

### 3.14. Ферромагнетизм.

**Ферромагнетизм** – магнитоупорядоченное состояние вещества, при котором все магнитные моменты атомных носителей магнетизма в пределах пространственных областей, называемых *доменами*, параллельны. Сами ферромагнитные вещества обладают при этом самопроизвольной (спонтанной) намагниченностью.

#### 3.14.1. Свойства ферромагнетиков.

**Ферромагнетиками** называются вещества, обладающие **атомным магнитным порядком** в отсутствие внешнего поля. Другими словами, ферромагнитным называется такое состояние вещества, при котором энергия взаимодействия между атомными магнитными моментами значительно превышает энергию взаимодействия магнитных моментов отдельных атомов с внешним магнитным полем. Именно эти вещества обнаруживаются в природе в виде постоянных магнитов.

Ферромагнитное состояние вещества реализуется ниже определенной температуры, называемой температурой Кюри. При более высоких температурах эти вещества, как правило, переходят в парамагнитное состояние, в котором температурная зависимость их магнитной восприимчивости подчиняется закону Кюри – Вейсса (см формулу (3.13.11)).

Среди чистых химических элементов ферромагнитными свойствами обладают переходные металлы группы железа: железо Fe, кобальт Co, никель Ni (*3d* – металлы) и редкоземельные металлы: гадолиний Gd, тербий Tb, диспрозий Dy, гольмий Ho, эрбий Er, тулий Tm (*4f* – элементы). Кроме того, ферромагнетиками является большое количество сплавов этих и некоторых других металлов.

Характерной особенностью ферромагнетиков является сложная нелинейная зависимость между намагниченностью  $\vec{J}$  и напряженностью магнитного поля  $\vec{H}$  или между векторами  $\vec{B}$  и  $\vec{H}$ . Типичная зависимость изображена на рис. 14.1. Впервые эту зависимость систематически исследовал для железа А.Г. Столетов.

Если тело изначально не намагничено, то по мере возрастания  $\vec{H}$  намагниченность  $\vec{J}$  сначала быстро растет, а затем становится практически постоянной:  $\vec{J} = \vec{J}_s$  – **состояние насыщения**, т.е. кривая  $J = J(H)$  переходит в горизонтальную прямую (кривая А на рис. 14.1).

Магнитная индукция в образце

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{J} \quad (3.14.1)$$

также возрастает с ростом поля  $\vec{H}$ . В состоянии насыщения получаем

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{J}_s = \vec{H} + const, \quad (3.14.2)$$

т.е. кривая  $B = B(H)$  переходит в прямую, наклоненную к обеим осям под углом  $45^\circ$  (если  $H$  и  $B$  отложены в одинаковых масштабах, кривая Б на рис. 14.1). Для ферромагнетиков можно по-прежнему написать соотношения

$$\vec{J} = \chi\vec{H} \quad \text{и} \quad \vec{B} = \mu\vec{H}. \quad (3.14.3)$$

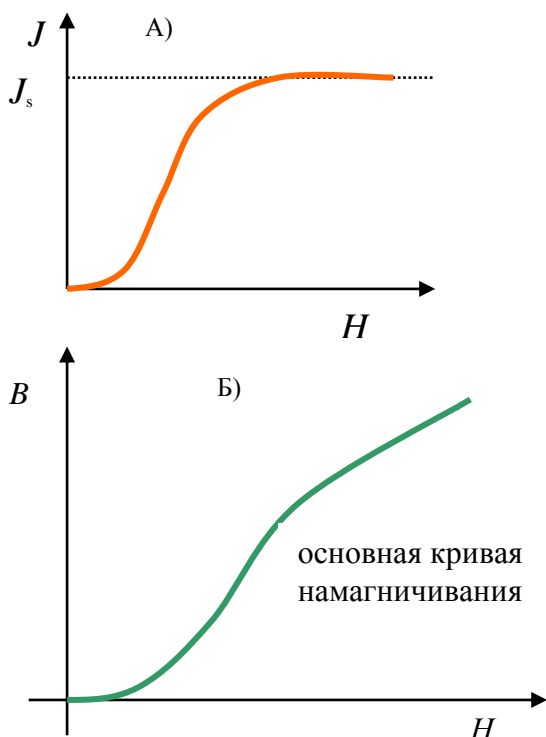


Рис. 14.1.

