

свободы молекулы идеального газа. Тогда по классической теории молярная теплоемкость газа при постоянном объеме будет $C_V = fR/2$, где R — газовая постоянная. Разделив на молярный объем $V = RT/\mathcal{P}$, получим $c_H = f\mathcal{P}/(2T)$, и, следовательно,

$$\Delta T = -\frac{\chi H^2}{f\mathcal{P}} T. \quad (73.13)$$

Для кислорода ($f = 5$) при нормальных условиях ($T = 293$ К, $\mathcal{P} = 10^6$ дин/см²) $\chi = 0,16 \cdot 10^{-6}$. Полагая в формуле (73.13) $H = 3 \cdot 10^4$ Гс, получаем при этих условиях $\Delta T = -0,007$ К, т. е. понижение температуры — ничтожное.

Однако при приближении к абсолютному нулю температур теплоемкость очень резко стремится к нулю, и понижение температуры ΔT может стать значительным. (Вблизи самого абсолютного нуля закон Кюри неприменим.) Поэтому Дебай и независимо от него Джинок предложили применять обратимое адиабатическое размагничивание для приближения к абсолютному нулю. Этот метод стал основным методом получения сверхнизких температур. Обычно в качестве парамагнетика применяют парамагнитные соли типа квасцов, в которые входят ионы переходных элементов группы железа. Парамагнитная соль, помещенная в сильное магнитное поле, предварительно охлаждается до гелиевых температур, а затем магнитное поле снимается. Таким образом де Гааз и Вирсма достигли температуры $3 \cdot 10^{-3}$ К. Еще большее охлаждение можно получить, если вместо электронных брать «ядерные» парамагнетики, т. е. такие вещества, парамагнетизм которых обусловлен ориентацией магнитных моментов атомных ядер. Этим методом Симон с сотрудниками в 1956 г. достигли температуры 10^{-5} К.

§ 74. Ферромагнетизм

1. По своим магнитным свойствам все вещества можно разделить на *слабомагнитные* и *сильномагнитные*. К слабомагнитным веществам относятся *парамагнетики* и *диамагнетики*, к сильномагнитным — *ферромагнетики*, *антиферромагнетики* и *ферримагнетики*. Пара- и диамагнетиками называются вещества, которые в отсутствие магнитного поля всегда не намагничены и которые характеризуются однозначной зависимостью между вектором намагничивания I и напряженностью (статического) магнитного поля H . В частности, в слабых магнитных полях эта зависимость линейна: $I = \chi H$, причем для парамагнетиков $\chi > 0$, а для диамагнетиков $\chi < 0$. Магнитные свойства таких веществ с феноменологической точки зрения были рассмотрены в предшествующих параграфах. Сильный магнетизм наблюдается только у веществ в твердом состоянии, и притом далеко не у всех: необходимо (но недостаточно), чтобы в состав кристаллической решетки вещества входили атомы

с педостроенными внутренними оболочками. Определение антиферромагнетизма и ферромагнетизма будет дано в § 79, а сейчас мы обратимся к феноменологической характеристике ферромагнетиков и ферромагнетизма.

2. Ферромагнетиками называются твердые тела, которые могут обладать *спонтанной намагниченностью*, т. е. намагничены уже в отсутствие магнитного поля. В этом отношении они аналогичны сегнетоэлектрикам. Типичными представителями ферромагнетиков являются переходные металлы: железо, кобальт, никель — и многие их сплавы. Ферромагнетизмом обладают некоторые элементы группы редких земель при низких температурах (гадолиний, тербий, диспрозий, гольмий, эрбий, тулий).

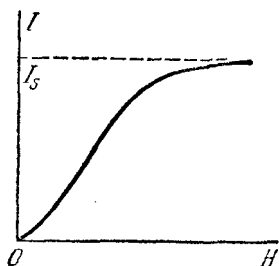


Рис. 188.

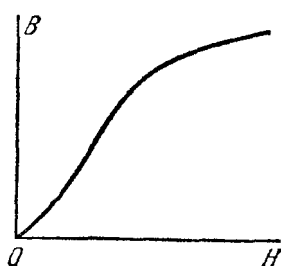


Рис. 189.

