

### Вектор намагниченности

Вещество, помещенное во внешнее магнитное поле, намагничивается. В нем возникает преимущественная ориентация магнитных моментов молекул, усиливающая или ослабляющая внешнее поле.

Количественной характеристикой намагниченности вещества служит *вектор намагниченности*. Он равен векторной сумме магнитных моментов молекул  $\vec{p}_{mi}$ , заключенных в единице объема вещества:

$$\vec{J} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^N \vec{p}_{mi}. \quad (3.46)$$

Эта формула справедлива в случае однородного магнитного поля, которое создается внутри длинного соленоида. Вектор  $\vec{J}$  в этом случае имеет постоянное значение в любой точке вдали от его концов.

Выразим вектор намагниченности  $\vec{J}$  через плотность микротоков. Возьмем образец вещества в виде цилиндра, ось которого направим вдоль внешнего поля  $\vec{B}_0$  (рис. 3.38,а). В намагниченном образце плоскости микротоков перпендикулярны вектору  $\vec{B}_0$ . Как видно из рис. 3.38,б, микротоки внутри образца компенсируют друг друга. На поверхности цилиндра остается не скомпенсированный ток, образованный этими же микротоками. Его линейная плотность, т.е. ток, приходящийся на единицу длины образца  $l$  есть  $I^{\text{микро}} / l$ .

Магнитное поле в веществе  $\vec{B}$  складывается из внешнего поля  $\vec{B}_0$  и поля  $\vec{B}'$ , созданного микротоками:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'. \quad (3.47)$$

Индукция поля микротоков  $\vec{B}'$  выражается через линейную плотность микротоков  $I_0$  аналогично индукции магнитного поля соленоида:

$$B' = \mu_0 \frac{I^{\text{микро}}}{l}. \quad (3.48)$$

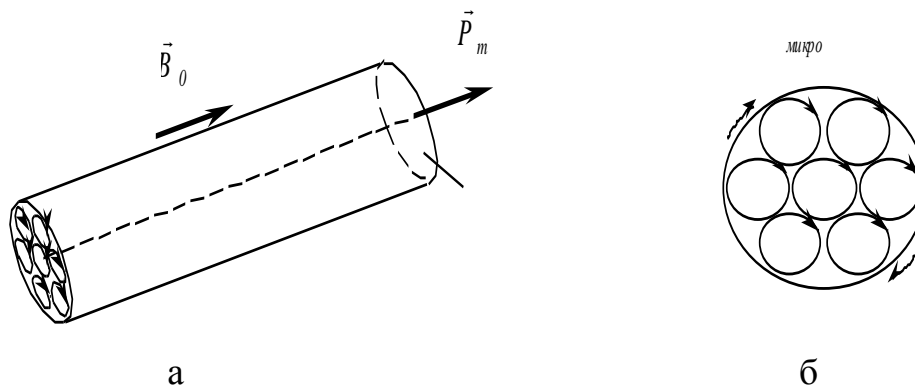


Рис. 3.38

Поскольку магнитный момент, созданный микротоками, равен произведению силы микротоков  $I_{\text{микро}}$  на площадь поперечного сечения цилиндра  $S$ , а объем цилиндра  $V = l S$ , согласно (3.46), имеем

$$J = \frac{1}{V} I_{\text{микро}} \cdot S = \frac{1}{l \cdot S} I_{\text{микро}} \cdot S = \frac{I_{\text{микро}}}{l}. \quad (3.49)$$

*Вектор намагниченности  $J$  численно равен силе поверхностного микротока, приходящегося на единицу длины магнетика цилиндрической формы, помещенного в магнитное поле.*

Формулы (3.48) и (3.49) позволяют записать (3.47) в виде

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{J}. \quad (3.50)$$

Чтобы найти  $\vec{B}$ , нужно связать  $\vec{B}_0$  и  $\vec{J}$  еще одним уравнением. Из опыта следует, что вектор намагниченности  $\vec{J}$  пропорционален индукции магнитного поля  $\vec{B}$ , которую в этом случае можно принять равной индукции магнитного поля  $\vec{B}_0$  в вакууме. Связь между ними выражается формулой

$$\vec{J} = \frac{1}{\mu_0} \chi \vec{B}_0 = \chi \vec{H}, \quad (3.51)$$

Коэффициент пропорциональности  $\chi$  называется *магнитной восприимчивостью* вещества, а отношение  $\vec{B}_0 / \mu_0 = \vec{H}$  – *напряженностью* магнитного поля в вакууме.

