

§ 20.6. Ферромагнетизм

1. Ферромагнитными веществами — ферромагнетиками — называются такие вещества, в которых внутреннее (собственное) магнитное поле может в сотни и тысячи раз превышать вызвавшее его внешнее магнитное поле. К ферромагнетикам относятся железо, никель, кобальт и ряд сплавов, причем ферромагнетизм обнаружен только в кристаллическом состоянии перечисленных веществ. Ферромагнитные материалы начали широко применяться лишь с конца прошлого столетия в связи с необходимостью создания для различных электрических машин и аппаратов магнитных цепей, обладающих возможно меньшим магнитным сопротивлением (см. §.16.3).

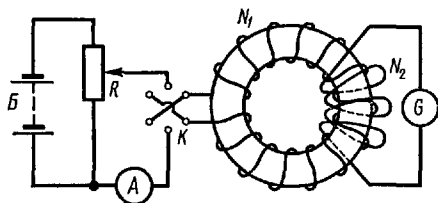


Рис. 20.12

2. Экспериментальное изучение ферромагнетиков было начато В. Г. Столетовым в 1871 г. Он исследовал зависимость интенсивности намагничивания железа от напряженности магнитного поля. Примененный им метод заключался в измерении магнитного потока Φ_m в ферромагнитных кольцах при помощи баллистического гальванометра. Торойд, первичная обмотка которого состояла из N_1 витков, имел сердечник из исследуемого материала (например, отожженного железа). Вторичная обмотка из N_2 витков была замкнута на баллистический гальванометр G (рис. 20.12). Обмотка N_1 включалась в цепь аккумуляторной батареи B . Напряжение, приложенное к этой обмотке, а следовательно, и силу тока I в ней можно было изменять с помощью потенциометра R . Направление тока изменялось коммутатором K . Магнитная индукция B внутри сердечника тороида по формуле (20.23) равна

$$B = B_0 + B_{\text{внутр}},$$

где B_0 — индукция магнитного поля, создаваемого током в обмотке N_1 , а $B_{\text{внутр}}$ — индукция магнитного поля, создаваемого намагниченным веществом сердечника.

При изменении направления тока в обмотке N_1 на противоположное в цепи обмотки N_2 возникал кратковременный индукционный ток. Электрический заряд q , который проходил при этом через баллистический гальванометр, определяется по формуле (19.7):

$$q = 2N_2 \Phi_m / R,$$

где R — электрическое сопротивление цепи гальванометра, Φ_m — магнитный поток в сердечнике тороида.

Определив из последнего равенства магнитный поток Φ_m и зная площадь сечения S тороида, можно найти магнитную индукцию $B = \Phi_m / S$. Напряженность H магнитного поля в тороиде вычисляется по формуле (16.12).

Вычислив значения H для различных токов и получив из опыта соответствующие им численные значения магнитной индукции B в сердечнике, можно найти для данного ферромагнетика относительную магнитную проницаемость $\mu = B/\mu_0 H$ и намагниченность $J = \mathbf{B}/\mu_0 - \mathbf{H}$.

3. Результаты экспериментального изучения свойств ферромагнетиков приведены на рис. 20.13—20.15. На рис. 20.13 показана зависимость

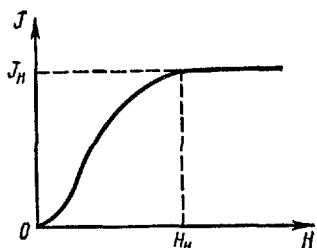


Рис. 20.13



Рис. 20.14

интенсивности намагничивания от напряженности намагничивающего поля. Начиная с некоторого значения $H = H_n$ числовое значение вектора намагниченности практически остается постоянным и равным J_n . Это явление Столетов назвал **магнитным насыщением**. График зависимости магнитной индукции B от H (рис. 20.14) отличается от графика $J = f(H)$ отсутствием горизонтальной части: как только наступает насыщение, магнитная индукция $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{J})$ растет по линейному закону в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля. Существенной особенностью ферромагнетиков является зависимость μ от H . Относительная магнитная проницаемость μ ферромагнетика вначале быстро растет с возрастанием H , достигает максимума и затем убывает, стремясь к единице при сильных намагничивающих полях (рис. 20.15). Последнее объясняется тем, что при больших значениях \mathbf{H} в формуле $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{J}$ можно пренебречь членом $\mu_0 \mathbf{J}$ по сравнению с $\mu_0 \mathbf{H}$. Тогда $B = \mu_0 \mu H \rightarrow \mu_0 H$ и $\mu \rightarrow 1$. Максимальные значения μ для ферромагнетиков очень велики. Так, для железа $\mu_{\text{макс}} = 5000$, для кремнистого железа (с содержанием 3,3% Si) — 10000, для чугуна (3% C) — 2000 и для пермаллоя (78% Ni и 22% Fe) — 100 000.