Однако теперь магнитные восприимчивость  $\chi$  и проницаемость  $\mu$  следует рассматривать не как определенные постоянные величины, а как функции напряженности магнитного поля  $H$ . Эти функции  $\chi$  и  $\mu$  сначала возрастают с увеличением поля, проходят через максимум при достижении в материале намагниченности насыщения и стремятся в сильных полях к нулю ( $\chi \rightarrow 0$ ) и единице ( $\mu \rightarrow 1$ ), соответственно. Примерная зависимость проницаемости магнитного поля  $\mu$  в ферромагнетиках изображена на рис. 14.2. Определение  $\chi$  и  $\mu$  с помощью ранее приведенных соотношений лишено смысла. Поэтому для ферромагнетиков величины  $\chi$  и  $\mu$  определяются соотношениями (дифференциальными восприимчивостями и проницаемостями):

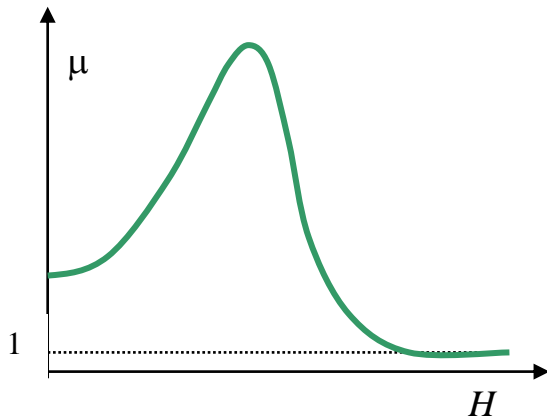


Рис. 14.2.

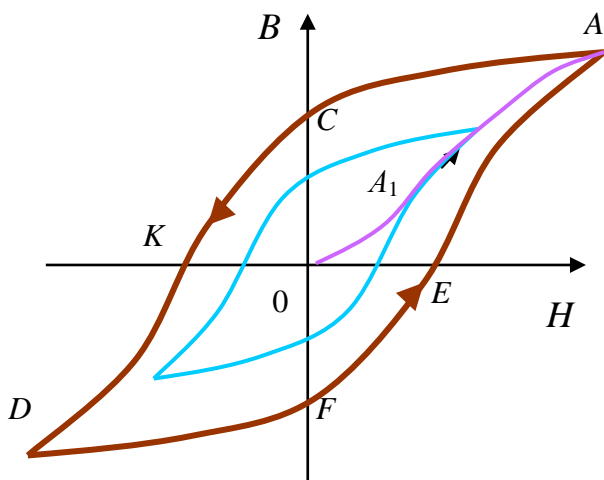


Рис. 14.3.

$$\chi = \frac{dJ}{dH}, \quad \mu = \frac{dB}{dH}. \quad (3.14.4)$$

Значения проницаемости  $\mu$  в максимуме для большинства ферромагнетиков достигают сотен и тысяч единиц (чистое железо – 5000), а для некоторых специальных сплавов приближаются к миллиону (супермаллой – 800000). Следует заметить, что понятие магнитной проницаемости применяют только к основной кривой намагничивания (кривая, которая начинается из нуля  $OA_1A$  на рис. 14.3).

Второй характерной особенностью ферромагнетиков является наличие *магнитного гистерезиса*, т.е. связь между величинами  $J$  и  $H$  или  $B$  и  $H$  является неоднозначной и определяется предшествующей историей намагничивания ферромагнетика. Пусть имеем первоначально не намагниченный ферромагнетик. Будем его намагничивать, увеличивая поле  $H$  от нуля до значения  $H_1$ , при котором наступает насыщение (точка  $A$  на рис. 14.3). Затем начнем уменьшать поле, изменяя его величину от значения  $+H_1$  до противоположного по знаку значения  $-H_1$ . Как показывает опыт, кривая намагничивания пойдет не по начальному пути  $OA_1A$ , а пройдет выше, например, по пути  $ACKD$ . Если теперь изменять напряженность поля в обратном направлении от  $-H_1$  до  $+H_1$ , то кривая намагничивания пройдет ниже по пути  $DFEA$  (рис. 14.3). Полученная замкнутая кривая называется *петлей гистерезиса*. Если в точках  $A$  и  $D$  материал достигает насыщения, то петля гистерезиса носит название *максимальной*, или *предельной*. Когда в крайних точках петли насыщения нет, то получается петля