Подставив (3.51) в (3.50), получим

$$\vec{B} = (1 + \chi) \vec{B}_0 = \mu \vec{B}_0 = \mu \mu_0 \vec{H}_0, \quad (3.52)$$

где

$$\mu = 1 + \chi$$

– *магнитная проницаемость* вещества.

Связь между индукцией магнитного поля  $\vec{B}$  и напряженностью  $\vec{H}$  в веществе вводится соотношением

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}. \quad (3.53)$$

Напряженность  $\vec{H}$  – вспомогательная величина, характеризующая магнитное поле, созданное *макротоками*, т.е. токами, текущими по проводам. Напряженность магнитного поля играет в магнетизме ту же роль, что и индукция электрического поля  $\vec{D}$  в электростатике.

Как видно из уравнения (3.52), *магнитная проницаемость  $\mu$  показывает, во сколько раз магнитное поле в веществе отличается от магнитного поля в вакууме:*

$$\mu = \frac{B}{B_0}.$$

В отличие от диэлектрической проницаемости вещества, магнитная проницаемость может быть как больше, так и меньше единицы.

### Типы магнетиков: диа-, пара- и ферромагнетики.

Магнитные свойства различных веществ гораздо разнообразнее, чем электрические. В то время как диэлектрическая проницаемость вещества  $\varepsilon$  всегда больше единицы, магнитная проницаемость  $\mu$  может быть как больше, так и меньше единицы. Вещества, у которых  $\mu < 1$ , называются *диамагнетиками*, а вещества с  $\mu > 1$  – *парамагнетиками*. Так как магнитная восприимчивость  $\chi = \mu - 1$ , то у парамагнетиков  $\chi$  положительна ( $\chi > 0$ ), а у диамагнетиков – отрицательна ( $\chi < 0$ ).

подавляющее большинство веществ проявляет свои магнитные свойства очень слабо и имеет магнитную восприимчивость  $\chi$  в пределах от  $10^{-6}$  до  $10^{-3}$  единиц ( $\chi = 10^{-6} \dots 10^{-3}$ ). К парамагнетикам относятся, например, кислород, алюминий, платина; к диамагнетикам – серебро, висмут, вода, углекислый газ, азот.

Наряду с диа- и парамагнетиками имеются вещества, способные намагничиваться весьма сильно. Они называются *ферромагнетиками*. Магнитная проницаемость у них составляет сотни и тысячи единиц, а у специально обработанных ферромагнетиков достигает миллиона. Свое название они получили от латинского наименования основного представителя этих веществ – железа (ferrum). К ферромагнетикам относятся железо, никель, кобальт, гадолиний и их сплавы. Кроме того, существует множество сплавов немагнитных веществ, проявляющих сильные магнитные свойства (MnO, NiO, CaO, MnF<sub>2</sub>, KMnF<sub>3</sub> и др.).

Принадлежность вещества к тому или иному типу магнетиков легко определить опытным путем. Поскольку вектор намагниченности вещества  $\vec{J} = \chi \vec{H}$ , в диамагнетиках он направлен против внешнего поля, в пара- и ферромагнетиках – по полю. В неоднородном поле диамагнетики выталкиваются из магнитного поля. Так, например, палочка из висмута, помещенная между полюсами магнита, устанавливается перпендикулярно к направлению поля.

### Свойства ферромагнетиков. Гистерезис

Ферромагнетики – сильномагнитные вещества, т.е. магнитная проницаемость  $\mu$  у них много больше единицы. Особенностью ферромагнетиков является:

- 1) сохранение намагниченности после того, как намагничивающее поле выключается;
- 2) магнитная проницаемость  $\mu$  – величина не постоянная, а зависит от напряженности намагничивающего поля  $H$ ;
- 3) наличие точки Кюри.

Зависимость намагничивания железа от напряженности внешнего поля впервые исследована русским физиком А.Г. Столетовым в 1872 году.

