

а также гиромангнитных отношений. Особенно широкие применения получили методы, основанные на *магнитном резонансе* (электронном и ядерном). Это явление будет рассмотрено в V томе нашего курса — в атомной физике.

§ 79. Теория ферромагнетизма

1. Первая количественная теория ферромагнетизма была разработана французским физиком Вейссом (1865—1940) в 1907 г., хотя до Вейсса сходные идеи высказывались русским физиком Б. Л. Розингом еще в 1892 г. Но работы Розинга были забыты. Теория Вейсса носит полуфеноменологический характер. Вейсс предположил, что атомы ферромагнетика, как и парамагнетика, обладают магнитными моментами и взаимодействуют между собой с силами, зависящими от угла между этими магнитными моментами. Эти силы стремятся установить магнитные моменты соседних атомов параллельно друг другу. В результате ориентации магнитных моментов атомов в определенном направлении и создается намагничивание ферромагнетика. В теории Вейсса силы взаимодействия между атомами формально сводятся к некоторому «эффективному» магнитному полю, которое и ориентирует атомы ферромагнетика. Эффективное поле складывается из обычного макроскопического поля в веществе H и некоторого гипотетического «молекулярного поля». Последнее, согласно предположению Вейсса, пропорционально намагниченности ферромагнетика I , так что эффективное поле может быть представлено в виде

$$B_{\text{эфф}} = H + bI, \quad (79.1)$$

где b — некоторая положительная постоянная, характеризующая свойства различных ферромагнетиков. Она называется *постоянной Вейсса*.

Исходя из этих предположений, нетрудно рассчитать намагничивание ферромагнетика I . Для этого надо только в теории Ланжевена поле H заменить на эффективное поле $B_{\text{эфф}}$. Это дает $I = n\mathfrak{M}L(x)$, где $x = \mathfrak{M}(H + bI)/(kT)$. Разрешая последнее соотношение относительно I и замечая, что $n\mathfrak{M}$ есть намагничивание насыщения I_s , получаем систему двух уравнений:

$$I = I_s L(x), \quad I = \frac{kTn}{I_s b} x - \frac{H}{b}, \quad (79.2)$$

из которой нетрудно вычислить намагничивание I . Эту систему удобно исследовать графически, откладывая по горизонтальной оси величину x , а по вертикальной — намагничивание I (рис. 196). Первое уравнение (79.2) представится кривой Ланжевена OA_0A , а второе — прямой CA , пересекающей вертикальную ось в точке C с ординатой $OC = -H/b$.

2. Допустим сначала, что наклон прямой CA меньше наклона кривой Ланжевена в начале координат, т. е. $kTn/(I_s b) < I_s(dL/dx)_{x=0}$, или $T < T_k$, где введено обозначение

$$T_k = \frac{I_s^2 b}{kn} \left(\frac{dL}{dx} \right)_{x=0}. \quad (79.3)$$

Тогда прямая пересечет кривую Ланжевена в точке A , ордината которой и представит намагничивание ферромагнетика I . Будем теперь уменьшать магнитное поле H до нуля. При этом точка C будет подниматься к точке O , а точка A — перемещаться к точке A_0 . Когда магнитное поле H обратится в нуль, ферромагнетик останется намагниченным — его намагничивание представится ординатой точки A_0 .

Ферромагнетик будет спонтанно намагничен и в том случае, когда он вообще не вносился ни в какое магнитное поле, так как благодаря гипотетическому взаимодействию между атомами, введенному Вейссом, состояние спонтанного намагничивания «энергетически выгодно». В самом деле, допустим, что вначале магнитные моменты ориентированы хаотически. Если в результате флуктуаций магнитные моменты двух или нескольких атомов установятся параллельно в некотором направлении, то появится вейссовское

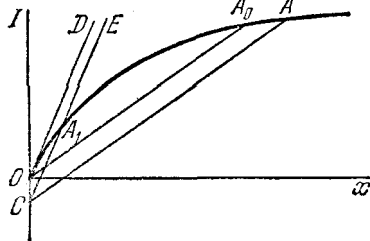


Рис. 196.

внутреннее поле, которое заставит магнитные моменты остальных атомов предпочесть то же направление. Намагничивание, вообще говоря, не достигнет насыщения, так как этому препятствует тепловое движение. Следует учесть, что благодаря анизотропии кристаллической решетки в ней имеются *оси легкого намагничивания*, вдоль которых и предпочитают выстраиваться магнитные моменты атомов кристалла. Ориентированным атомам нелегко изменить направление, в котором они выстроились, так как для этого им пришлось бы пройти через ряд менее предпочтительных направлений. По этой причине спонтанное намагничивание, раз возникнув в кристалле, сохраняется в нем и в дальнейшем. Таким образом, при $T < T_k$ ферромагнетик должен быть *спонтанно намагничен*. Энергии теплового движения недостаточно, чтобы разрушить это намагничивание. Величина T_k называется *температурой* или *точкой Кюри*.