меньшего размера, как бы вписанная в предельную. Кривая  $OA_1A$  называется *основной кривой намагничивания*. Из рисунка видно, что при  $H = 0$  индукция  $B$  не обращается в нуль. Величина  $B$ , численно равная отрезку  $OC$  на оси ординат, называется *остаточной индукцией*, а соответствующая ей величина  $J = \frac{B}{4\pi}$  – *остаточной намагниченностью*. С наличием остаточного намагничивания связано существование постоянных магнитов в природе.

Для того чтобы размагнитить материал, надо довести кривую намагничивания до точки  $K$ , т.е. приложить к образцу магнитное поле  $H_c$ , численно равное длине отрезка  $OK$  на оси абсцисс и имеющее направление, противоположное полю, вызвавшему намагничивание. Величина  $H_c$  называется *коэрцитивной силой*. Значения остаточного намагничивания и коэрцитивной силы для разных ферромагнетиков меняются в широких пределах. По величине коэрцитивной силы ферромагнетики делятся на магнитно-мягкие (материалы для трансформаторов, электромоторов, генераторов и т.д.) и магнитно-жесткие (постоянные магниты).

Третьей характерной особенностью ферромагнетиков является наличие определенной температуры, называемой *точкой (температурой) Кюри*  $T_c$ , при переходе через которую вещество претерпевает фазовый переход (второго рода). Таким образом, ферромагнитные свойства вещества реализуются только ниже определенной температуры  $T < T_c$ . При переходе через точку Кюри вещество теряет эти свойства и при температурах  $T > T_c$  находится, как правило, в парамагнитном состоянии. В окрестности точки Кюри парамагнитная восприимчивость образца подчиняется закону Кюри–Вейсса

$$\chi = \frac{C}{T - T_c}, \quad (3.14.5)$$

где  $C$  – постоянная, зависящая от свойств конкретного вещества.

Примечание 1. Александр Григорьевич Столетов, русский физик, 1839-1896.

### 3.14.2. Природа ферромагнетизма.

Первая количественная теория ферромагнетизма была разработана П. Вейссом в 1907 г. Эта теория носит полуфеноменологический характер. Чтобы учесть силы взаимодействия, которые ориентируют магнитные моменты атомов ферромагнетика, Вейсс наряду с обычным макроскопическим полем в веществе ввел эффективное молекулярное поле. Последнее, согласно предположению Вейсса, пропорционально намагниченности ферромагнетика

$$H_{эфф} = AJ_S, \quad (3.14.6)$$

где  $A$  – постоянная молекулярного поля ( $A > 0$ ),  $J_S$  – намагниченность насыщения. Энергия магнитного взаимодействия в этом случае квадратично зависит от  $J_S$ :

$$W = -J_S H_{эфф} / 2 = -AJ_S^2 / 2 < 0. \quad (3.14.7)$$

Отсюда следует, что ферромагнетик будет самопроизвольно намагничен и в отсутствие внешнего поля, т.к. благодаря гипотетическому взаимодействию, введенному Вейссом, состояние спонтанного намагничивания энергетически выгодно.

Теория молекулярного поля дает хорошее согласие с опытом при высоких температурах ( $T \sim T_c$ ). Однако, простые оценки показывают, что постоянная молекулярного поля имеет величину порядка  $10^3 \div 10^4$ , т.е. внутренние поля, необходимые для объяснения ферромагнетизма, в тысячи и десятки тысяч раз превышают магнитные поля, которые могут создать ориентированные магнитные моменты атомов в веществе. Поэтому ферромагнетизм не может быть объяснен магнитным взаимодействием атомов. Это доказал прямой опыт, поставленный Я.Г. Дорфманом в 1927 г.

