

### 3.14. Ферромагнетизм.

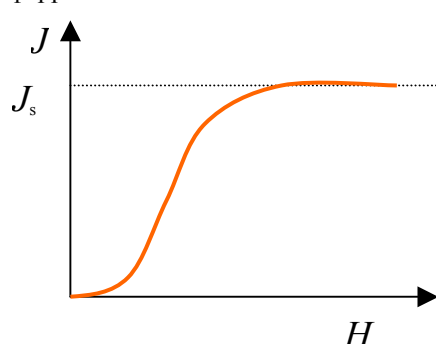
**Ферромагнетизм** – магнитоупорядоченное состояние вещества, при котором все магнитные моменты атомных носителей магнетизма в пределах пространственных областей, называемых *доменами*, параллельны. Сами ферромагнитные вещества обладают при этом самопроизвольной (спонтанной) намагниченностью.

#### 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 со внешним магнитным полем.

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.

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  $\vec{H}$ . Впервые эту зависимость систематически исследовал для железа А.Г. Столетов (Александр Григорьевич Столетов, русский физик, 1839-1896).



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.

Магнитная индукция в образце

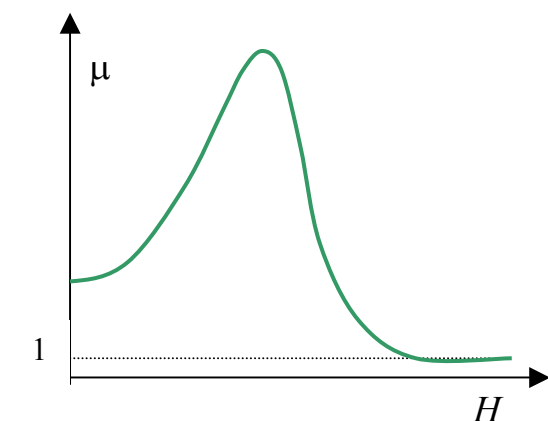
$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{J} \quad (3.14.1)$$

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

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

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). Для ферромагнетиков можно по-прежнему написать соотношения

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

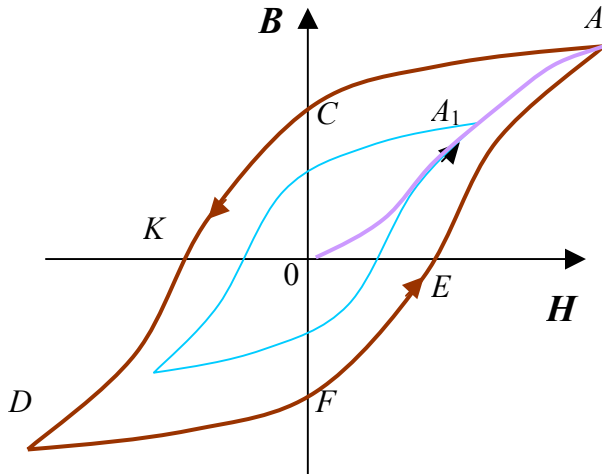


Однако теперь магнитные восприимчивость  $\chi$  и проницаемость  $\mu$  следует рассматривать не как определенные постоянные величины, а как функции напряженности магнитного поля  $H$ . Эти функции сначала возрастают с увеличением поля, проходят через максимум при достижении в материале намагниченности насыщения и стремятся в сильных полях к нулю ( $\chi \rightarrow 0$ ) и единице ( $\mu \rightarrow 1$ ), соответственно. Их определение с помощью приведенных соотношений лишено смысла. Поэтому для ферромагнетиков величины  $\chi$  и  $\mu$  определяются

соотношениями

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

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  $OA_1A$ ).



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.

Если первоначально не намагниченный ферромагнетик намагничивать, увеличивая поле  $H$  от нуля до значения  $H_1$ , при котором наступает насыщение (точка  $A$  на рисунке), а затем уменьшать поле от  $+H_1$  до  $-H_1$ , то кривая намагничивания, как показывает опыт, пойдет не по прежнему 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  $DFEA$ . 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.

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.

### 3.14.2. Природа ферромагнетизма.

Первая количественная теория ферромагнетизма была разработана Вейссом (Пьер Эрнест Вейсс, французский физик, 1865–1940) 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  $J_S$ :

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

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 (Яков Григорьевич Дорфман, советский физик, окончил ЛПИ в 1925, работал в ФТИ им. А.Ф.Иоффе с 1921 по 1931, 1899-1974) в 1927 г.

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 (Яков Ильич Френкель, советский физик-теоретик, зав. кафедрой теоретической физики ЛПИ и работал в ФТИ, 1894-1952 гг.) и В. Гейзенберга (Вернер Карл Гейзенберг, немецкий физик-теоретик, Нобелевская премия 1932 г. за создание квантовой механики – матричная форма, 1901-1976). 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 размагниченого ферромагнетика ( $J = 0$ ) в медленно и монотонно возрастающем поле (основная кривая намагничивания).

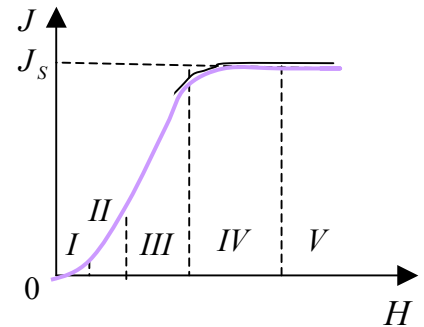
*I* - область начального, или обратимого намагничивания. Процессы упругого смещения границ доменов,  $J \sim H$ .

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

*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:

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

**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  $T_N$  (Луи Неель, французский физик, Нобелевская премия 1970 г. за работы по магнетизму, 1904) 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.