

Магнитное поле в веществе

Лекции 6

Главы 7.1-7.9

Список литературы

- Савельев И.В. Курс общей физики. В 5-и тт. Том 2. Электричество и магнетизм. ISBN - 978-5-8114-1208-2. Издательство «Лань». 2021 г.
- Савельев И.В. Курс общей физики. В 5-и тт. Том 4. Волны. Оптика. ISBN - 978-5-8114-1210-5. Издательство «Лань». 2021 г.
- Трофимова Т. И. Руководство к решению задач по физике : учебное пособие для прикладного бакалавриата: Учебное пособие/Трофимова Т. И..-М:Издательство Юрайт,2019, ISBN 978-5-9916-3429-8.-265. <https://elis.psu.ru/node/557918>

Основные темы

- Циркуляция и ротор векторного поля
- Дивергенция и ротор магнитного поля
- Намагничивание магнетика
- Напряженность магнитного поля
- Вычисление поля в магнетиках
- Условия на границе двух магнетиков
- Виды магнетиков
- Магнитомеханические явления
- Диамагнетизм
- Парамагнетизм
- Ферромагнетизм

Циркуляция векторного поля

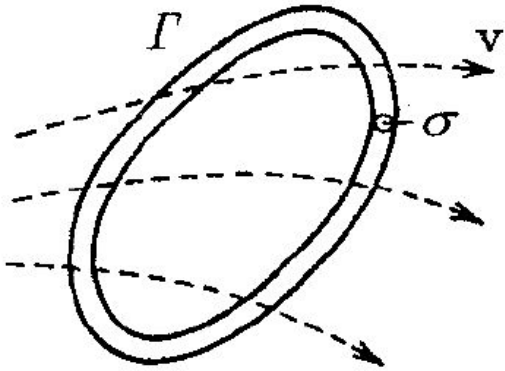


Рис.1

- Представим себе канал очень тонкого сечения, в котором течет жидкость.
- Этот канал включает в себя контур Γ .
- В зависимости от характера поля вектора скорости v жидкость в канале будет либо неподвижной, либо будет циркулировать в том или ином направлении.

- Циркуляцией вектора v по контуру Γ называют величину, равную произведению скорости жидкости в канале на длину канала.

$$\text{циркуляция } \Gamma \text{ по } = vl$$

- Циркуляция любого вектора a по произвольному замкнутому контуру Γ

$$\text{циркуляция } \Gamma \text{ по } a = \oint_{\Gamma} a \cdot dl = \oint_{\Gamma} a_l dl$$

Ротор векторного поля

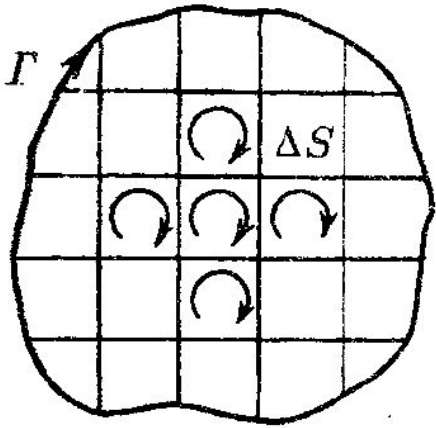


Рис.2

- Циркуляция C вектора Γ состоит из суммы циркуляций элементарных площадок ΔS .
- Элементарная циркуляция ΔC зависит не от длины контура, а от поверхности элементарной площадки, охватываемой контуром.
- То есть, циркуляция порождается на поверхности.
- Плотность порождения циркуляции это циркуляция, порождаемая бесконечно малым участком поверхности в расчете на единицу площади этого участка:

$$\text{плотность порождения циркуляции} = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta C}{\Delta S}$$

Ротор векторного поля

- В однородном поле циркуляция по любому контуру равна нулю.

