ОЛН является прямым следствием магнитной анизотропии ферромагнитных веществ.

14.3 Точка Кюри

Точка Кюри, или температура Кюри T_C – температура фазового перехода II рода, связанного со скачкообразным изменением свойств симметрии вещества (например, магнитной – в ферромагнетиках, электрической – в сегнетоэлектриках, кристаллохимической – в упорядоченных сплавах). При температуре ниже точки Кюри

ферромагнетики обладают самопроизвольной (спонтанной) намагниченностью и определённой магнитно-кристаллической симметрией. В точке Кюри ($T = T_C$) интенсивность теплового движения атомов ферромагнетика оказывается достаточной для разрушения его самопроизвольной намагниченности («магнитного порядка») и изменения симметрии, в результате ферромагнетик становится парамагнетиком. Аналогично у антиферромагнетиков при $T = T_C$ (в так называемой *антиферромагнитной точке Кюри* или *точке Нееля*) происходит разрушение характерной для них магнитной структуры (магнитных подрешёток), и антиферромагнетики становятся парамагнетиками. В сегнетоэлектриках при $T = T_C$ тепловое движение атомов сводит к нулю самопроизвольную упорядоченную ориентацию электрических диполей элементарных ячеек кристаллической решётки. В упорядоченных сплавах в точке Кюри (её называют в случае сплавов также *точкой Курнакова*) степень дальнего порядка в расположении атомов (ионов) компонентов сплава становится равной нулю.

Таким образом, во всех случаях фазовых переходов II рода (типа точки Кюри) при $T = T_C$ в веществе происходит исчезновение того или иного вида атомного «порядка» (упорядоченной ориентации магнитных или электрических моментов, дальнего порядка в распределении атомов по узлам кристаллической решётки в сплавах и т. п.). Вблизи точки Кюри в веществе происходят специфические изменения многих физических свойств (например, теплоёмкости, магнитной восприимчивости и др.), достигающие максимума при $T = T_C$, что обычно и используется для точного определения температуры фазового перехода.

Выше T_C ферромагнетик переходит в парамагнитное состояние, а в некоторых случаях (редкоземельные металлы) – в антиферромагнитное. Температурный ход магнитной проницаемости μ (или восприимчивости χ) ферромагнетиков имеет явно выраженный максимум вблизи T_C . При $T > T_C$ восприимчивость обычно следует закону Кюри–Вейса. При намагничивании ферромагнетиков изменяются их размеры и форма (*магнитострикция*). Поэтому кривые намагничивания и петли гистерезиса зависят от внешних напряжений. Наблюдаются также аномалии в величине и температурной зависимости упругих постоянных, коэффициентов линейного и объёмного расширения. При адиабатическом намагничивании и размагничивании ферромагнетики изменяют свою температуру (*магнитное охлаждение*).

14.4. Процессы при намагничивании ферромагнетиков

В ферромагнетике при действии на него внешним магнитным полем протекают процессы, приводящие к возрастанию намагниченности ферромагнетика в направлении поля. В состоянии полного размагничивания ферромагнитный образец состоит из небольших областей (*доменов*) объёмом $10^{-9} \div 10^{-6}$ см³, иногда до 10^{-3} см³, каждая из которых намагничена до насыщения J_s , но при этом векторы самопроизвольной намагниченности доменов J_s располагаются так, что суммарная намагниченность образца $J = 0$.

Переориентация векторов намагниченности доменов в направлении приложенного поля включает процессы смещения, вращения и парапроцесс.

Процесс смещения в многодоменном ферромагнетике заключается в перемещении границ между доменами; объём доменов, векторы J_s которых составляют наименьший угол с направлением напряжённости магнитного поля H , при этом увеличивается за счёт соседних доменов с энергетически менее выгодной ориентацией J_s относительно поля.

Процесс вращения состоит в повороте векторов J_s в направлении поля H . Причиной возможной задержки или ускорения процесса вращения является магнитная анизотропия ферромагнетика (первоначально векторы J_s доменов направлены вдоль осей лёгкого намагничивания, в общем случае не совпадающих с направлением H). При полном совпадении J_s с направлением H достигается так называемое техническое магнитное насыщение, равное величине J_s ферромагнетика при данной температуре.