Ниже точки Кюри из-за наличия спонтанного намагничивания обычное определение магнитной восприимчивости и проницаемости с помощью соотношений $I = \chi H$ и $B = \mu H$ лишено смысла.

Величины κ и μ в этом случае определяются соотношениями

$$\kappa = \frac{dI}{dH}, \quad \mu = \frac{dB}{dH}$$

и являются функциями напряженности поля H .

3. Предположим теперь, что наклон прямой CA больше наклона кривой Ланжевена в точке O . Это будет тогда, когда температура тела выше точки Кюри ($T > T_K$). Тогда при отсутствии магнитного поля прямая CA займет положение OD , т. е. пересечет кривую Ланжевена только в начале координат, где намагничивание равно нулю. Спонтанного намагничивания не возникнет: намагничивание разрушается тепловым движением. Чтобы намагнитить тело, необходимо приложить магнитное поле. Рассчитаем возникающее при этом намагничивание. Прямая CA в рассматриваемом случае займет положение CE и пересечет кривую Ланжевена в точке A_1 , ордината которой численно равна намагниченности тела. Ордината $OC = -H/b$, как показывает анализ экспериментальных данных, мала, а потому мал и участок OA_1 кривой Ланжевена. Заменяв этот участок прямой линией, можно написать $L(x) = (dL/dx)_{x=0}x$, так что

$$I = I_s \left(\frac{dL}{dx} \right)_{x=0} x.$$

Решая это уравнение совместно со вторым уравнением (79.2) и воспользовавшись обозначением (79.3), получим

$$I = \kappa H, \quad (79.4)$$

где

$$\kappa = \frac{T_K}{b(T - T_K)} = \frac{\text{const}}{T - T_K}. \quad (79.5)$$

Намагничивание пропорционально полю, т. е. выше точки Кюри ферромагнетик превращается в парамагнетик, причем зависимость магнитной восприимчивости от температуры определяется *законом Кюри — Вейсса* (79.5).

Можно сказать, что *ниже точки Кюри вещество находится в «упорядоченном состоянии», характеризующемся спонтанным намагничиванием. В точке Кюри происходит фазовое превращение его в «неупорядоченное состояние», в котором намагничивание отсутствует.*

4. Таким образом, теория Вейсса объясняет основные факты из области ферромагнетизма: спонтанную намагниченность, существование температуры Кюри, закон Кюри — Вейсса. Можно

было бы предполагать, что поле b сводится к обычному взаимодействию магнитных диполей, совершенно аналогичному взаимодействию электрических диполей диэлектрика. Если бы это было так, то, по аналогии с формулой (35.13), молекулярное поле Вейсса, во всяком случае по порядку величины, определялось бы выражением $\frac{4\pi}{3} I$, т. е. постоянная Вейсса была бы порядка единицы. К тому же заключению приводят следующие элементарные соображения. Так как магнитное поле диполя быстро убывает с расстоянием, то поле в центре атома, создаваемое окружающими атомами, было бы порядка поля, создаваемого ближайшим атомом, т. е. M/a^3 , где a — среднее расстояние между атомами. Так как M/a^3 порядка I , то мы приходим к прежней оценке. Но поле такого порядка совершенно недостаточно, чтобы достигнуть насыщения намагничивания ферромагнетика, так как в парамагнетиках, где ситуация совершенно аналогична, насыщение не наблюдается.

С еще большей убедительностью мы приходим к тому же заключению, если на основе экспериментальных данных оценим величину постоянной Вейсса b . Это можно сделать с помощью формулы (79.3). В этой формуле в качестве функции Ланжевена возьмем $L_{1/2}(x) = \text{th } x \approx x$ в соответствии с экспериментально установленным фактом, что ферромагнетизм обусловлен спинами электронов (см. предыдущий параграф). Тогда получим

$$T_k = \frac{I_s^2 b}{kn}. \quad (79.6)$$

Измерив температуру Кюри и намагничивание при насыщении I_s , можно по этой формуле вычислить постоянную b . В результате для b получаются значения порядка $10^3 - 10^4$. Таким образом, внутренние поля, необходимые для объяснения ферромагнетизма, в тысячи и десятки тысяч раз больше магнитных полей, которые могут создать ориентированные магнитные моменты атомов ферромагнетика. Следовательно, ферромагнетизм не может быть объяснен магнитным взаимодействием атомов.