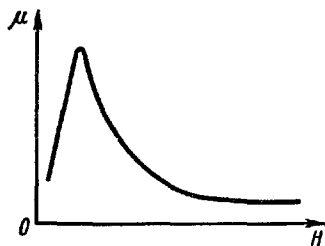


Рис. 20.15

4. Работы Столетова позволили подойти к созданию теории ферромагнитных явлений. Классическая теория ферромагнетизма была разработана французским физиком П. Вейссом. Теория Вейсса по существу является развитием термодинамической теории парамагнетизма Ланжевена и применением ее к «молекулярному

полю» в ферромагнетиках. В основу этой теории положены две гипотезы. Первая из них состоит в том, что в определенной области температур (от абсолютного нуля до точки Кюри) ферромагнетики обладают самопроизвольной намагниченностью, не зависящей от наличия внешнего намагничивающего поля. Однако опыты показа-

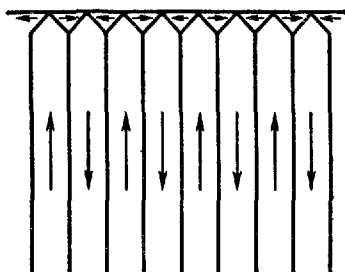


Рис. 20.16

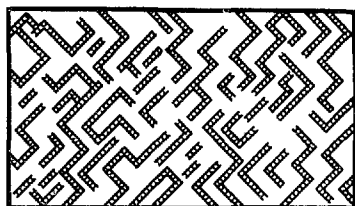


Рис. 20.17

ли, что в случае отсутствия внешнего поля, если не учитывать явления магнитного гистерезиса, всякое ферромагнитное тело в целом будет размагничено. Это заставило ввести вторую гипотезу о том, что ниже точки Кюри любое ферромагнитное тело разбивается на малые области, обладающие однородной самопроизвольной (спонтанной) намагниченностью. Такие области называются доменами. Линейные размеры доменов достигают 10^{-2} — 10^{-3} см.

При отсутствии внешнего магнитного поля векторы магнитных моментов отдельных доменов ориентированы в пространстве таким образом, что результирующий магнитный момент всего тела равен нулю. Внешнее магнитное поле, действующее на ферромагнетик, ориентирует магнитные моменты не отдельных частиц, как это имеет место в случае парамагнетиков, а целых областей спонтанной намагниченности. На рис. 20.16 показана структура таких областей вблизи поверхности ферромагнитного образца.

Существование областей спонтанной намагниченности было доказано опытами Н. С. Акулова и его сотрудников. Мелкий ферромагнитный порошок, взвешенный в жидкости, наносился в виде суспензии на хорошо отполированную поверхность ферромагнетика. При оседании порошка на поверхности ферромагнитных кристаллов образовывались полосы, очерчивавшие области спонтанной намагниченности (рис. 20.17).

5. Классическая теория ферромагнетизма позволила объяснить существование магнитного насыщения. Очевидно, что магнитное насыщение наступает тогда, когда векторы магнитных моментов во всех областях спонтанной намагниченности устанавливаются параллельно вектору индукции внешнего магнитного поля. Исследования показали, что при намагничивании ферромагнетика зависимость B от H не является плавной (рис. 20.18). Такой характер кривой намагничивания свидетельствует о том, что внутри ферромагнетика происходит с к а ч-

к о о б р а з н ы й рост внутреннего магнитного поля. Под действием внешнего намагничивающего поля происходит быстрое изменение ориентации магнитных моментов отдельных доменов или целых их групп. Это осуществляется прежде всего в тех доменах, которые намагничены в направлениях, наиболее близких к направлению вектора магнитной индукции. При усилении внешнего поля размеры областей, намагниченных вдоль этого поля, растут за счет уменьшения областей с другими ориентациями внутреннего магнитного поля. В случае достаточно сильного магнитного поля весь ферромагнитный образец оказывается однородно намагниченным до насыщения.