Магнитная анизотропия связана с анизотропным характером магнитного взаимодействия между атомными носителями магнитного момента в веществах. В поликристаллических твёрдых телах магнитная анизотропия в макромасштабе обычно не проявляется. Напротив, в монокристаллах магнитная анизотропия приводит к большим наблюдаемым эффектам, например, к различию величины магнитной восприимчивости ферромагнетиков вдоль различных направлений в кристалле (рис. 14.2.).

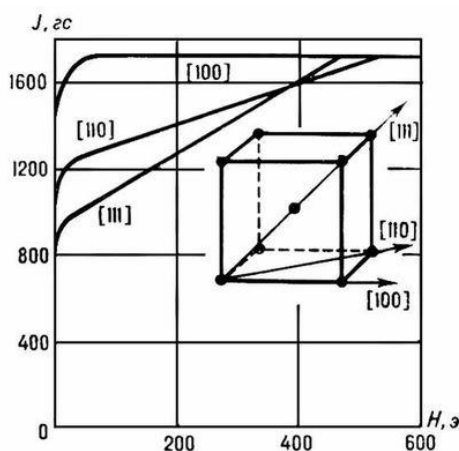


Рис. 14.2 Магнитная анизотропия кубических монокристаллов железа. Приведены кривые намагничивания для трёх главных кристаллографических осей [100], [110] и [111] ячейки кристалла железа.

Особенно велика магнитная анизотропия в монокристаллах ферромагнетиков, где она проявляется в наличии осей лёгкого намагничивания, вдоль которых направлены векторы самопроизвольной намагниченности J_s ферромагнитных доменов. Мерой магнитной анизотропии для данного направления в кристалле является работа намагничивания внешнего магнитного поля, необходимая для поворота вектора J_s из положения вдоль оси наиболее лёгкого намагничивания в новое положение — вдоль внешнего поля.

Парапроцесс заключается в выстраивании вдоль поля элементарных магнитных моментов, которые из-за дезориентирующего действия теплового движения были отклонены от направления J_s в доменах. При этом величина намагниченности J ферромагнетика стремится к её значению при абсолютном нуле. Парапроцесс в большинстве случаев даёт очень малый прирост намагниченности, поэтому намагниченность ферромагнетиков определяется в основном процессами смещения и вращения.

Если намагничивание ферромагнетика осуществлять при монотонном и медленном возрастании поля из состояния полного размагничивания ($J=0$, $H=0$), то полученную зависимость $J(H)$ называют *кривой первого намагничивания*. Эту кривую обычно подразделяют на 5 участков (рис. 14.3).

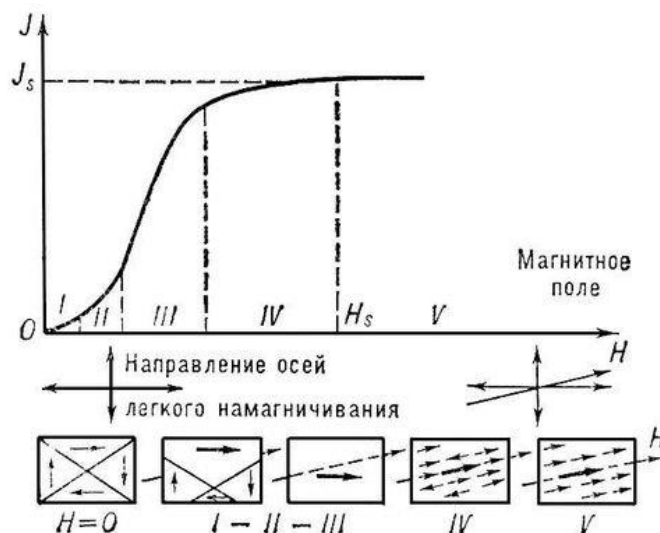


Рис. 14.3 Кривая первого намагничивания и схематическое изображение процессов намагничивания в многодоменном ферромагнетике: I – область обратимого намагничивания, II – область Рэлея, III – область наибольших проницаемостей, IV – область приближения к насыщению, V – область парапроцесса