3. Характерной особенностью ферромагнетиков является сложная нелинейная зависимость между I и H или между B и H , впервые систематически исследованная для железа А. Г. Столетовым (1839—1896). Характер этой зависимости представлен на рис. 188 и 189. Предполагается, что в исходном состоянии тело не намагничено. По мере возрастания H намагниченность I сначала быстро растет, а затем становится практически постоянной: $I = I_s$ (насыщение), т. е. кривая $I = I(H)$ переходит в горизонтальную прямую. Магнитная индукция $B = H + 4\pi I$ также растет с возрастанием поля H , а в состоянии насыщения $B = H + 4\pi I_s = H + \text{const}$, т. е. кривая $B = B(H)$ переходит в прямую, наклоненную к H и B под углом 45° (если H и B откладывать на осях координат в одинаковых масштабах). Ввиду нелинейной связи между I и H , а также между B и H для ферромагнетиков нельзя ввести магнитную восприимчивость χ и магнитную проницаемость μ как определенные постоянные величины. Правда, по-прежнему можно написать $I = \chi H$, $B = \mu H$, но тогда χ и μ надо рассматривать не как постоянные, а как функции напряженности поля H . Эти функции сначала возрастают с H , затем проходят через максимум, и, наконец, в сильных полях, когда достигнуто состояние насыщения, μ стремится к единице (рис. 190), а χ — к нулю. Зна-

чения μ в максимуме у большинства ферромагнетиков при обычных температурах составляют многие сотни и тысячи единиц, а у некоторых специально приготовленных сплавов достигают миллиона. На больших значениях μ основаны технические применения ферромагнетиков, например, в электромагнитах. Следует, однако, заметить, что благодаря насыщению намагничивания использование ферромагнитных сердечников для получения сильных магнитных полей (превышающих $\sim 10^4$ Гс) не имеет никакого смысла. Здесь сердечники не только бесполезны, но и вредны, так как вносят дополнительные потери энергии. Сильные и сверхсильные магнитные поля получают только с помощью катушек с током без ферромагнитных сердечников.

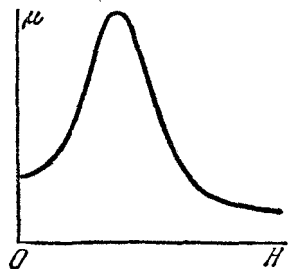


Рис. 190.

Монокристаллические образцы в отношении магнитных свойств анизотропны. В каждом монокристалле существует одно или несколько направлений, вдоль которых магнитная восприимчивость особенно велика (направление легкого намагничивания). Существуют также направления трудного намагничивания, вдоль которых магнитная восприимчивость μ минимальна. Однако если тело состоит из мелких поликристалликов, беспорядочно ориентированных в пространстве, то оно в магнитном отношении макроскопически изотропно. К таким телам относятся кривые на рис. 188 и 189.

4. Вторая характерная особенность ферромагнетиков состоит в том, что для них зависимость B от H или I от H не однозначна, а определяется предшествующей историей намагничивания ферромагнитного образца. Это явление называется *магнитным гистерезисом*. Возьмем ферромагнитный образец в ненамагниченном состоянии и будем намагничивать его, увеличивая магнитное поле от нуля до какого-то значения H_1 . Зависимость $B = B(H)$ изображится кривой OA_1 (рис. 191). Затем будем уменьшать H от $+H_1$ до $-H_1$. Кривая намагничивания, как показывает опыт, не пойдет по прежнему пути A_1O , а пройдет выше, по пути $A_1C_1D_1$. Если дальше изменять поле от $-H_1$ до $+H_1$, то кривая намагничивания пройдет ниже и вернется в прежнюю точку A_1 . Получится замкнутая кривая $A_1C_1D_1F_1A_1$, называемая *петлей гистерезиса*. Если первоначальную кривую OA_1 довести до точки A , где намагничивание уже достигло насыщения, то описанным путем получится *наибольшая, или предельная, петля гистерезиса ACDF A*. Из нее видно, что при $H = 0$ индукция B не обращается в нуль, а изображается отрезком OC . Ему соответствует остаточное намагничивание $I = B/(4\pi) = OC/(4\pi)$. С наличием такого остаточного намагничивания связано существование *постоянных магнитов*. Для того