Покажем, как можно экспериментально исследовать магнитные свойства ферромагнетиков. Возьмем тороидальную катушку, внутрь которой поместим сердечник из исследуемого ферромагнитного материала. Магнитное поле  $\vec{B}$  внутри сердечника складывается из индукции внешнего поля  $\vec{B}_0$ , созданного током в катушке, и поля  $\vec{B}'$ , создаваемого молекулярными токами:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'.$$

Если сделать в сердечнике узкую поперечную щель (рис. 3.43), то в этой щели, в силу непрерывности линий магнитной индукции, поле будет таким же, что и в сердечнике:

$$B_{щ} = B.$$

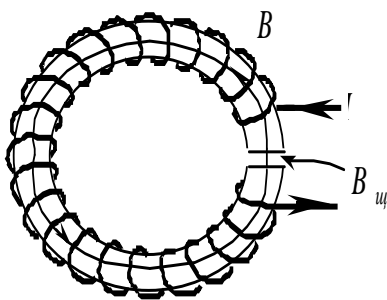


Рис. 3.43

Измеряя поле в щели  $B_{щ}$  (например, по действию на контур с током), мы тем самым измерим значение  $B$  в сердечнике. Так как сердечник заполняет практически все пространство, занятое полем (щель в сердечнике очень узкая), напряженность магнитного поля  $H$  в сердечнике равна напряженности  $H_0$  в тороиде без сердечника, а ее можно вычислить по формуле (3.56). Тогда

$$H = nI,$$

где  $n$  – плотность числа витков тороида.

Будем считать, что у ферромагнетиков, так же как и у пара- и диамагнетиков, связь между магнитной индукцией и напряженностью поля выражается формулой (3.53):

$$B = \mu_0 \mu H.$$

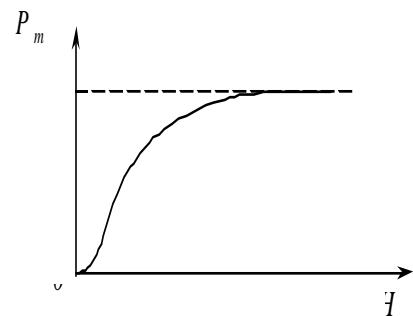
Из нее можно найти магнитную проницаемость ферромагнетика:

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H}.$$

Учитывая, что  $\chi = \mu - 1$ , по формуле (3.51) найдем намагниченность:

$$J = \chi H = (\mu - 1)H = \frac{B}{\mu_0} - H.$$

Вычислив напряженность  $H$  для разных значений силы тока  $I$  и измерив соответствующие им значения  $B$ , можно определить зависимость  $\mu$  и  $P_m$  от  $H$  для данного ферромагнетика.



На рис. 3.44 показана зависимость намагниченности  $\vec{J}$  от напряженности поля  $H$ . Как видно из рисунка, намагниченность сперва круто возрастает, а затем становится постоянной. Дальнейшее увеличение напряженности  $H$  не приводит к увеличению намагниченности. Это явление, открытое А.Г. Столетовым, носит название *магнитного насыщения*. Такой характер зависимости  $P_m$  от  $H$  можно объяснить тем, что первоначально под действием возрастающего намагничивающего поля увеличивается степень ориентации магнитных моментов атомов по полю. Начиная с некоторого значения  $H$ , когда все магнитные моменты атомов выстраиваются вдоль поля, дальнейшее увеличение  $P_m$  прекращается, наступает явление насыщения.

Зависимость магнитной индукции  $B$  от напряженности поля  $H$  выражается сходным графиком (рис. 3.45), который, однако, не имеет горизонтального участка. Поскольку  $B = B_0 + B'$ , второе слагаемое  $B' = \mu_0 P_m$  при насыщении остается постоянным, а первое  $B_0 = \mu_0 H$  растет с  $H$  линейно.

Зависимость магнитной проницаемости  $\mu$  от  $H$  (рис. 3.46) характеризуется тем, что  $\mu$  с увеличением напряженности намагничивающего поля  $H$  сначала резко возрастает, а затем, достигнув максимума, начинает падать. При больших  $H$  магнитная проницаемость  $\mu$  стремится к единице. В самом деле, поскольку

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = \frac{B_0 + \mu_0 J}{\mu_0 H} = 1 + \frac{J}{H},$$

с ростом  $H$  второе слагаемое правой части стремится к нулю, т.к. намагниченность  $\vec{J}$  при больших  $H$ , достигнув насыщения, становится постоянной.

