

Лекция 6. Магнитное поле в веществе.

Намагниченность вещества. Вектор напряжённости магнитного поля и его связь с векторами индукции и намагниченности. Магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость. Поле на границе раздела магнетиков. Физическая природа диа- и парамагнетизма. Ферромагнетики.

Опыт показывает, что в веществе магнитное поле изменяется по сравнению с *магнитным полем* $\vec{B}_0$ *в вакууме*. Всякое вещество является *магнетиком*, т.е. способно под действием магнитного поля приобретать магнитные свойства (намагничиваться). При этом вещество создаёт *собственное магнитное поле* $\vec{B}'$, поэтому в соответствии с принципом суперпозиции *магнитное поле* $\vec{B}$ *в веществе* можно представить векторной суммой:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'.$$

На микроскопическом масштабе внутри вещества магнитное поле сильно изменяется и в пространстве и во времени, поэтому при описании рассматриваются *усреднённые величины*. По классическим представлениям, предложенным Ампером, в веществе циркулируют микроскопические круговые токи (атомарные и молекулярные токи) – магнитные диполи, каждый из которых создаёт в окружающем пространстве магнитное поле. В отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты этих токов ориентированы хаотически, и их векторная сумма в физически малом объёме равна нулю. При внесении магнетика в магнитное поле магнитные моменты микроскопических токов ориентируются в определённом направлении, поэтому в целом суммарный дипольный момент такого объёма уже не равен нулю.

В качестве количественной характеристики магнитного состояния среды примем по определению величину намагниченности вещества

$$\vec{J} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum \vec{p}_m}{\Delta V}.$$

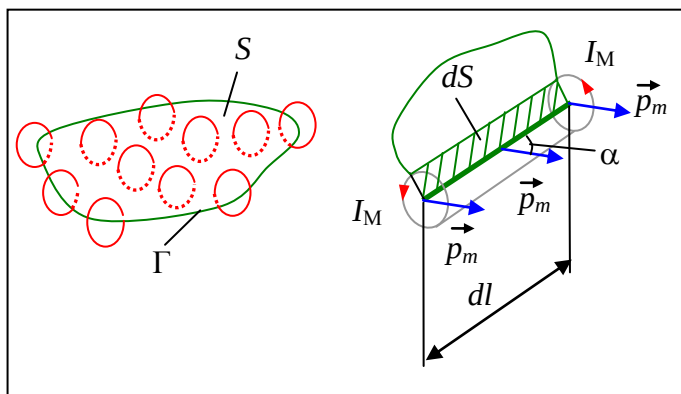
В соответствии с этим определением намагниченность (вектор намагничивания вещества) $\vec{J}$ представляет собой магнитный момент системы токов в физически малом объёме, рассчитанный на единицу объёма вещества. Намагниченность является локальной характеристикой среды, она определяется в каждой точке пространства и образует соответствующее векторное поле. Единицы измерения величины намагниченности – А/м (Ампер/метр).

Совокупность элементарных молекулярных токов образует объёмную плотность $\vec{j}_M$ и силу тока $\vec{I}_M$ намагничивания. Токи проводимости же с плотностью $\vec{j}_{CT}$ и силой тока $\vec{I}_{CT}$ свя-

заны с носителями зарядов, которые могут относительно свободно перемещаться по проводнику. Токи намагничения могут существовать и в непроводящей электрический ток среде.

Рассмотрим в веществе теорему о циркуляции вектора магнитной индукции $\vec{B}$ в дифференциальной форме: $\text{rot}(\vec{B}) = \mu_0 \vec{j}_\Sigma$. Суммарное магнитное поле в веществе: $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$ создаётся всеми токами, которые условно разделены на токи проводимости и токи намагничения. Суммарная плотность тока $\vec{j}_\Sigma$ является векторной суммой микроскопических (атомарных и молекулярных) токов и макроскопических токов (вызванных переносом сторонних зарядов, их называют токами проводимости или сторонними токами): $\vec{j}_\Sigma = \vec{j}_M + \vec{j}_{CT}$.

Так как $\text{rot}(\vec{B}_0) = \mu_0 \vec{j}_{CT}$ и $\text{rot}(\vec{B}') = \mu_0 \vec{j}_M$, то из выражения $\text{rot}(\vec{B}) = \mu_0 (\vec{j}_M + \vec{j}_{CT})$ следует, что для определения магнитной индукции в веществе надо знать объёмную плотность токов намагничения (молекулярных токов) $\vec{j}_M$.