чтобы размагнитить образец, надо довести кривую намагничивания до точки K или K' . Этим точкам соответствует магнитное поле $H_K = |OK|$. Оно называется *задерживающей* или *коэрцитивной силой* ферромагнетика. Значения остаточного намагничивания и коэрцитивной силы для разных ферромагнетиков меняются в широких пределах. Для мягкого железа петля гистерезиса узкая (коэрцитивная сила мала), для стали и всех материалов, идущих на изготовление постоянных магнитов, — широкая (коэрцитивная сила велика). Совершенно такой же характер имеет петля гистерезиса, когда по вертикальной оси откладывается не индукция B , а намагничивание I .

С описанными особенностями кривых намагничивания связан удобный практический прием размагничивания ферромагнетика (например, намагниченных часов). Намагниченный ферромагнетик помещают в катушку, по которой пропускают переменный ток. Плавно уменьшая амплитуду тока, подвергают ферромагнетик циклическим перемагничиваниям, в которых описываются все суживающиеся и суживающиеся петли гистерезиса, пока не будет достигнута точка O , где намагничивание равно нулю.

В демонстрационных опытах петлю гистерезиса легко получить на экране осциллографа. Для этого собирается схема, изображенная на рис. 192, питаемая переменным током. Катушка A , в которой находится исследуемый образец из длинной проволоки или пучок проволок, помещается в переменное магнитное поле, намагничивающее образец. Напряженность магнитного поля H пропорциональна току \mathcal{I} в обмотке электромагнита. Поэтому напряжение, подаваемое с сопротивления R на горизонтально отклоняющие пластины осциллографа, пропорционально H . С другой стороны, напряжение, возникающее на концах катушки A , пропорционально производной dB/dt . Это напряжение подается на вход интегрирующей ячейки CR (действие такой ячейки разъяснено в § 122). На конденсаторе последней возникает напряжение, пропорциональное $\int \frac{dB}{dt} dt$, т. е. B . Оно подается на вертикально отклоняющие пластины осциллографа. При включении переменного тока на экране осциллографа наблюдается петля гистерезиса. Для исключения влияния краев образца лучше брать замкнутый образец в виде тора и помещать его в тороидальную катушку.

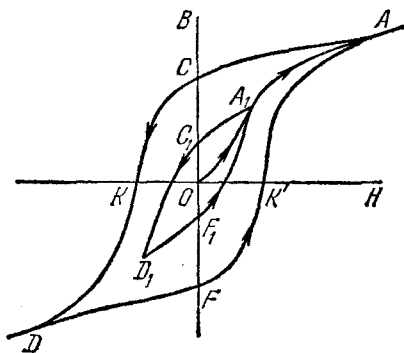


Рис. 191.

5. Благодаря гистерезису намагничивание и перемагничивание ферромагнетиков сопровождается выделением тепла, называемого *теплом гистерезиса*. Для бесконечно малого квазистатического процесса тепло гистерезиса δQ выражается формулой (73.1). Проинтегрируем ее по одному циклу намагничивания, т. е. вдоль замкнутой петли гистерезиса. Тогда интеграл от dU обратится

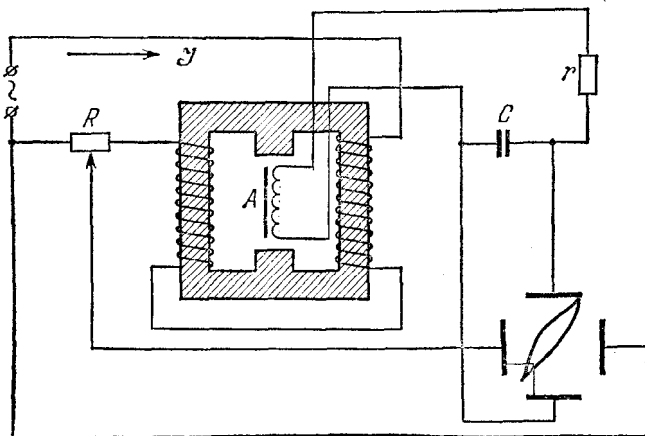


Рис. 192.

