

Московский физико-технический институт
(государственный университет)

Устный экзамен по физике
(электричество и магнетизм)
Вопрос по выбору

Доменная структура ферромагнетиков

Талашкевич Даниил Александрович
Группа Б01-009

Долгопрудный
2021

Содержание

1	Ферромагнетизм	1
2	Теория ферромагнетизма Вейсса	2
3	Доменная структура ферромагнетиков	5
3.1	Вступление	5
3.2	Доменная теория	5
3.3	Перемагничивание ферромагнетика	7
3.4	Образование доменов	8
4	Литература	10

1 Ферромагнетизм

Ферромагнетиками называют твердые тела, которые могут обладать спонтанной намагниченностью, т.е. намагничены уже в отсутствии магнитного поля. Типичными представителями ферромагнетиков являются металлы: железо, кобальт, никель. Ферромагнетики способны сильно намагничиваться даже в небольших полях.

Характерной особенностью ферромагнетиков является сложная нелинейная зависимость между \vec{I} и \vec{H} . По мере возрастания \vec{H} намагниченность \vec{I} сначала быстро растет, а затем становится практически постоянной: $\vec{I} = \vec{I}_s$ (насыщение), т.е. кривая $I = I(H)$ переходит в горизонтальную прямую. Магнитная индукция $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{I}$ также растет с возрастанием поля \vec{H} , а в состоянии насыщения $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{I}_s$.

Ввиду нелинейной связи между $\vec{I} = \chi \vec{H}$ и \vec{H} для ферромагнетиков магнитная восприимчивость χ и магнитная проницаемость $\mu = 1 + 4\pi\chi$ могут иметь тензорный характер (вектора \vec{I} и \vec{H} не сонаправлены). Эти функции рассматриваются как функции напряженности поля \vec{H} .

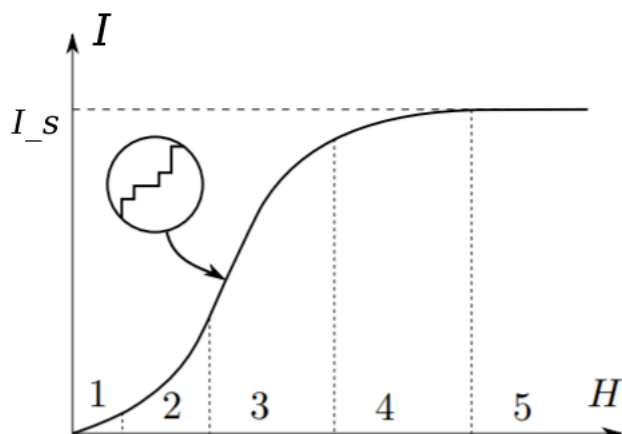


Рис. 1: Начальная кривая намагничивания ферромагнетика

Вторая характерная особенность ферромагнетиков состоит в том, что для них зависимость \vec{I} от \vec{H} не однозначна, а определяется предшествующей историей намагничивания ферромагнитного образца. Это явление называется **магнитным гистерезисом**. Благодаря гистерезису намагничивание и перемагничивание ферромагнетиков сопровождается выделением тепла, называемого теплом гистерезиса.