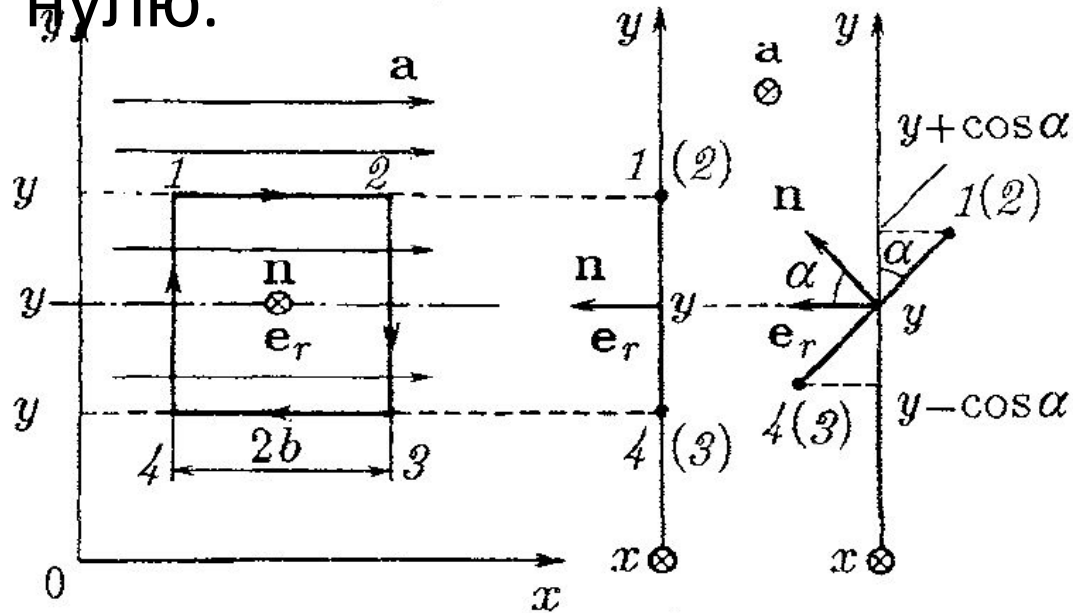


Рис.3

- Плотность порождения циркуляции так же равна нулю.
- В неоднородном поле плотность порождения циркуляции ведет себя при вращении контура как проекция вектора e_r на нормаль к контуру
- Этот вектор называют ротором векторного поля и обозначают символом $\text{rot } a$ либо $[\nabla a]$

Ротор векторного поля

- Плотность порождения циркуляции равна проекции характеризующего поле вектора $\text{rot } \mathbf{a}$ на положительную нормаль к контуру

$$(\text{rot } \mathbf{a})_n = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta C}{\Delta S} = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta S} \oint \mathbf{a} d\mathbf{l}$$

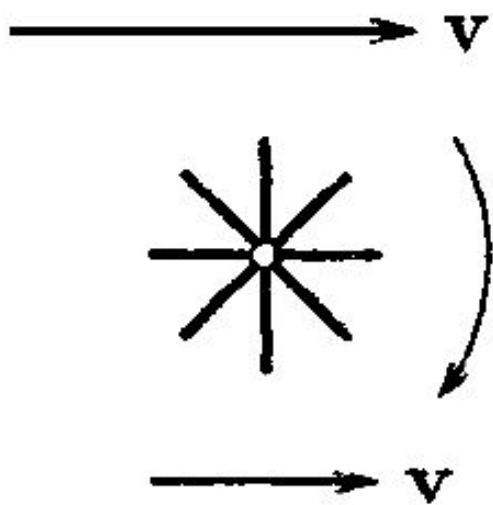


Рис.4

- Наглядное представление о роторе $\mathbf{v}$ можно получить, представив небольшую крыльчатку, помещенную в жидкость.
- В тех местах, где ротор отличен от нуля, крыльчатка будет вращаться, причем с тем большей скоростью, чем больше проекция ротора на ось крыльчатки.

Теорема Стокса

- Зная ротор вектора $\mathbf{a}$ в каждой точке некоторой поверхности, можно вычислить циркуляцию этого вектора по контуру Γ .
- Теорема Стокса гласит, что циркуляция вектора $\mathbf{a}$ по произвольному контуру Γ равна потоку вектора $\text{rot } \mathbf{a}$ через произвольную поверхность S , ограниченную данным контуром Γ .

$$\oint_{\Gamma} \mathbf{a} d\mathbf{l} = \int_S \text{rot } \mathbf{a} \cdot d\mathbf{S}$$

- То есть, ротор соотносится с циркуляцией подобно тому как дивергенция соотносится с потоком.
- **Дивергенция порождает поток.**
- **Ротор порождает циркуляцию.**