Прямой опыт, поставленный в 1927 г. Я. Г. Дорфманом (1899—1974), доказал, что молекулярное поле, ориентирующее атомы ферромагнетика, не может быть магнитной природы. Между полюсами сильного электромагнита помещалась никелевая фольга толщиной ~ 20 мкм, расположенная параллельно магнитному полю. Через фольгу перпендикулярно к ее поверхности пропускался пучок быстрых электронов (β -лучей) от радиоактивного источника. После прохождения через фольгу след пучка регистрировался на фотопластинке. Сначала опыт производился с выключенным электромагнитом. При включении магнитного поля электромагнита след пучка смещался в сторону. Если бы молекулярное поле Вейсса было магнитной природы, то смещение вызывалось бы эффектив-

ным полем $B_{\text{эфф}} = H + bI$. В этом случае ожидаемое смещение было бы ~ 10 мм. В действительности смещение получилось $\sim 0,3$ мм и соответствовало действию поля $\sim 10^4$ Гс, т. е. величине магнитной индукции в образце.

5. Физическая природа молекулярного поля Вейсса была установлена в 1927 г. Я. И. Френкелем (1894—1952) и почти одновременно с ним — Гайзенбергом (1901—1976) на основе квантовой механики. Подробное изложение этого вопроса выходит за пределы нашего руководства. Кратко суть дела заключается в следующем. Если бы к электронам и атомным ядрам ферромагнетика применить обычный закон Кулона, но рассмотреть движение электронов на основе уравнений квантовой механики, то результат оказался бы таким же, какой получился бы в классической механике при наличии, помимо кулоновских сил, некоторых добавочных сил взаимодействия между электронами. Эти добавочные силы, которые надо ввести в классическую теорию, чтобы согласовать ее с квантовой, называются *обменными силами*. Уже из приведенной формулировки видно, что обменные силы не могут быть истолкованы классически, так как в исходные уравнения квантовой механики никакие обменные силы не входят. Они добавляются в классическом рассмотрении для согласования его с квантовым. Обменные силы являются *короткодействующими*, т. е. действуют на расстояниях порядка атомных. При определенных условиях, относящихся к электронному строению атомов, структуре кристаллической решетки и т. п., обменные силы стремятся установить спины электронов соседних атомов параллельно друг другу, чем и объясняется намагничивание ферромагнетиков. Обменное взаимодействие, как показывает расчет, может быть с достаточной точностью учтено введением некоторого эквивалентного молекулярного поля bI . Тем самым теория Вейсса получает настоящее физическое обоснование, без каких-либо специальных допущений и гипотез.

6. Спонтанное намагничивание, предсказываемое теорией Вейсса, находится в кажущемся противоречии с тем фактом, что даже ниже температуры Кюри железо и другие ферромагнетики, как правило, не намагничены, хотя и существуют постоянные магниты, остаточное намагничивание и пр. Вейсс устранил это противоречие, введя предположение, подтвердившееся дальнейшими исследованиями, что ферромагнетики ниже точки Кюри распадаются в магнитном отношении на множество чрезвычайно малых макроскопических областей. Каждая из таких областей спонтанно намагничена до значения, соответствующего по теории положению точки A_0 на рис. 196. Эти области спонтанного намагничивания получили название *доменов*. Их ни в коем случае не следует смешивать с мельчайшими кристалликами, из которых обычно состоят ферромагнитные тела (поликристаллы). В обычных условиях направления магнитных моментов доменов хаотически распределены в пространстве,

так что тело в целом представляется макроскопически ненамагниченным. При включении внешнего магнитного поля домены, ориентированные по полю, растут за счет доменов, ориентированных против поля, т. е. происходит смещение границ доменов. Такое смещение в слабых полях носит *обратимый характер*. В более сильных полях происходит переориентация магнитных моментов в пределах всего домена. Перемагничивание приобретает *необратимый характер* — появляется гистерезис и остаточное намагничивание.