Выделим внутри вещества (магнетика) какую-то ориентированную (незамкнутую) поверхность S , ограниченную замкнутым контуром Γ и найдём поток вектора объёмной плотности молекулярного тока $\vec{j}_M$ через эту поверхность: $\Phi_{j_M} = \iint_S (\vec{j}_M, d\vec{S})$. Те молекулярные токи,

которые не охватывают край этой поверхности, будут пронизывать эту поверхность дважды – в прямом и обратном направлении, поэтому их вклад в поток равен нулю: $\iint_{S_{\text{ВНУТР}}} (\vec{j}_M, d\vec{S}) = 0$.

Для рассмотрения потока от токов, охватывающих край поверхности, выделим настолько малую часть поверхности с примыкающим краем, чтобы все молекулярные токи, которые охватывают край, можно было считать одинаково ориентированными. Пусть длина граничной линии этой части равна dl . Предположим, что векторы магнитных моментов молекулярных токов направлены под углом α к этой части граничной линии. Выделим косой цилиндр, осью которого является часть граничной линии, а основанием – молекулярный круговой ток, площадь контура которого S_M . Этот цилиндр отсекает от поверхности S кусок, площадь которого dS . Тогда поток вектора плотности молекулярного тока через этот кусок dS равен суммарному молекулярному току всех попавших в цилиндр круговых токов:

$$\Phi_{j_M} = \iint_{dS} (\vec{j}_M, d\vec{S}) \approx (\vec{j}_M, d\vec{S}) = \sum_{\text{ЦИЛИНДР}} I_M.$$

Объём цилиндра $V = S_M dl \cos \alpha$, сумма проекций векторов $\vec{p}_m$ магнитных моментов на ось цилиндра:

$$\sum_{\text{ЦИЛИНДР}} p_m \cos \alpha = \sum_{\text{ЦИЛИНДР}} I_M S_M \cos \alpha = S_M \cos \alpha \sum_{\text{ЦИЛИНДР}} I_M.$$

Так как по определению вектор намагниченности равен $\vec{J} = \frac{\sum \vec{p}_m}{V}$, то

$$J \cos \alpha = \frac{\sum p_m \cos \alpha}{V} = \frac{S_M \cos \alpha \sum_{\text{ЦИЛИНДР}} I_M}{S_M dl \cos \alpha} = \frac{1}{dl} \sum_{\text{ЦИЛИНДР}} I_M.$$

Поэтому вблизи края поверхности можно записать равенство:

$$J dl \cos \alpha = \sum_{\text{ЦИЛИНДР}} I_M = (\vec{J}_M, d\vec{S}) \quad \text{или} \quad (\vec{J}, d\vec{l}) = (\vec{J}_M, d\vec{S}),$$

где dS – часть поверхности вблизи края. Соответственно, вдоль всего её края Γ получим:

$$\oint (\vec{J}, d\vec{l}) = \iint_{S_{\text{КРАЙ}}} (\vec{J}_M, d\vec{S}).$$

Но всю поверхность S можно разбить на две части: $S = S_{\text{КРАЙ}} + S_{\text{ВНУТР}}$. Так как $\iint_{S_{\text{ВНУТР}}} (\vec{J}_M, d\vec{S}) = 0$,

то можно записать следующее равенство:

$$\oint (\vec{J}, d\vec{l}) = \iint_{S_{\text{КРАЙ}}} (\vec{J}_M, d\vec{S}) + \iint_{S_{\text{ВНУТР}}} (\vec{J}_M, d\vec{S}) = \iint_S (\vec{J}_M, d\vec{S}),$$

т.е. циркуляция вектора намагниченности вдоль края любой ориентированной поверхности внутри магнетика равна потоку вектора плотности молекулярного тока через эту поверхность.