Кратко рассмотрим опыт Дорфмана. Между полюсами сильного электромагнита параллельно магнитному полю помещалась никелевая фольга толщиной  $\sim 20$  микрон. Через фольгу, перпендикулярно её поверхности (и полю  $\vec{H}$ ), пропускался пучок быстрых электронов от радиоактивного источника ( $\beta$  – излучение). После прохождения через фольгу след пучка регистрировался на фотопластинке. Измерения проводились как при включенном, так и при выключенном магнитном поле электромагнита. При постановке опыта предполагалось, что если никелевая фольга будет намагничена до насыщения параллельно её поверхности, то молекулярное поле  $\vec{H}_{мол}$ , будет ориентировано во всем образце параллельно внешнему полю. Если это поле магнитной природы, то пучок электронов после прохождения через фольгу должен отклоняться под действием суммарного поля  $\vec{H} + \vec{H}_{мол}$ . Ожидаемое отклонение составило бы  $\sim 10$  мм. Обнаруженное на опыте смещение пучка  $\sim 0,3$  мм и соответствовало полю в образце  $\sim 10^4$  Гс. На основании этого опытного результата был сделан вывод о немагнитной природе молекулярного поля.

Объяснение свойств ферромагнетиков при низких температурах и объяснение физической природы молекулярного поля Вейсса смогла дать только квантовая физика. Это было сделано в 1927 ÷ 1928 гг. в работах Я.И. Френкеля и В. Гейзенберга. Кратко рассмотрим суть идеи, не привлекая математического аппарата квантовой механики. В отсутствие внешнего магнитного поля ферромагнитный образец можно рассматривать как совокупность большого числа малых (но макроскопических  $\sim 1 \div 10$  мкм) пространственных областей, каждая из которых намагничена до насыщения (идея Вейсса). Эти области получили название *доменов*. При этом векторы намагниченности отдельных доменов  $\vec{J}_{Si}$  направлены так, что суммарный магнитный момент образца равен нулю:

$$\vec{M} = \sum_i \vec{J}_{Si} = 0.$$

В монокристаллических ферромагнетиках существуют оси легкого намагничивания (главные оси симметрии кристалла), вдоль (против) которых направлены векторы самопроизвольной намагниченности  $\vec{J}_S$  ферромагнитных доменов.

“Распад” ферромагнетика на домены происходит потому, что этот процесс энергетически выгоден. Он является следствием конкуренции двух видов взаимодействий: *обменного*, имеющего существенно квантовомеханическую природу, и *магнитного* (диполь - дипольного взаимодействия магнитных моментов). Минимум суммарной энергии этих взаимодействий определяет устойчивую конфигурацию внутренней структуры магнетика. Обменное взаимодействие – короткодействующее (радиус действия  $\sim$  размеров атомов). Оно стремится установить магнитные моменты атомов параллельно и ответственно за однородную намагниченность в доменах. Минимум энергии обменного взаимодействия электронов достигается при намагничивании всего ферромагнетика в определенном направлении. Однако такому состоянию магнетика соответствует значительная энергия создаваемого им магнитного поля. Диполь - дипольное взаимодействие не может конкурировать с обменным взаимодействием в пределах домена. Однако, являясь дальнедействующим, оно ориентирует антипараллельно векторы намагниченности соседних доменов. Тем самым магнитное поле, возбуждаемое ферромагнетиком, ослабляется, и уменьшается соответствующая ему энергия.

Благодаря короткодействующему характеру обменных сил, энергия обменного взаимодействия остается неизменной для всех электронов, за исключением электронов на границах доменов. Энергия этих электронов возрастает из-за различной ориентации электронных спинов атомов, принадлежащих соседним доменам. Энергия обменного взаимодействия атомов, расположенных на границах доменов, пропорциональна полной площади поверхностей, вдоль которых граничат домены, и носит название *поверхностной энергии*. По мере увеличения числа доменов поверхностная, а с ней и полная энергия обменного взаимодействия возрастает, но убывает энергия магнитного поля ферромагнетика. Образование доменов прекращается, когда сумма обменной и магнитной энергий достигает минимума. Этим условием определяется и размер доменов. При некоторых критически малых размерах ферромагнитных образцов образование в них нескольких доменов может стать энергетически невыгодным. Тогда такие мелкие ферромагнитные частицы при  $T < T_c$  оказываются однородно намагниченными (однодоменные частицы).