Магнитная восприимчивость ферромагнетиков положительна ($\chi > 0$) и может достигать значений $\chi = 10^4 \div 10^5$. Намагниченность J растет с величиной внешнего магнитного поля нелинейно и в полях $H = 0,01 \div 1,25$ А/м может достигать магнитного насыщения. Величина J зависит также от «магнитной предыстории» образца, что обуславливает неоднозначность функции $J(H)$ или магнитный гистерезис.

На рис. 14.4 приведена типичная кривая магнитного гистерезиса в ферромагнетике. Из точки 0 ($H = 0, J = 0$) с увеличением H значение J растет по кривой 1 – основной кривой намагничивания – и в сильном поле $H \geq H_m$ становится практически постоянным и равным намагниченности насыщения J_s (ей соответствует значение индукции насыщения $B = \mu_0 (H_m + J_s)$). При уменьшении H обратный ход зависимости $J(H)$ не соответствует кривой 1, а при $H = 0$ намагниченность не возвращается к значению $J = 0$. Это изменение соответствует кривой размагничивания 2, при $H = 0$ намагниченность принимает значение J_R – остаточная намагниченность (ей соответствует остаточная индукция B_r). Для полного размагничивания образца ($J = 0$) необходимо приложить обратное поле $-H_c$, названное *коэрцитивной силой*. Когда обратное поле достигает значения $-H_m$, образец намагничивается до насыщения $-J_s$ в обратном направлении. При дальнейшем изменении H от $-H_m$ до $+H_m$ намагниченность соответствуют кривой 3. Ветви 2 и 3, получающиеся при циклическом изменении H , вместе образуют замкнутую кривую, называемую *предельной петлей гистерезиса*. При циклическом намагничивании в полях $-H_m \leq H \leq +H_m$ зависимость $J(H)$ будет соответствовать замкнутой кривой, расположенной внутри предельной петли гистерезиса. Такие петли гистерезиса характерны для достаточно медленных процессов перемагничивания. Отставание J от H при намагничивании и размагничивании означает, что часть энергии, приобретаемой ферромагнетиком при намагничивании, теряется при размагничивании, превращаясь в теплоту. *Магнитные (гистерезисные) потери* затрачиваются на нагревание образца.

Форма петли гистерезиса и ее параметры (магнитные потери, H_C , J_R и др.) зависят от состава ферромагнетика, его структуры и температуры, распределения дефектов в образце, т.е. от технологии его изготовления и последующих физических обработок (тепловой, механической, магнитной и др.).

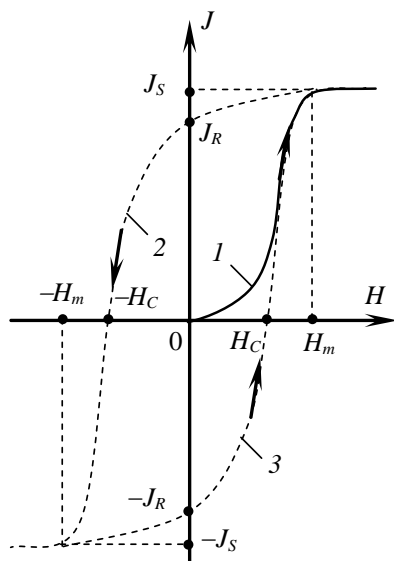


Рис. 14.4 Кривые первичного намагничивания (1) и перемангничивания (2, 3) ферромагнетика. J_R – остаточная намагниченность, H_C – коэрцитивная сила, J_S – намагниченность насыщения

Магнитная проницаемость μ в ферромагнетике зависит от напряженности H магнитного поля (рис. 14.5). Из соотношений (1) и (2) можно получить: $\mu = B/(\mu_0 H) = 1 + J/H$. Вначале μ растет с увеличением H , так как растет J (кривая 1 на рис. 14.4). Достигнув максимума, μ начинает уменьшаться. При $J = J_S = \text{const}$ с ростом H отношение $J/H \rightarrow 0$, следовательно, $\mu \rightarrow 1$. В таблицах приводят обычно максимальные значения магнитной проницаемости, соответствующие определенным значениям напряженности магнитного поля (см. табл. 14.3).