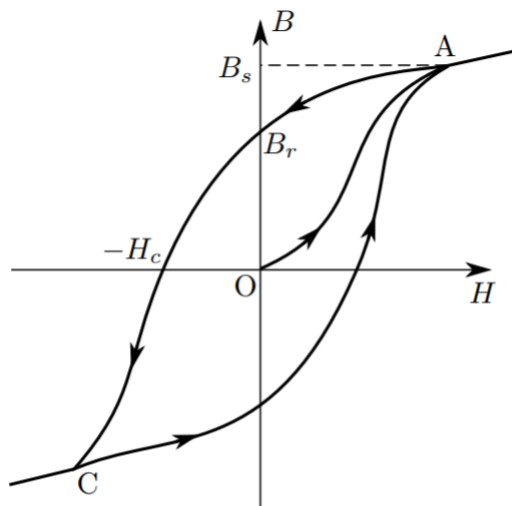


Рис. 2: Начальная кривая намагничивания (ОА) и предельная петля гистерезиса

Третья характерная особенность ферромагнетиков, состоит в том, что для любого ферромагнетика существует определенная температура $T = T_K$ называемая температурой или точкой Кюри, при переходе через которую вещество ферромагнетика претерпевает фазовый переход второго рода. Вещество является ферромагнетиком только при $T < T_K$. При $T > T_K$ вещество становится парамагнетиком. Магнитная восприимчивость подчиняется закону Кюри-Вейсса

$$\chi = \frac{Const}{T - T_K}$$

2 Теория ферромагнетизма Вейсса

В теории Вейсса силы взаимодействия между атомами формально сводятся к "эффективному" полю, которое и ориентирует атомы ферромагнетика. Эффективное поле складывается из обычного макроскопического поля в веществе \vec{H} и некоторого гипотетического "молекулярного поля". Согласно предположению Вейсса:

$$\vec{B}_{\text{эфф}} = \vec{H} + b \vec{I}$$

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

Исходя из этих предположений, рассчитаем намагничивание ферромагнетика I . Для этого заменим в теории Ланжевена поле \vec{H} на эффективное поле $\vec{B}_{\text{эфф}}$.

$$I = n\mathfrak{M}L(x)$$

$$x = \frac{\mathfrak{M}B_{\text{эфф}}}{kT} = \frac{\mathfrak{M}(H + bI)}{kT}$$

Заметим, что $I_S = n\mathfrak{M}$, тогда выразим I из двух предыдущих уравнений:

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

Исследуем эту систему графически. Будем откладывать по горизонтальной оси величину x , а по вертикальной – намагничивание I .

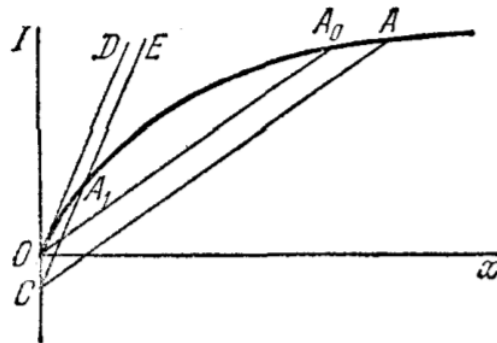


Рис. 3: График $I(x)$

Допустим сначала, что наклон прямой CA меньше наклона кривой

$$\frac{kTn}{I_S b} < I_S \left(\frac{dL}{dx} \right)_{x=0}$$

$$T < \frac{I_S^2 b}{kn} \left(\frac{dL}{dx} \right)_{x=0} = T_K$$

Прямая пересечет кривую Ланжевена в точке A , ордината которой будет намагничиванием ферромагнетика I .

Если уменьшать поле H до нуля точка C будет подниматься к точке O , а точка A – перемещаться к точке A_0 . Когда поле H обратится в нуль, ферромагнетик останется намагниченным – его намагничивание представится ординатой точки A_0 .

Стоит отметить, что ферромагнетик будет спонтанно намагничен и в том случае, когда он вообще не вносился ни в какое магнитное поле, потому что благодаря гипотетическому взаимодействию между атомами, введенному Вейсом, состояние спонтанного намагничивания "энергетически выгодно".