Важной особенностью ферромагнетиков является так называемый *гистерезис*, что в переводе на русский язык означает запаздывание. Явление гистерезиса заключается в том, что намагниченность  $P_m$ , а следовательно, и магнитная индукция  $B$ , зависят не только от значения напряженности магнитного поля  $H$  в данный момент, но и от того, какова напряженность была раньше. На рис. 3.47 показан график зависимости  $P_m$  от  $H$ . Ветвь кривой  $Oa$  дает возрастание намагниченности  $P_m$  при увеличении поля  $H$ , когда намагничивание производится в первый раз. Точка  $a$ , в которой  $P_m$

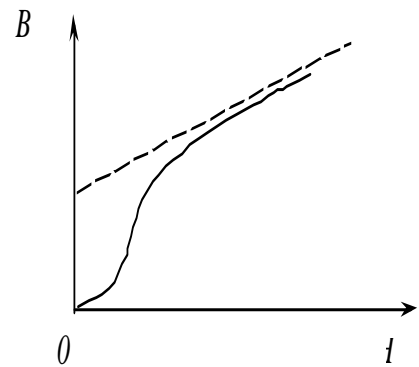


Рис. 3.45

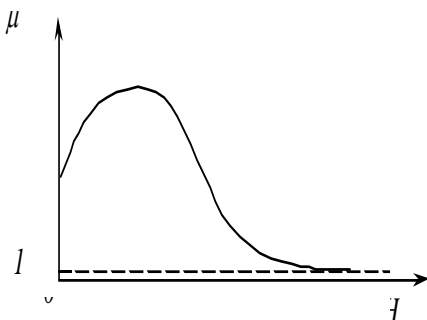


Рис. 3.46

достигает своего максимума, соответствует насыщению. Если, после того как насыщение достигнуто, начать уменьшать напряженность поля  $H$ , намагниченность  $\vec{J}$  будет спадать не по кривой  $aO$ , а по новой кривой  $ab$ ; тем же самым значениям  $H$ , проходимым в обратном порядке, соответствуют большие значения  $\vec{J}$ . При  $H = 0$  намагниченность сохраняет не равное нулю значение  $J_{mr}$ , называемое *остаточной намагниченностью* (отрезок  $Ob$  на рис. 3.47). Чтобы вызвать дальнейшее уменьшение намагниченности  $\vec{J}$ , надо изменить направление намагничивающего поля на обратное. При некотором значении  $H = H_c$  намагниченность исчезает. Это значение  $H_c$  называется *коэрцитивной силой*. При еще большем возрастании обратного по направлению поля  $H$  петля гистерезиса продолжается симметрично и замыкается.

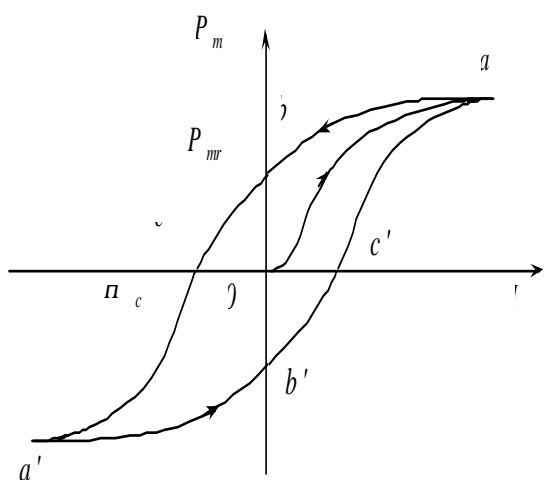


Рис. 3.47

перемагничивания сердечника).

“Мягкие” магнитные материалы, характеризующиеся малой коэрцитивной силой, имеют узкую петлю гистерезиса (рис. 3.48, а), а “жесткие” – характеризуются большой коэрцитивной силой и широкой петлей гистерезиса (рис. 3.48, б). К числу первых принадлежат мягкое железо, кремниевая сталь, сплавы железа с никелем

(“пермаллой”, содержащий 78% никеля). Эти материалы используются для изготовления сердечников трансформаторов. К числу “жестких” магнитных материалов относятся углеродистые и специальные стали (например, сплав “магнико”, содержащий Fe, Al, Cu, Ni и Co). “Жесткие” материалы употребляются для изготовления постоянных магнитов.

В результате явления гистерезиса одному и тому же значению намагничивающего поля  $H$  могут соответствовать несколько значений  $\vec{J}$ . Например, значению  $H = 0$  соответствуют: 1) отсутствие намагниченности (точка  $O$ ); 2) намагниченность, выражаемая отрезком  $Ob$  (имеет место после намагничивания сердечника); 3) намагниченность, выражаемая отрезком  $Ob'$  (имеет место после