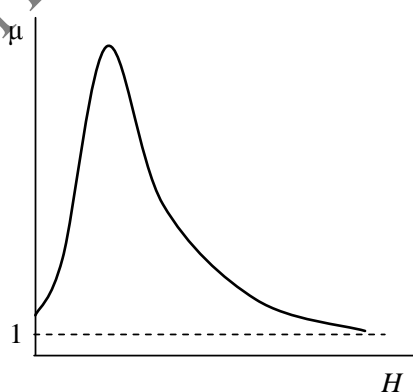


Рис. 14.5 Зависимость магнитной проницаемости ферромагнетика от напряженности внешнего магнитного поля

Таблица 14.3 Магнитная проницаемость μ некоторых веществ

Вещества	μ	Вещества	μ
<i>Ферромагнетики</i>		<i>Парамагнетики</i>	
Пермаллой	до 50000	Платина	1,00026
Супермаллой	до 10000	Алюминий	1,000021
Полосовое железо	до 5000	Эбонит	1,000014
Чугунное литье	до 600	Воздух	1,0000004
Никель	до 300	<i>Диаманетики</i>	
Твердая сталь	до 200	Медь	0,9999904
		Стекло	0,999987
		Висмут	0,999843

14.5. Магнитные потери, магнитострикция

Магнитные потери – потери на перемагничивание ферромагнетиков. Складываются из потерь на гистерезис, на вихревые токи и на магнитное последствие.

Потери на гистерезис обусловлены необратимыми процессами перемагничивания. Потери на гистерезис за один цикл перемагничивания (т.е. за один период изменения поля), отнесенные к единице объема вещества, определяются площадью статической петли гистерезиса.

Потери на вихревые токи. В проводящей среде за счет ЭДС самоиндукции, пропорциональной скорости изменения магнитного потока, возникают вихревые токи. Вихревые токи нагревают проводники, в которых они возникли. Это приводит к потерям энергии в магнитопроводах (в сердечниках трансформаторов и катушек переменного тока, в магнитных цепях машин). Для уменьшения потерь на вихревые токи необходимо использовать материал с повышенным удельным сопротивлением, либо собирать сердечник из тонких слоев, изолированных друг от друга.

Потери на магнитное последствие обусловлены магнитной вязкостью – отставанием во времени магнитной индукции от изменения напряженности магнитного поля. Спад намагниченности ферромагнетиков происходит не мгновенно, а в течение некоторого промежутка времени. Время установления стабильного магнитного состояния существенно возрастает с понижением температуры. Одна из основных причин магнитного последствия – тепловая энергия, которая помогает слабо закрепленным доменным границам преодолевать энергетические барьеры, мешающие их свободному смещению при изменении поля. Физическая природа потерь на магнитное последствие во многом аналогична релаксационной поляризации диэлектриков.

Вид и размеры петли гистерезиса, в различных ферромагнетиках могут меняться в широких пределах. Например, в чистом железе $H_C = 100$ А/м, в сплаве магнито $H_C = 50$ кА/м. На петлю магнитного гистерезиса сильно влияет обработка материала, при которой изменяется число дефектов. Площадь петли магнитного гистерезиса равна энергии, теряемой в образце за один цикл изменения поля. Эта энергия идёт, в конечном счёте, на нагревание образца. В тех случаях, когда потери на гистерезис нежелательны (например, в сердечниках трансформаторов, в статорах и роторах электрических машин), применяют

магнитно-мягкие материалы, обладающие малым H_C и малой площадью петли гистерезиса. Для изготовления постоянных магнитов, напротив, требуются магнитно-жесткие материалы с большим H_C . С ростом частоты переменного магнитного поля (числа циклов перемагничивания в единицу времени) к гистерезисным потерям добавляются другие потери, связанные с вихревыми токами и магнитной вязкостью. Соответственно площадь петли гистерезиса при высоких частотах увеличивается. Такую петлю иногда называют динамической петлей, в отличие от описанной выше статической петли.