Используя теорему Стокса: $\oint (\vec{J}, d\vec{l}) = \iint_S (\text{rot}(\vec{J}), d\vec{S})$, можно переписать это равенство в виде

$$\iint_S (\text{rot}(\vec{J}), d\vec{S}) = \iint_S (\vec{J}_M, d\vec{S}),$$

откуда следует дифференциальная форма теоремы о циркуляции для вектора $\vec{J}$:

$$\text{rot}(\vec{J}) = \vec{J}_M.$$

Подставив это соотношение в равенство $\text{rot}(\vec{B}) = \mu_0 (\vec{J}_M + \vec{J}_{\text{СТ}})$, получим

$$\text{rot}\left(\frac{\vec{B}}{\mu_0}\right) = \text{rot}(\vec{J}) + \vec{J}_{\text{СТ}} \quad \text{или} \quad \text{rot}\left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}\right) = \vec{J}_{\text{СТ}}.$$

Введём вектор напряжённости магнитного поля $\vec{H}$:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J},$$

(единицы измерения величины напряжённости: А/м (Ампер/метр), совпадают с единицами измерения величины намагниченности), тогда получаем теорему о циркуляции (в дифференциальной форме) для вектора напряжённости $\vec{H}$ магнитного поля:

$$\text{rot}(\vec{H}) = \vec{j}_{CT},$$

откуда можно получить теорему о циркуляции для вектора $\vec{H}$ в интегральной форме. Пусть $\sum_k I_{CT_k} = \iint_S (\vec{j}_{CT}, d\vec{S})$ - алгебраическая сумма сторонних токов (токов проводимости), пронизывающих некоторую незамкнутую ориентированную поверхность внутри магнетика, тогда, используя теорему Стокса, из дифференциального соотношения $\text{rot}(\vec{H}) = \vec{j}_{CT}$ получаем теорему о циркуляции для вектора $\vec{H}$ в интегральной форме:

$$\oint_{\Gamma} (\vec{H}, d\vec{l}) = \sum_k I_{CT_k},$$

т.е. циркуляция вектора напряжённости магнитного поля вдоль края любой ориентированной поверхности внутри магнетика равна алгебраической сумме токов проводимости через эту поверхность.

Правило знаков для тока остаётся прежним: если направление тока через площадку составляет с вектором нормали к площадке угол меньше прямого, то знак положительный, если больше – то отрицательный.

В однородном изотропном магнетике (для слабых полей) связь векторов намагниченности и напряжённости имеет вид:

$$\vec{J} = \chi \vec{H},$$

где безразмерный коэффициент χ называется магнитной восприимчивостью вещества.

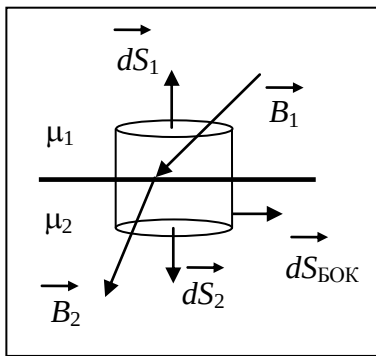
Поэтому выражение $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}$ в однородном изотропном магнетике можно записать в виде:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}) = \mu_0 (\vec{H} + \chi \vec{H}) = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H}.$$

Величина $\mu = 1 + \chi$ называется относительной магнитной проницаемостью вещества.

Поэтому в однородном изотропном магнетике связь между векторами индукции и напряжённости магнитного поля принимает вид:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}.$$

Соотношения для векторов магнитного поля на границе раздела магнетиков.

Рассмотрим плоскую границу раздела двух магнетиков, с обеих сторон от которой магнитное поле можно считать однородным.

По теореме Гаусса для магнитного поля:

$$\oint_S (\vec{B}, d\vec{S}) = 0.$$

В качестве поверхности S возьмём прямой цилиндр, основания которого параллельны границе, и граница делит этот цилиндр пополам. Тогда

$$\oint_S (\vec{B}, d\vec{S}) = \iint_{S_1} (\vec{B}, d\vec{S}) + \iint_{S_2} (\vec{B}, d\vec{S}) + \iint_{S_{бок}} (\vec{B}, d\vec{S}) = 0.$$

При стягивании цилиндра к границе $\iint_{S_{бок}} (\vec{B}, d\vec{S}) \rightarrow 0$, поэтому

$$\oint_S (\vec{B}, d\vec{S}) \rightarrow (B_{2n} - B_{1n}) S_{ОЧ} = 0.$$

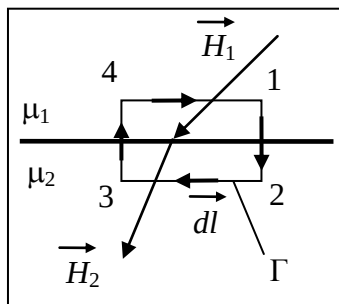
Таким образом, на границе должно выполняться соотношение:

$$B_{2n} = B_{1n},$$

т.е. при переходе через границу раздела магнетиков нормальная составляющая вектора индукции магнитного поля не изменяется.