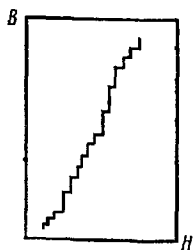


Рис. 20.18

Скачкообразный характер изменения интенсивности намагничивания ферромагнетиков в магнитных полях носит название **эффекта Баркгаузена**. Его можно обнаружить следующим простым акустическим методом, разработанным В. К. Аркадьевым. Если на ферромагнитный сердечник,

намагничивающийся в поле соленоида L_1 , надеть катушку L_2 , соединенную с телефоном T (рис. 20.19), то при увеличении напряженности намагничивающего поля в телефоне слышен шорох. Этот шорох вызывается ориентацией областей спонтанной намагниченности сердечника в направлении внешнего поля.

6. А. Г. Столетов изучил явление намагничивания ферромагнетика в переменном по величине и направлению внешнем магнитном поле и обнаружил важное свойство ферромагнетиков: способность сохранять намагниченность после того, как внешнее магнитное поле выключено.

Пусть намагничивание ферромагнетика до насыщения (точка a , рис. 20.20) происходит по кривой Oa . Если далее уменьшать напряженность H намагничивающего поля, то опыт показывает, что при этом намагниченность J изменяется по кривой, лежащей выше кривой aO . При $H = 0$ намагниченность отличается от нуля: в ферромагнетике наблюдается **остаточная намагниченность** J_R , обусловленная тем, что и после прекращения действия внешнего поля у части доменов сохра-

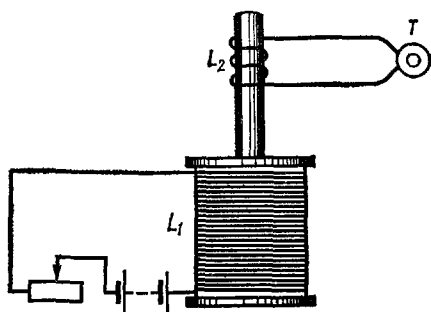


Рис. 20.19

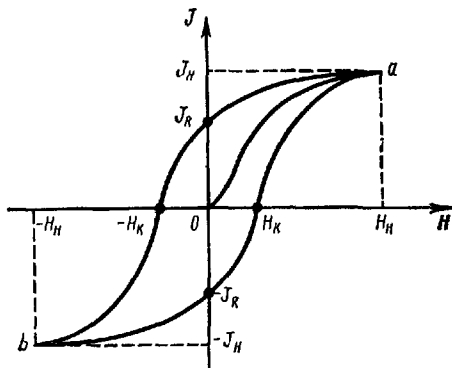


Рис 20.20

няется преимущественная ориентация их магнитных моментов. Чтобы полностью размагнитить образец, следует создать магнитное поле с напряженностью, равной H_k , направленное в противоположную сторону. Величина H_k называется **коэрцитивной** (задерживающей) силой. При дальнейшем увеличении магнитного поля, противоположного первоначальному, намагниченность образца снова достигает насыщения (точка b). Возвращаясь постепенно к напряженности намагничивающего поля $+H_k$, получим замкнутую кривую, которая называется **петлей гистерезиса**.

С явлением гистерезиса мы уже встречались при изучении процесса поляризации сегнетоэлектриков в переменном по величине и направлению внешнем электрическом поле (см. § 6.4).

Коэрцитивная сила характеризует свойство ферромагнетика сохранять намагниченность и наряду с магнитной проницаемостью определяет его применимость для тех или иных практических целей. Большой коэрцитивной силой обладают углеродистые (50 ÷ 60 Э), вольфрамовые и хромовые (70 Э), алюминий-никелевые (700 Э) и другие стали. Эти материалы дают широкую петлю гистерезиса и называются **«твердыми» магнитными материалами**. Из них изготавливаются постоянные магниты.

К **«мягким» магнитным материалам**, обладающим малой коэрцитивной силой и дающим узкую петлю гистерезиса, относятся: мягкое железо, сплавы железа с никелем, например Мо — пермаллой (Fe — 16%; Ni — 78,5%; Mo — 3,8%; $H_k = 0,04$ Э), супермаллой (Fe — 15%; Ni — 79%; Mo — 5%; $H_k = 0,004$ Э) и др. Эти материалы используются для изготовления сердечников трансформаторов.