Доменную структуру вещества можно наблюдать экспериментально методом порошковых фигур и при пропускании поляризованного света через ферромагнитные пленки.

Дополнение 1. *Обменное взаимодействие* имеет электростатическую природу и эффективно проявляется в тех случаях, когда «перекрываются» волновые функции отдельных частиц системы, т.е. существуют области пространства, в которых с заметной вероятностью может находиться частица в различных состояниях движения. Для фермионов обменное взаимодействие является следствием принципа Паули, препятствующего сближению тождественных частиц с одинаковым направлением спинов, и эффективно проявляется как отталкивание их друг от друга на расстояниях порядка или меньше волны де Бройля.

Намагничивание ферромагнетика состоит в переориентации векторов намагниченности доменов в направлении приложенного поля и включает в себя *смещение*, *вращение* и *парапроцесс*.

Процесс смещения в многодоменном ферромагнетике заключается в перемещении границ между доменами: объем доменов, векторы  $\vec{J}_S$  которых составляют наименьший угол с направлением напряженности магнитного поля  $\vec{H}$ , при этом увеличивается за счет соседних доменов с энергетически менее выгодной ориентацией вектора намагниченности  $\vec{J}_S$  относительно поля. При своем смещении границы доменов могут менять форму, размеры и собственную энергию. Эти факторы в одних случаях способствуют, а в других препятствуют процессу смещения. Обычно задержка смещения (и, соответственно, намагничивания) происходит при встрече границы домена с какими-либо неоднородностями структуры ферромагнетика. Для продолжения смещения необходимо вновь изменять магнитное поле  $\vec{H}$  (либо температуру или давление). Такой рост доменов, происходящий в слабых полях, имеет обратимый характер.

Процесс вращения состоит в повороте векторов  $\vec{J}_S$  в направлении поля  $\vec{H}$ . Причиной возможной задержки или ускорения процесса вращения является магнитная анизотропия ферромагнетика (первоначально векторы доменов направлены вдоль осей легкого намагничивания, в общем случае не совпадающих с направлением вектора  $\vec{H}$ ). При полном совпадении вектора намагниченности  $\vec{J}_S$  с направлением поля  $\vec{H}$  достигается, так называемое, техническое магнитное насыщение, равное величине намагниченности насыщения  $\vec{J}_S$  ферромагнетика при данной температуре.

Парапроцесс обусловлен ориентацией в поле элементарных носителей магнетизма (орбитальных и спиновых магнитных моментов), оставшихся неупорядоченными вследствие дезорганизующего действия

теплового движения. Парапроцесс в большинстве случаев дает очень малый прирост намагниченности, поэтому намагничивание ферромагнетика определяется в основном процессами смещения и вращения.

Магнитную восприимчивость ферромагнетика можно приближенно представить в виде суммы

$$\chi = \chi_{\text{смещ}} + \chi_{\text{вращ}}. \quad (3.14.8)$$

Анализ кривых намагничивания  $J(H)$  показывает, что в слабых полях  $\chi_{\text{смещ}} \gg \chi_{\text{вращ}}$ . В сильных полях, после крутого подъема кривой  $J(H)$ , имеем  $\chi_{\text{вращ}} \gg \chi_{\text{смещ}}$ .

На рисунке приведена кривая намагничивания полностью размагниченного ферромагнетика ( $J = 0$ ) в медленно и монотонно возрастающем поле (основная кривая намагничивания).

*I* – область начального, или обратимого намагничивания. Процессы упругого смещения границ доменов,  $J \sim H$ .

*II* – область Рэлея. Процессы упругого (обратимого,  $J \sim H$ ) и неупругого (необратимого,  $J \sim H^2$ ) смещения границ.