Теперь воспользуемся теоремой о циркуляции для вектора напряжённости магнитного поля:

$$\oint_{\Gamma} (\vec{H}, d\vec{l}) = \sum_k I_{CT_k}.$$



В качестве замкнутой траектории рассмотрим прямоугольник, две стороны которого параллельны плоской границе раздела магнетиков, две другие – перпендикулярны ей, и граница делит прямоугольник пополам, а плоская поверхность, ограниченная контуром Γ , перпендикулярна плоскости раздела магнетиков. Выбираем направление обхода контура по часовой стрелке, и поэтому согласованный с этим направлением обхода единичный вектор нормали $\vec{n}$ к плоскости контура направлен «от нас». Тогда

$$\oint_{\Gamma} (\vec{H}, d\vec{l}) = \int_1^2 (\vec{H}, d\vec{l}) + \int_2^3 (\vec{H}, d\vec{l}) + \int_3^4 (\vec{H}, d\vec{l}) + \int_4^1 (\vec{H}, d\vec{l}) = \sum_k I_{CT_k}.$$

При стягивании контура к границе $\int_1^2 (\vec{H}, d\vec{l}) \rightarrow 0$ и $\int_3^4 (\vec{H}, d\vec{l}) \rightarrow 0$, поэтому

$$\oint_{\Gamma} (\vec{H}, d\vec{l}) \rightarrow (H_{2t} - H_{1t}) l = \sum_k I_{CT_k},$$

где l – длина контура вдоль плоской границы раздела магнетиков. В рассматриваемом случае правая часть теоремы о циркуляции вектора $\vec{H}$ представляет собой только поверхностный ток проводимости. Если ввести линейную плотность поверхностного тока проводимости $\vec{i}_{\text{ПОВ}}$ на границе раздела магнетиков, то граничное условие для касательных компонент вектора $\vec{H}$ примет вид:

$$H_{2\tau} - H_{1\tau} = (\vec{i}_{\text{ПОВ}})_\nu,$$

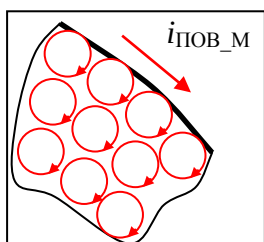
где $H_{1\tau}$ и $H_{2\tau}$ – касательные компоненты вектора напряжённости $\vec{H}$ в первой и второй средах.

Если ток проводимости на границе раздела магнетиков отсутствует, то

$$H_{1\tau} = H_{2\tau},$$

т.е. при переходе через границу раздела магнетиков (при отсутствии токов проводимости) касательная составляющая вектора напряжённости магнитного поля остаётся неизменной.

Заметим, что по аналогии можно написать граничное условие для касательных компо-



нент вектора намагниченности $\vec{J}$. Рассматриваемое граничное условие часто пишут в форме:

$$J_{2\tau} - J_{1\tau} = (\vec{i}_{\text{ПОВ}_M})_\nu,$$

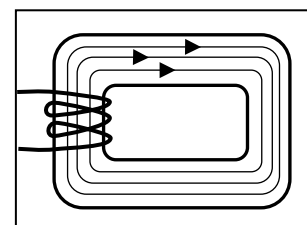
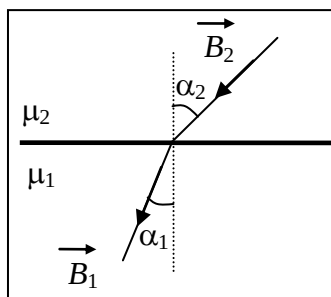
где $\vec{i}_{\text{ПОВ}_M}$ – линейная плотность поверхностных токов намагничивания.

Физический смысл всех входящих в это условие величин подробно рассмотрен в методических указаниях к выполнению домашнего задания по магнитостатике (задача 2).

Рассмотрим преломление силовых линий на границе раздела:

$$\frac{\tan \alpha_2}{\tan \alpha_1} = \frac{B_{2\tau}}{B_{2n}} \frac{B_{1n}}{B_{1\tau}} = \frac{B_{2\tau}}{B_{1\tau}} \frac{B_{1n}}{B_{2n}} = \frac{\mu_0 \mu_2 H_{2\tau}}{\mu_0 \mu_1 H_{1\tau}} \frac{B_{1n}}{B_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1},$$

т.е. силовые линии больше отклоняются от нормали к поверхности в магнетике с большей магнитной проницаемостью μ . Это приводит к увеличению плотности линий вектора $\vec{B}$. В этом смысле говорят, что магнетики с большей магнитной проницаемостью конденсируют магнитное поле. На этом явлении основан принцип применения магнитопроводов.