в нуль, так как в круговом процессе ферромагнетик возвращается в исходное состояние, а потому внутренняя энергия U принимает первоначальное значение. В результате получится

$$Q = \frac{1}{4\pi} \int H dB. \quad (74.1)$$

Отсюда видно, что тепло гистерезиса, выделяющееся в одном цикле намагничивания, с точностью до множителя $1/(4\pi)$ численно равно площади петли гистерезиса.

Подвесим небольшой стальной цилиндр внутри проволочной катушки, питаемой городским переменным током. Цилиндр, испытывая 50 циклов перемагничивания в секунду, сильно нагреется уже через одну-две минуты. Чтобы доказать, что это нагревание обусловлено гистерезисом, а не токами Фуко, подвесим внутри той же катушки медный цилиндр тех же размеров, что и стальной. Электропроводность меди больше, чем у железа, а потому токи Фуко в ней будут сильнее. Между тем при значительном нагревании стального цилиндра медный остается холодным.

6. Третья характерная особенность ферромагнетиков, которую мы здесь отметим, состоит в том, что для всякого ферромагнетика существует определенная температура $T = T_k$, называемая *темпе-*

ратурой или *точкой Кюри*, при переходе через которую вещество ферромагнетика претерпевает фазовый переход (второго рода). Вещество является ферромагнетиком только ниже точки Кюри. Выше точки Кюри оно становится парамагнетиком, причем магнитная восприимчивость в окрестности точки Кюри подчиняется закону Кюри — Вейсса

$$\chi = \frac{C}{T - T_K}, \quad (74.2)$$

где C — постоянная, зависящая от рода вещества.

Для никеля температура Кюри равна 360° (633 К). Возьмем никелевую фольгу, свернутую в трубочку. Подвесим ее вблизи сильного постоянного магнита. Фольга притянется к магниту. Поднесем к фольге зажженную газовую горелку. Когда фольга нагреется выше точки Кюри, она перестанет притягиваться, отойдет от магнита и выйдет при этом из пламени горелки. Через короткое время фольга остынет и снова притянется к магниту, затем отойдет от него и т. д. Такие маятникообразные колебания никелевой фольги будут продолжаться все время, пока горит горелка.

Дальнейшие особенности ферромагнетизма будут рассмотрены в связи с его теорией (§ 79).

§ 75. Магнитные свойства атомов

1. Переходя к объяснению магнитных свойств материальных сред с атомистической точки зрения, заметим прежде всего, что в последовательно классической теории магнетизм должен отсутствовать. Бор в 1911 г. и независимо от него Ван-Лёвен в 1920 г., пользуясь методами классической статистики, строго доказали следующую теорему. *В состоянии термодинамического равновесия система электрически заряженных частиц (электронов, атомных ядер и пр.), помещенная в постоянное магнитное поле, не могла бы обладать магнитным моментом, если бы она строго подчинялась законам классической физики.* Такая система может быть намагничена только в неравновесном состоянии. Если она перейдет в равновесное состояние, то намагничивание исчезнет. Причина этого, грубо говоря, заключается в том, что постоянное магнитное поле, действуя на заряженную частицу с силой, перпендикулярной к скорости, не может изменить кинетическую энергию частицы. Для объяснения магнетизма вещества требуется привлечение квантовых представлений.

Между тем парамагнетизм и диамагнетизм были объяснены, и притом довольно успешно, Ланжевенем (1872—1946) в 1905 г. без использования квантовых представлений. Причина этого заключается в том, что в классических теориях намагничивания молчаливо вводились представления сугубо квантового характера.