*III* – область наибольших проницаемостей. Необратимое смещение междоменных границ. Скачкообразное намагничивание – эффект Баркгаузена.

*IV* – область приближения к насыщению. Основную роль играют процессы вращения.

*V* – область парапроцесса.

При намагничивании ферромагнетиков изменяются их размеры и форма. Это явление называется *магнитострикцией*. Наблюдается также и обратный эффект, т.е. кривые намагничивания и петли гистерезиса зависят от внешних механических напряжений.

Опыт показывает, что при перемагничивании ферромагнетик нагревается. При этом в единице объема ферромагнетика выделяется теплота численно равная площади петли гистерезиса:

$$Q = \oint HdB. \quad (3.14.9)$$

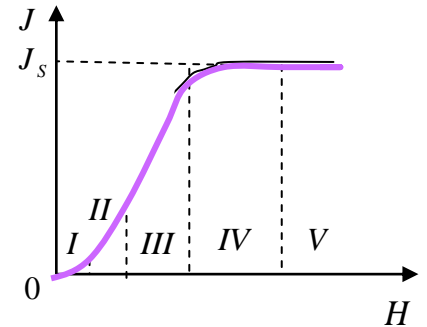


Рис. 14.4.

**Антиферромагнетизм.** В зависимости от свойств кристалла обменные силы могут вызывать не только параллельную, но и антипараллельную ориентацию электронных спинов соседних атомов. В простейшем случае магнитную структуру антиферромагнетика можно представить как систему вставленных друг в друга пространственных решеток магнитных ионов – магнитных подрешеток, в узлах каждой из которых находятся магнитные моменты, параллельные друг другу. Каждая из подрешеток состоит из атомов одного сорта. Суммарные магнитные моменты подрешеток компенсируются, поэтому в отсутствие внешнего поля результирующий магнитный момент антиферромагнетика равен нулю. Под действием внешнего поля антиферромагнетика подобно парамагнетикам приобретают слабую намагниченность. Для магнитной восприимчивости  $\chi$  антиферромагнетиков типичны значения  $10^{-4} \div 10^{-6}$ . Примеры таких веществ:  $MnO$ ,  $MnS$ ,  $MnF_2$ ,  $FeF_2$ ,  $FeCl_2$ ,  $Cr_2O_3$  и другие.

В антиферромагнетике обменные силы отвечают за создание антиферромагнитного порядка и стремятся установить каждую пару соседних магнитных моментов строго антипараллельно. Ориентацию магнитных моментов в кристалле (относительно кристаллографических осей) определяют силы магнитной анизотропии. По аналогии с ферромагнетиком направление магнитных моментов в антиферромагнетике называют осью легкого намагничивания. Переход из антиферромагнитного состояния в парамагнитное происходит при температуре Нееля  $T_N$  и представляет собой фазовый переход *II* рода.

Если величина намагничивания обеих подрешеток неодинакова, то возникает нескомпенсированный антиферромагнетизм, называемый *ферримагнетизмом*. В этом случае вещество в отсутствие внешнего поля обладает отличным от нуля магнитным моментом, величина которого может быть довольно значительна (сравнима с ферромагнитным).

Эти типы магнетиков далеко не исчерпывают перечень веществ, обладающих атомным магнитным порядком. Однако их дальнейшее рассмотрение и изучение, к сожалению, выходит за рамки нашего курса.

**Примечание 2.** Пьер Эрнест Вейсс, французский физик, 1865–1940.

Яков Григорьевич Дорфман, советский физик, окончил ЛПИ в 1925, работал в ФТИ им. А.Ф.Иоффе с 1921 по 1931, 1899-1974.

*Яков Ильич Френкель, советский физик-теоретик, зав. кафедрой теоретической физики ЛПИ и работал в ФТИ, 1894-1952 гг.*

*Вернер Карл Гейзенберг, немецкий физик-теоретик, Нобелевская премия 1932 г. за создание квантовой механики – матричная форма, 1901-1976.*

*Генрих Георг Баркгаузен, немецкий физик, 1881–1956.*

*Луи Неель, французский физик, Нобелевская премия 1970 г. за работы по магнетизму, 1904 –2000.*

---