Если в замкнутом контуре, выполненном из магнетика с большей μ , создать магнитное поле (например, с помощью катушки с током), то силовые линии магнитного поля практически не выйдут из контура.

Аналогия между векторами электростатического и магнитного полей.

Рассмотрим уравнения $\oiint_S (\vec{D}, d\vec{S}) = q$, $\oiint_S (\vec{B}, d\vec{S}) = 0$, $\oint_\Gamma (\vec{E}, d\vec{l}) = 0$, $\oint_\Gamma (\vec{H}, d\vec{l}) = I$,

$$D_{1n} = D_{2n}, \quad B_{1n} = B_{2n}, \quad E_{1t} = E_{2t}, \quad H_{1t} = H_{2t}, \quad \vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}.$$

Из них следует аналогия между векторами $\vec{D}$ - электрического смещения (электрической индукции) и $\vec{B}$ - магнитной индукции, а также между векторами напряжённостей полей $\vec{E}$ и $\vec{H}$.

Но силовыми характеристиками полей являются только векторы $\vec{E}$ и $\vec{B}$. Введение остальных двух векторов позволяет записывать уравнения в симметричном виде.

Магнитные свойства магнетиков.

Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что все магнетики можно (условно) разделить на три группы.

1) Диамагнетики – это магнетики, у которых магнитная восприимчивость χ принимает отрицательные значения, но при этом выполняется соотношение: $0 < \mu = 1 + \chi < 1$.

Так как $\vec{J} = \chi \vec{H} = \chi \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right)$, откуда $\vec{J} = \frac{\chi}{1 + \chi} \cdot \frac{\vec{B}}{\mu_0}$, то у диамагнетиков вектор намагниченности направлен против вектора индукции магнитного поля.

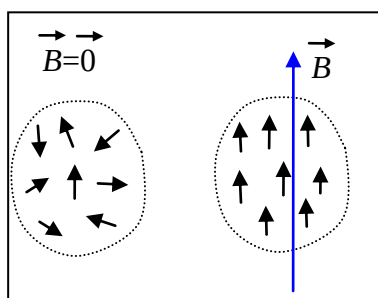
Диамагнетики выталкиваются из области сильного магнитного поля.

2) Парамагнетики – магнетики, у которых магнитная восприимчивость положительна, но не принимает больших значений. Вектор намагниченности сонаправлен с вектором индукции.

3) Ферромагнетики – вещества, магнитная проницаемость которых достигает больших значений (тысячи и более). Намагниченность ферромагнетиков зависит от их предыдущего состояния (гистерезис).

Физическая природа диа- и парамагнетизма.

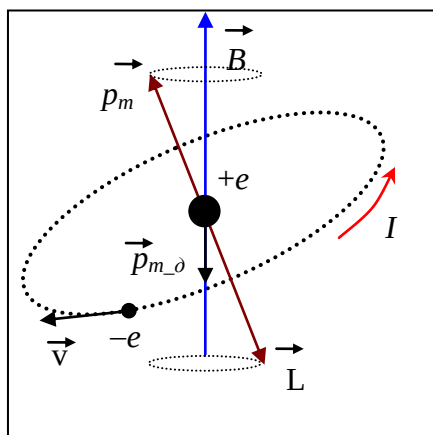
Согласно гипотезе Ампера магнитные свойства вещества обусловлены микроскопическими токами, циркулирующими внутри вещества. По классическим представлениям эти токи создаются движущимися зарядами в атомах. Классическое рассмотрение позволяет качественно



объяснить магнитные свойства вещества без значительного усложнения модели, поэтому будем считать, что точечный отрицательно заряженный электрон движется по круговой орбите вокруг ядра. Это приводит к появлению кругового тока, положительное направление которого противоположно направлению движения электрона. В магнитном поле магнитные моменты микроскопиче-

ских токов ориентируются преимущественно вдоль силовой линии магнитного поля. На магнитный момент микроскопических токов в магнитном поле действует момент сил, поэтому орбита электрона начнет прецессировать, и появится дополнительный вектор магнитного момента $\vec{p}_{m_{\partial}}$, направленный против вектора индукции $\vec{B}$.