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 χ и μ являются функциями от H :

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

Теперь предположим, что наклон прямой СА больше наклона кривой Ланжевена в точке О. Это означает, что $T > T_K$. Тогда при отсутствии магнитного поля прямая СА займет положение ОД, т.е. пересечет функцию Лагжевена только в начале координат. При этом спонтанное намагничивание не возникнет: намагничивание разрушается тепловым движением. Поэтому, чтобы намагнитить необходимо приложить магнитное поле. Прямая СА займет положение СЕ и пересечет кривую Ланжевена в точке A_1 . Из экспериментов известно, что ордината $OC = -\frac{H}{b}$ мала, а поэтому мал и утаток OA_1 кривой Ланжевена.

$$\begin{aligned} L(x) &= \left(\frac{dL}{dx} \right)_{x=0} x \\ I &= I_S L(x) = I_S \left(\frac{dL}{dx} \right)_{x=0} x \\ T_K &= \frac{I_S^2 b}{kn} \left(\frac{dL}{dx} \right)_{x=0} \Rightarrow \left(\frac{dL}{dx} \right)_{x=0} = \frac{T_K kn}{I_S^2 b} \\ I &= \frac{T_K kn}{I_S b} x = \frac{T_K kn}{I_S b} \frac{T}{T} x = \frac{T_K}{T} \left(I + \frac{H}{b} \right) \\ I = \chi H &\Rightarrow \chi = \frac{T_K}{T} \left(\chi + \frac{1}{b} \right) \Rightarrow \chi \left(\frac{T}{T_K} - 1 \right) = \frac{1}{b} \\ \chi &= \frac{T_K}{b(T - T_K)} = \frac{const}{T - T_K} \end{aligned}$$

Намагничивание пропорционально полю, т.е. выше точки Кюри ферромагнетик превращается в парамагнетик, причем зависимость магнитной восприимчивости от температуры определяется законом Кюри-Вейсса.

3 Доменная структура ферромагнетиков

Как и в случае парамагнетиков, атомы ферромагнетика обладают собственным магнитным моментом. Однако даже в отсутствие внешнего магнитного поля атомы ферромагнетика способны образовывать упорядоченные структуры (домены), в которых все магнитные моменты ориентированы практически в одном направлении. Таким образом, каждый отдельный атом испытывает влияние не только внешнего поля, но и поля, созданного коллективом его соседей.

3.1 Вступление

Домены – макроскопическая область, в которой ориентация вектора намагниченности определенным – строго упорядоченным – образом повернута или сдвинута.

Под доменной областью будем понимать область, которая имеет только одно направление намагниченности.

Если весь образец намагничен в одну сторону, то возникает сильное магнитное поле, несущее большую энергию. Но это состояние невыгодно: выгодно разбить образец на намагниченные участки (**домены**). При этом намагниченность разных доменов направлена так, чтобы минимизировать полную магнитную энергию. Рассмотрим доменную структуру: в простейшем случае доменную структуру тонкого образца можно представить, как на рис. 4. Домены с противоположной намагниченностью чередуются. Кроме того, могут появляться так называемые **замыкающие домены** – треугольные домены сверху и снизу образца (рис. 4), передающие магнитный поток от одного домена к другому и уменьшающие магнитное поле вне вещества.

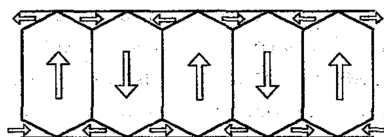


Рис. 4: Чередование доменов с противоположной намагниченностью (стрелки указывают направление намагниченности домена)

3.2 Доменная теория

Для в какой-то степени качественной оценки и для получения объяснений причин произвольности размера доменов, а также факторов формирования

его, проведем следующие рассуждения:

Рассмотрим плоскую квадратную ферромагнитную пластинку толщиной h с площадью L^2 .

Равновесное распределение вектора намагниченности соответствует минимуму полной энергии пластинки. Полная энергия включает в себя энергию обменного взаимодействия W_e , энергию магнитной анизотропии W_a , энергию доменных границ W_d , энергию W_m , связанную с возникновением вокруг пластины магнитного поля.