Распад ферромагнетика на домены происходит потому, что этот процесс «энергетически выгоден». Если бы весь ферромагнетик был намагничен в одном определенном направлении, то в этом случае получился бы минимум энергии обменного взаимодействия электронов. Однако такому ферромагнетику соответствовала бы значительная энергия возбуждаемого им магнитного поля. При дроблении ферромагнетика на домены и появлении доменов различной ориентации магнитное поле, возбуждаемое ферромагнетиком, ослабляется. Уменьшается и соответствующая ему энергия. Что касается энергии обменного взаимодействия электронов, то благодаря короткодействующему характеру обменных сил эта энергия остается неизменной для всех электронов, за исключением электронов на границах доменов, где она возрастает из-за различной ориентации спинов электронов соседних доменов. Обменная энергия атомов, расположенных на границах доменов, может рассматриваться как *поверхностная энергия*, поскольку она пропорциональна полной площади поверхностей, вдоль которых граничат домены. По мере дробления доменов поверхностная, а с ней и полная энергия обменного взаимодействия возрастают, а энергия магнитного поля убывает. Дробление доменов прекращается, когда сумма магнитной и обменной энергий достигает минимума. Условием этого минимума и определяется размер доменов.

7. Доменная структура ферромагнетиков доказана экспериментально. Наиболее прямым доказательством является получение так называемых *порошковых фигур*. Тщательно отполированная поверхность ферромагнетика покрывается тонким слоем жидкости, в которой взвешены мельчайшие частицы ферромагнитного порошка (например, Fe_2O_3). Частицы оседают преимущественно в местах максимальной неоднородности магнитного поля, т. е. на границах между доменами. Благодаря этому осевший порошок очерчивает границы доменов. Получившиеся «порошковые фигуры» хорошо видны в микроскоп небольшого увеличения.

Другой, косвенный, метод основан на наблюдении *эффекта Баркгаузена*. Если к ферромагнитному образцу подносить и удалять сильный магнит, то образец будет намагничиваться и перемагничиваться. Перемагничивание осуществляется резким поворотом или опрокидыванием направления вектора намагничивания

в пределах всего домена. Такие скачкообразные повороты и опрокидывания вектора намагничивания домена называются *скачками Баркгаузена*. Для их наблюдения ферромагнитный образец в виде длинного стерженька или проволоки помещается в катушке, концы которой через усилитель присоединены к громкоговорителю или к осциллографу. При каждом повороте или опрокидывании магнитного момента домена скачкообразно меняется магнитный поток через катушку, и в последней возбуждается индукционный ток. В громкоговорителе слышен своеобразный шорох, а на осциллограмме осциллографа появляется беспорядочно меняющийся всплеск. В этом и состоит эффект Баркгаузена. Из осциллограмм эффекта Баркгаузена, а также с помощью порошковых фигур оказалось возможным приблизительно определить объем и линейные размеры доменов. Объем домена оказался порядка 10^{-6} см³. Длина доменов может достигать 2—3 мм.

8. В заключение отметим, что в зависимости от структуры кристалла обменные силы могут вызывать не только параллельную, но и *антипараллельную ориентацию* электронных спинов соседних атомов. В простейшем случае (в отсутствие намагничивающего поля) электронные спины как бы образуют две пространственные подрешетки с противоположно направленными спинами, вставленные одна в другую. Если величина намагничивания обеих подрешеток одинакова, то их магнитные моменты компенсируют друг друга, так что кристалл в целом не обладает магнитным моментом. Такие тела называются *антиферромагнетиками*, а соответствующее им упорядочение электронных спинов — *антиферромагнетизмом*. Явление антиферромагнетизма было теоретически предсказано Неелем (в 1932 г.) и независимо от него Л. Д. Ландау (в 1933 г.). К антиферромагнетикам относятся некоторые соединения марганца (MnO, MnS, MnF₂), железа (FeF₂, FeCl₂, FeO), хрома (CrSb, Cr₂O₃) и многих других элементов. При низких температурах антиферромагнетики имеют ничтожно малую магнитную восприимчивость, которая увеличивается с повышением температуры. При некоторой температуре, называемой *антиферромагнитной точкой Кюри* или *точкой Нееля*, магнитное упорядочение спинов разрушается и антиферромагнетик превращается в парамагнетик. С дальнейшим повышением температуры, как у всякого парамагнетика, магнитная проницаемость уменьшается. Таким образом, она достигает максимума в антиферромагнитной точке Кюри.

Если величина намагничивания обеих подрешеток неодинакова, то возникает *нескомпенсированный антиферромагнетизм*. В этом случае тело обладает магнитным моментом, который может быть довольно значительным. Такие тела называются *ферримагнетиками*. По своим магнитным свойствам они аналогичны ферромагнетикам. Если при этом ферримагнетики обладают еще полупроводниковыми свойствами, то они называются *ферритами*.