Таким образом при внесении атома в магнитного поле у атома появится дополнительный магнитный момент.



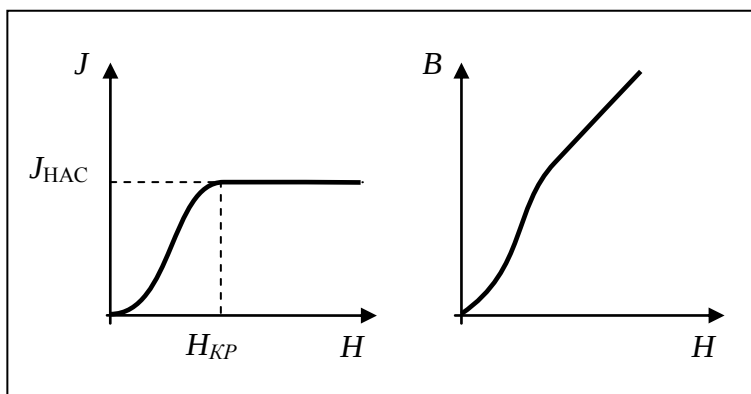
Если в отсутствие магнитного поля суммарный магнитный момент атома (сумма моментов электронов и ядра) был нулевым, то после внесения в магнитное поле появившийся магнитный момент будет направлен против вектора индукции внешнего поля. Следовательно, и вектор намагниченности малого объёма – тоже. Такие вещества относятся к классу диамагнетиков.

Если в отсутствие магнитного поля суммарный магнитный момент атома был ненулевым, то после внесения в магнитное поле суммарный момент ориентируется вдоль силовой линии внешнего поля. Следовательно, вектор намагниченности будет направлен по вектору индукции. Такие вещества относятся к классу парамагнетиков. Для парамагнетиков магнитная восприимчивость зависит от температуры по закону Кюри:

$$\chi = \frac{C}{T},$$

где C – постоянная Кюри, зависящая от рода вещества, T – температура.

Ферромагнетики – вещества, способные обладать намагниченностью в отсутствии внешнего магнитного поля. Типичный представитель – железо (а также никель, кобальт и сплавы на их основе). Величина намагниченности ферромагнетиков значительно превосходит намагниченность диа- и парамагнетиков.



У ферромагнетиков состояние намагниченности зависит от предыдущего состояния. Это явление называется **магнитным гистерезисом** (от греческого слова, означающего «отстающий»). При магнитном гистерезисе вектор намагничивания и вектор напряжённости магнитного поля в веществе зависят не только от приложенного внешнего поля, но и от предыстории данного образца.

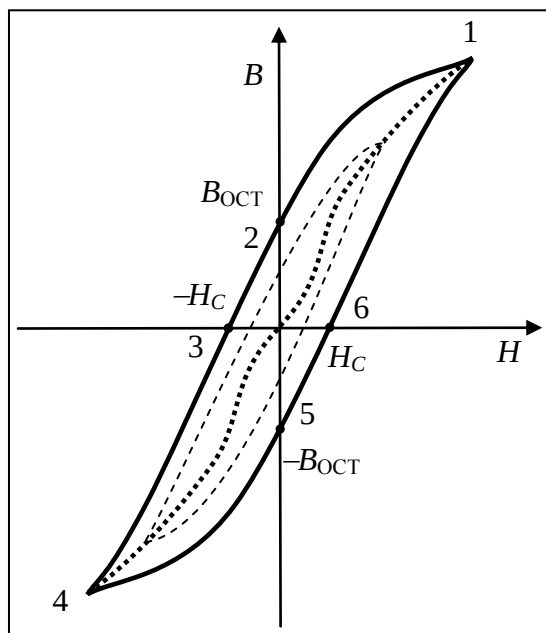
Именно магнитным гистерезисом объясняется существование постоянных магнитов.

Пусть начальное намагничивание в ферромагнетике отсутствовало. Тогда при увеличении напряжённости магнитного поля намагниченность начинает нелинейно возрастать до некоторой величины – значения насыщения намагниченности.

Следовательно, магнитная восприимчивость χ для ферромагнетиков зависит от величины напряжённости: $\chi = \frac{J}{H}$. При увеличении H величина χ стремится к нулю.