В случае, когда пластинка однородно намагничена, и вектор намагниченности лежит на кристаллографической оси, соответствующей минимуму магнитной анизотропии, достигается минимум суммы $W_e + W_a$. С другой стороны, в таком случае очень большой оказывается энергия W_m , так как вокруг пластины образуется магнитное поле, силовые линии которого далеко выходят из этой пластины. Величина этой энергии будет меньше в том случае, когда меньше магнитное поле вокруг пластины. Такая ситуация реализуется, когда пластина разбивается на области (домены), в каждой из которых вектор намагниченности везде направлен по оси легкого намагничивания, но в соседних доменах направления вектора намагниченности различны. С одной стороны, при такой конфигурации энергия W_m уменьшается, но, с другой стороны, с увеличением числа доменов возрастает энергия доменных границ W_d , так как сосуществование антипараллельных спинов невыгодно с точки зрения энергии обменного взаимодействия.

Энергия W_m по величине может быть оценена следующим образом:

$$W_m = M^2 d L^2,$$

где d – толщина домена, M – модуль вектора намагниченности внутри домена. Энергия доменных границ определяется с помощью поверхностной энергии доменных границ σ :

$$W_d = \sigma L h N,$$

где $N = L/d$ – число доменных границ. Тогда полная энергия выглядит следующим образом:

$$W_d + W_m = \sigma L^2 \frac{h}{d} + M^2 d L^2.$$

Оптимальный размер домена, при котором достигается минимум суммы $W_d + W_m$, зависит от параметров пластины следующим образом:

$$d_{\text{opt}}^2 = l_0 h,$$

где $l_0 = \frac{\sigma}{M^2}$ – характеристическая длина.

Исходи из этих рассуждений сделаем вывод, что размер домена не может быть произвольным, поскольку в его формировании участвуют несколько конкурирующих факторов:

1. необходим выигрыш в энергии за счёт формирования намагниченности в домене благодаря обменному взаимодействию (**ориентационная энергия**).
2. проигрыш в энергии за счёт возникновения сильных магнитных полей вокруг пластинки (ферромагнетика произвольной формы в общем случае).
3. проигрыш в энергии за счёт формирования доменных стенок границ соседних доменов с противоположно направленными намагниченностями. В этих стенках происходит переход от одной ориентации намагниченности к другой. В результате теряется выигрыш в ориентационной энергии, что приводит к увеличению поверхностной энергии системы.

3.3 Перемагничивание ферромагнетика

Процесс перемагничивания для случая доменной структуры на рис. 4 состоит в том, что доменные стенки начинают смещаться, приводя к **поглощению** доменов с "неправильной" намагниченностью и **росту** доменов с "правильной" намагниченностью, как показано на рис. 5. Разумеется, движение стенок не сопровождается макроскопическими движениями вещества – этот процесс состоит только в изменении направления магнитных моментов атомов.

В общем случае ферромагнетик представляет собой набор хаотически ориентированных доменов, в каждом из которых намагниченность имеет определённое направление (рис. 6).

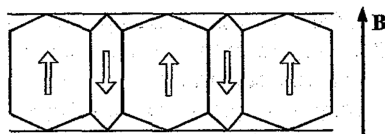


Рис. 5: Перемагничивание ферромагнетика путём движения доменных стенок

Гистерезисный характер перемагничивания связан с наличием необратимых стадий. Дело в том, что при не слишком высоких полях перемагничивание происходит путём смещения доменной стенки. Но это – обратимая стадия.

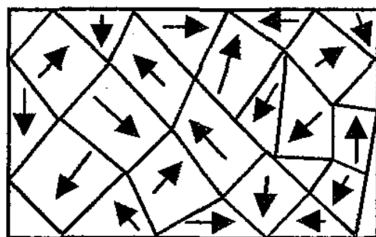


Рис. 6: Доменная структура ферромагнетика – множество доменов со случайным направлением намагниченности

Вместе с тем вследствие наличия дефектов структуры движение доменных стенок может происходить неравномерно, скачкообразно. Такие скачки сопровождаются потерями энергии и приводят к тому, что процесс намагничивания становится необратимым, т.е. к гистерезисным явлениям при перемагничивании.