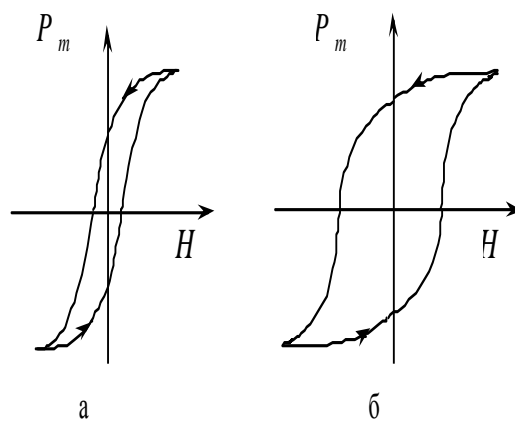


Рис. 3.48

## Природа ферромагнетизма

Магнитные свойства ферромагнетиков обусловлены, как следует из опыта Эйнштейна–де Гааза, собственными (спиновыми) магнитными моментами электронов. Объем ферромагнетика распадается на множество микроскопических областей, называемых доменами. В пределах каждого из доменов наблюдается состояние магнитного насыщения. Магнитные моменты доменов в отсутствие внешнего намагничивающего поля  $H$  ориентированы в пространстве хаотическим образом, так что суммарный магнитный момент ферромагнетика равен нулю (рис. 3.49). По мере увеличения  $H$  эти магнитные моменты начинают ориентироваться вдоль поля и при достижении магнитного насыщения становятся параллельными

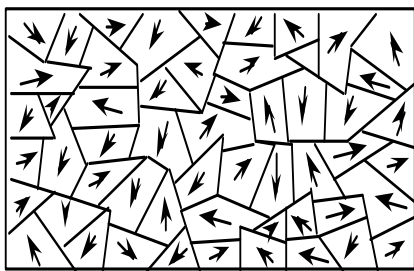


Рис. 3.49

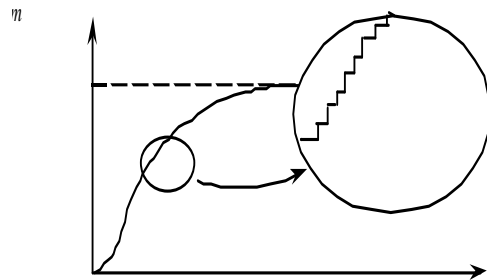


Рис. 3.50

друг другу.

Границы доменов можно наблюдать под микроскопом при небольшом увеличении. Поверхность ферромагнетика полируют и обрабатывают кислотой. Если на эту поверхность насыпать очень мелкие железные опилки, они расположатся вдоль границ доменов, делая их видимыми.

Существование областей самопроизвольного намагничивания доказывается также скачкообразным ходом кривых намагничивания в слабых полях. При медленном возрастании магнитного поля намагниченность ферромагнетика возрастает скачкообразно (см рис. 3.50). Это происходит благодаря внезапному изменению ориентации магнитных моментов отдельных доменов.

С точки зрения существования доменов, явление гистерезиса можно объяснить своего рода “трением”, мешающим изменению ориентации отдельных доменов. При выключении намагничивающего поля  $H$  благодаря этому трению сохраняется некоторая ориентация доменов, обуславливающая остаточную намагниченность  $P_{mr}$  ферромагнетика. Эта точка зрения подтверждается тем, что сотрясения образца способствуют размагничиванию. Остаточное намагничивание исчезает также при нагревании. Для каждого ферромагнетика имеется определенная температура  $T_c$ , при которой области самопроизвольного намагничивания распадаются и вещество утрачивает ферромагнитные свойства. Эта температура называется *точкой Кюри*. Для железа она равна  $768^\circ\text{C}$ , для никеля –  $365^\circ\text{C}$ . При

температуре выше точки Кюри ферромагнетик становится обычным парамагнетиком, магнитная восприимчивость которого подчиняется закону Кюри–Вейса:

$$\chi = \frac{C}{T - T_c}, \quad (T > T_c),$$

где  $C$  – константа, характеризующая данный ферромагнетик.

При охлаждении ферромагнетика ниже точки Кюри в нем снова возникают домены.

Согласно теории ферромагнетизма, созданной в 1928 году Я.И. Френкелем и В. Гейзенбергом, возникновение доменов – областей самопроизвольного намагничивания – объясняется существованием в кристаллах ферромагнетика так называемых обменных сил неэлектрического происхождения. Эти силы заставляют спиновые магнитные моменты электронов ориентироваться параллельно друг другу, чем обеспечивается состояние магнитного насыщения в пределах каждого домена. Представление об обменных силах, как и понятие о спине электрона, возникли в рамках созданной в начале XX века квантовой механики – механики, описывающей поведение микрочастиц.