Суммарная индукция в веществе $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J})$ тоже будет нелинейно зависеть от напряжённости до тех пор, пока у намагниченности не наступит насыщение.

Рассмотрим процесс, в котором напряжённость магнитного поля циклически изменяется. Если сначала намагничивания не было, то величина индукции поля увеличивается, например, до точки 1 по основной кривой намагничивания. Далее, при уменьшении напряжённости зависи-



мость $B(H)$ изображается кривой 1-2-3-4. Точке 2 соответствует нулевая напряжённость внешнего магнитного поля, но при этом у вещества наблюдается остаточное магнитное поле, величина индукции которого $B_{\text{ост}}$. Образец магнетика становится постоянным магнитом.

Для размагничивания образца потребуется создать магнитное поле (точка 3), вектор напряжённости которого направлен в противоположном направлении вектору в состоянии 1. Величина такой напряжённости называется коэрцитивной силой H_c . При дальнейшем увеличении напряжённости индукция нелинейно воз-

растает до выхода на кривую насыщения (точка 4). Уменьшение напряжённости приводит к зависимости $B(H)$, соответствующей участку кривой 4-5-6-1.

Таким образом, намагничивание ферромагнетика зависит от его предыдущего состояния (предыстории), поэтому зависимость $B(H)$ неоднозначная. Следовательно, у ферромагнетиков понятие магнитной проницаемости относится только к основной кривой намагничивания.

Замкнутая кривая $B(H)$ называется петлёй гистерезиса. Если крайние точки находятся на кривой насыщения, то петля называется предельной (максимальной).

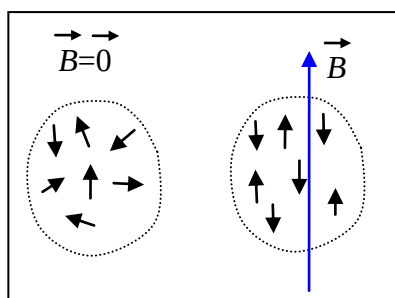
Интеграл $A = \oint_{\text{ПЕТЛЯ}} B dH$ равен работе, затрачиваемой на перемангничивание ферромагнетика за полный цикл изменения напряжённости магнитного поля.

Явление гистерезиса объясняется наличием у ферромагнетиков особых областей - доменов. В каждом домене, даже в отсутствие внешнего поля, магнитные моменты атомов ориенти-

рованы одинаково благодаря обменному взаимодействию, и наблюдается спонтанное намагничивание вещества до состояния насыщения. Размеры доменов порядка микрометра ($\sim 10^{-6}$ м). При отсутствии намагниченности результирующие магнитные моменты каждого домена ориентированы хаотически, поэтому в целом намагниченность равна нулю. При наличии внешнего поля происходит ориентация доменов вдоль направления поля, в результате чего размеры областей спонтанного намагничивания начинают меняться – одни, направление моментов в которых совпадает с направлением поля, увеличиваются, другие уменьшаются. Этот процесс протекает необратимым образом, что является причиной гистерезиса.

Для ферромагнетиков существует температура, которая называется точкой Кюри, при которой они теряют ферромагнитные свойства и становятся парамагнетиками. Для железа, например, $T_C = 1043$ К, для Никеля $T_C = 627$ К. При $T > T_C$ магнитная восприимчивость зависит от температуры по закону Кюри-Вейса: $\chi = \frac{C}{T - T_C}$.

Замечание. 1) Антиферромагнетизм - это одно из магнитных состояний вещества, при кото-



ром магнитные моменты микроскопических токов вещества ориентированы навстречу друг другу (антипараллельно), и поэтому намагниченность тела в целом очень мала. Этим антиферромагнетизм отличается от ферромагнетизма. Точка Неля – температура T_N , выше которой антиферромагнетик теряет свои свойства.

Например, для химических соединений

FeO: $T_N = 190$ К, а у NiO: $T_N = 650$ К.

2) Ферриты - химические соединения оксида железа Fe_2O_3 с оксидами других металлов, обладающие уникальными магнитными свойствами, сочетающие высокую намагниченность и полупроводниковые или диэлектрические свойства, благодаря чему они получили широкое применение как магнитные материалы в радиотехнике, радиоэлектронике. Из-за уникального сочетания высоких магнитных свойств и низкой электропроводности ферриты не имеют конкурентов среди других магнитных материалов в технике высоких частот (более 100 кГц).