Другой механизм появления необратимости состоит в следующем: в кристаллах существует **ось лёгкого намагничивания**, вдоль которой ориентируется намагниченность. Однако эта ось может не совпадать с направлением внешнего магнитного поля. Такая ситуация обязательно встречается в **поликристаллических образцах** со случайными ориентациями осей в отдельных кристаллах. И тогда в случае достаточно сильных внешних полей начинается "поворот" магнитного момента всего домена к направлению внешнего поля. Эта стадия сопровождается затратами энергии и приводит к гистерезису.

Возможны и другие механизмы, вызывающие потери энергии и гистерезис при перемагничивании. Таковыми являются процессы, когда доменные стенки при своём движении "застревают" на дефектах структуры. В результате возникают скачкообразные движения стенок, сопровождающиеся возникновением индукционных токов и соответствующими потерями энергии.

3.4 Образование доменов

Остановимся кратко на причине, по которой соседним магнитным моментам выгодно объединяться в домены. В первую очередь подчеркнём, что **магнитное** (диполь-дипольное) взаимодействие между атомами **не может** привести к упорядочению системы. Чтобы в этом убедиться, достаточно оценить энергию такого взаимодействия: из квантовой механики известно, что магнитный момент атома по порядку величины равен $m_E = 9,3 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл (магнетон Бора), характерное расстояние между атомами $a \sim 2 \cdot 10^{-10}$ м, то-

гда характерное межатомное магнитное поле $B \sim \mu_0 \frac{m_B}{a^3} \sim 1$ Тл, и характерная энергия диполь-дипольного взаимодействия $U_{\text{дип.}} \sim m_B B \sim 10^{-4}$ эВ. При такой энергии связи тепловое движение обеспечит полное разупорядочение уже при $T \sim 1$ К.

Единственное взаимодействие, которое способно выстроить в ряд магнитные моменты электронов в атомах при температурах порядка комнатной, — это **электростатическое взаимодействие** (его энергия на несколько порядков больше магнитной: $e^2/(4\pi\epsilon_0 a) \sim 1$ эВ). Как следует из квантовой механики, если магнитные моменты (или спины) электронов соседних атомов сонаправлены, их электростатическое отталкивание становится меньше. Таким образом, магнитным моментам атомов энергетически выгодно ориентироваться в одном направлении. Такое явление получило название **обменного взаимодействия**.

С другой стороны, магнитное (диполь-дипольное) взаимодействие между доменами препятствует выстраиванию всех магнитных моментов среды в одном направлении. Действительно, энергия такого взаимодействия будет минимальной при **антипараллельном** расположении магнитных моментов соседних элементов среды. Поэтому при определённом поперечном размере домена оказывается энергетически выгодно иметь соседний домен с противоположно ориентированным моментом (см. рис. 7 слева).

Наложение внешнего поля заставляет домены ориентироваться по нему, что приводит к резкому увеличению намагниченности образца, а при достаточно большом поле достигается состояние **насыщения**, когда все домены ориентируются по полю (см. рис. 7 справа).

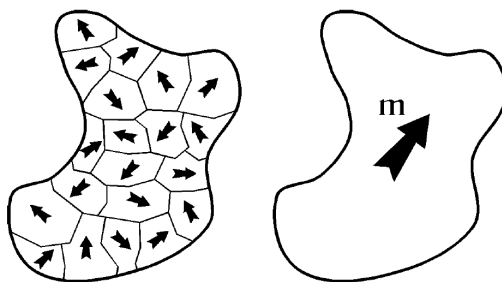


Рис. 7: Доменная структура ферромагнетика при слабом (**слева**) и сильном (**справа**) внешнем поле

4 Литература

1. **Лабораторный практикум по общей физике:** Учебное пособие. В трех томах. Т. 2. Электричество и магнетизм /Гладун А.Д., Александров Д.А., Берулёва Н.С. и др.; Под ред. А.Д. Гладуна - М.: МФТИ, 2007. - 280 с.
2. <http://www.amtc.ru/production/metall/Gadoliniy>