Магнитострикция (от лат. *strictio* – сжатие, натягивание) – явление, заключающееся в том, что при изменении состояния намагниченности тела его объём и линейные размеры изменяются. Эффект (открыт Джоулем в 1842 году) вызван изменением взаимосвязей между атомами в кристаллической решётке и поэтому свойствен всем веществам. Изменение формы тела может проявляться, например, в растяжении, сжатии, изменении объёма, что зависит как от действующего магнитного поля, так и от кристаллической структуры тела. Наибольшие изменения размеров обычно происходят у сильномагнитных материалов. Их относительное удлинение $\Delta L/L$ обычно варьируется в пределах $10^{-5} \div 10^{-2}$.

Магнитострикционный эффект является обратимым, то есть при изменении линейных размеров тела под действием внешних сил его магнитные свойства соответственно изменяются. Это явление называется *магнитоупругим эффектом* (эффект Виллари).

С магнитострикционными эффектами связаны аномалии теплового расширения ферро-, ферри- и антиферромагнитных тел. Эти аномалии объясняются тем, что магнитострикционные деформации, вызываемые обменными (а в общем случае и магнитными) силами в решётке, проявляются не только при помещении указанных тел в магнитное поле, но также при нагревании их в отсутствие поля (*термострикция*). Изменение объёма тел вследствие термострикции особенно значительно при магнитных фазовых переходах (в точках Кюри и Нееля, при температуре перехода коллинеарной магнитной структуры в неколлинеарную и других). Наложение этих изменений объёма на обычное тепловое расширение (обусловленное тепловыми колебаниями атомов в решётке) иногда приводит к аномально малому значению коэффициента теплового расширения у некоторых материалов. Экспериментально доказано, например, что малое тепловое расширение сплавов типа инвар объясняется влиянием возникающих при нагреве отрицательных магнитострикционных деформаций, которые почти полностью компенсируют "нормальное" тепловое расширение таких сплавов.

С магнитострикцией связаны различные аномалии упругости в ферро-, ферри- и антиферромагнетиках. Резкие аномалии модулей упругости и внутреннего трения, наблюдаемые в указанных веществах в районе точек Кюри и Нееля и других фазовых магнитных переходов, обязаны влиянию магнитострикции, возникающей при нагреве. Кроме того, при воздействии на ферро- и ферримагнитные тела упругих напряжений в них даже при отсутствии внешнего магнитного поля происходит перераспределение магнитных моментов доменов (в общем случае изменяется и абсолютная величина самопроизвольной намагниченности домена). Эти процессы сопровождаются дополнительной деформацией тела магнитострикционной природы – *механострикцией*, которая приводит к отклонениям от закона Гука. В непосредственной связи с механострикцией находится явление изменения под влиянием магнитного поля модуля упругости E ферромагнитных металлов (DE -эффект).

Для измерения магнитострикции наибольшее распространение получили установки, работающие по принципу механооптического рычага, позволяющие наблюдать относительные изменения длины образца до 10^{-6} . Ещё большую чувствительность имеют радиотехнический и интерференционный методы. Получил распространение также метод проволочных датчиков, в котором на образец наклеивают проволочку, включенную в одно из плечей измерительного моста. Изменение длины проволочки и её электрического сопротивления при магнитострикционном изменении размеров образца с высокой точностью фиксируется электроизмерительным прибором.

Магнитострикция нашла широкое применение в технике. На явлении магнитострикции основано действие магнитострикционных преобразователей (датчиков) и реле, излучателей и приёмников ультразвука, фильтров и стабилизаторов частоты в радиотехнических устройствах, магнитострикционных линий задержки и т.д.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ ФРАНЦИСКА СКОРИНЫ