Перемагничивание ферромагнетика связано с поворотом областей спонтанной намагниченности. Работа, необходимая для этого, совершается за счет энергии внешнего магнитного поля. Можно показать, что количество теплоты, выделяющейся при перемагничивании, пропорционально площади петли гистерезиса.

7. Нарушение остаточной преимущественной ориентации областей спонтанной намагниченности, т. е. дезориентация этих областей, может быть вызвана ударом или сотрясением образца. Поэтому постоянные магниты следует предохранять от ударов. Аналогично действует нагревание ферромагнитного тела. С повышением температуры остаточная намагниченность ферромагнетика уменьшается. При достаточно высокой температуре, называемой **точкой Кюри**, она исчезает полностью. Это объясняется тем, что тепловое движение частиц ферромагнетика становится столь интенсивным, что области спонтанной намагниченности распадаются.

Точка Кюри для железа равна 780, никеля — 350, кобальта — 1150 и пермаллой — 550 °С.

При температурах выше точки Кюри ферромагнетик ведет себя во внешнем магнитном поле как парамагнитное вещество. Он не только теряет свои ферромагнитные свойства, но у него изменяются и теплоемкость, электропроводность и некоторые другие физические характеристики. Переход вещества из ферромагнитного состояния в парамагнитное, происходящий в точке Кюри, не сопровождается выделением

или поглощением теплоты. Поэтому он является примером фазового перехода второго рода (см. т. I, § 15.5).

8. При намагничивании ферромагнетика происходит изменение его формы и объема. Это явление называется **магнитострикцией**. Явление магнитострикции было открыто Д. Джоулем в 1842 г. Впервые правильное объяснение магнитострикции дал Н. С. Акулов в 1928 г.

Величина и знак магнитострикции зависят от напряженности H намагничивающего поля и природы ферромагнетика. Так, в никеле линейная магнитострикция $\Delta l/l_0$ при любых магнитных полях отрицательна, в пермаллое — положительна; в железе при слабых полях положительна, а при сильных полях — отрицательна. У ферромагнетиков наблюдается также и обратное явление — изменение намагниченности при деформации. Сплавы со значительной магнитострикцией применяются в приборах, служащих для измерения давлений и деформаций. Механические колебания, возникающие в ферромагнетиках при их намагничивании в периодически изменяющемся магнитном поле, используются в ультразвуковых магнитострикционных вибраторах. Теоретическое объяснение явления магнитострикции выходит за рамки нашего курса.

§ 20.7. Понятие о природе ферромагнетизма

1. В классической теории ферромагнетизма не вскрывалась природа внутреннего («молекулярного») поля. В соответствии с двумя гипотезами, положенными в основу классической теории ферромагнитных явлений, объяснение ферромагнетизма разбивается на две части:

а) истолкование природы самопроизвольной намагниченности, т. е. выяснение физического смысла ферромагнетизма;

б) объяснение действия внешнего магнитного поля на области спонтанной намагниченности, т. е. создание теории кривой намагничивания $J = f(H)$.

В этом параграфе мы коротко остановимся на современных представлениях о природе ферромагнетизма.

2. Опыты Эйнштейна и де-Гааза и явление Барнетта позволяют определить числовые значения гиромангнитного отношения g для различных веществ. Для ферромагнитных веществ g оказалось таким, какое имеет место для спиновых моментов p_{ms} и L_{es} [см. формулу (20.21)]. Результаты этих опытов являются экспериментальным доказательством того, что в создании самопроизвольной намагниченности ферромагнетиков орбитальные магнитные моменты практически не принимают участия. Из опытов по измерению g для ферромагнитных тел следует, что элементарными носителями магнетизма в таких телах являются **спин о в ы е м а г н и т н ы е м о м е н т ы э л е к т р о н о в**.

3. Согласно классическим представлениям, электроны в атоме движутся вокруг ядра по некоторым орбитам, причем совокупность определенного числа электронных орбит образует **электронную оболочку**. В каждом атоме имеется некоторое число оболочек, каждая из которых содержит определенное число электронов. Все оболочки, кроме