Дивергенция и ротор магнитного поля

- Отсутствие в природе магнитных зарядов приводит к тому, что линии вектора $\mathbf{B}$ магнитной индукции не имеют ни начала ни конца.
- Поэтому поток вектора $\mathbf{B}$ через замкнутую поверхность должен быть равен нулю.
- Таким образом, для любого магнитного поля и произвольной замкнутой поверхности S имеет место условие

$$\Phi_B = \oint_S \mathbf{B} dS = 0 \quad (7.1)$$

- Заменяв поверхностный интеграл на объемный получим, что

$$\int_V \nabla \mathbf{B} dV = 0$$

Дивергенция и ротор магнитного поля

- Это условие должно выполняться для любого произвольного объема V .
- Это возможно, если подынтегральная функция в каждой точке поля равна нулю.
- Таким образом, магнитное поле обладает тем свойством, что его дивергенция всюду равна нулю:

$$\nabla \mathbf{B} = 0 \quad (7.2)$$

- Циркуляция вектора $\mathbf{B}$ по определению равна

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{l} \quad (7.3)$$

- Ротор вектора магнитной индукции пропорционален вектору плотности тока в данной точке

$$[\nabla \mathbf{B}] = \mu_0 \mathbf{j} \quad (7.4)$$

Дивергенция и ротор магнитного поля

$$\nabla \mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho$$

Дивергенция $\mathbf{E}$ равна ρ ,
деленному на ε_0

$$[\nabla \mathbf{E}] = 0$$

Ротор $\mathbf{E}$ равен 0

$$\nabla \mathbf{B} = 0$$

Дивергенция $\mathbf{B}$ равна 0

$$[\nabla \mathbf{B}] = \mu_0 \mathbf{j}$$

Ротор $\mathbf{B}$ равен j ,
умноженному на μ_0

- Сопоставление этих формул показывает, что электростатическое и магнитное поля имеют существенно различный характер.

Намагничивание магнетика

- Если несущие ток провода находятся не в вакууме, а в какой либо среде, магнитное поле изменяется.
- Это объясняется тем, что всякое вещество является *магнетиком*, т.е. **способно под действием магнитного поля приобретать магнитный момент (намагничиваться)**.
- Намагниченное вещество создает магнитное поле B' , которое накладывается на обусловленное токами поле B_0 .
- Оба поля в сумме дают результирующее поле

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}' \quad (7.5)$$

Намагничивание магнетика

- Истинное (микроскопическое) поле в магнетике сильно изменяется в пределах межмолекулярных расстояний.
- Под $\mathbf{B}$ подразумевается усредненное (макроскопическое) поле.
- Для объяснения намагничивания **Ампер** предположил, что в молекулах вещества циркулируют круговые токи (молекулярные токи).
- Каждый такой ток обладает магнитным моментом и создает в окружающем пространстве магнитное поле.
- В отсутствие внешнего поля молекулярные токи ориентированы хаотично, вследствие чего результирующее поле равно нулю

Намагничивание магнетика

- В силу хаотичной ориентации магнитных моментов молекул суммарный магнитный момент тела также равен нулю.
- Под действием поля магнитные моменты молекул приобретают преимущественную ориентацию в одном направлении, вследствие чего магнетик намагничивается – его суммарный магнитный момент становится отличным от нуля.
- Магнитные поля отдельных молекулярных токов в этом случае уже не компенсируют друг друга и возникает поле B' .

Намагничивание магнетика

- Намагничивание магнетика естественно характеризовать магнитным моментом единицы объема.
- Эту величину называют намагниченностью и обозначают буквой $\mathbf{J}$.
- Если магнетик намагничен неоднородно, намагниченность в данной точке определяется следующим выражением

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} \mathbf{p}_m \quad (7.6)$$

- Где ΔV – физически бесконечно малый объем, взятый в окрестности рассматриваемой точки, $\mathbf{p}_m$ – магнитный момент отдельной молекулы, заключенной в объеме ΔV .

Намагничивание магнетика

- Поле $\mathbf{B}'$, так же как и поле $\mathbf{B}_0$, не имеет источников. Поэтому дивергенция результирующего поля (7.1) равна нулю:

$$\nabla \mathbf{B} = \nabla \mathbf{B}_0 + \nabla \mathbf{B}' = \mathbf{0} \quad (7.7)$$

- Таким образом, для магнитного поля в веществе справедливы выражения

$$\Phi_B = \oint_S \mathbf{B} dS = 0 \quad \nabla \mathbf{B} = 0 \quad (7.8)$$

Напряженность магнитного поля

- Напишем выражение для ротора результирующего поля (7.5):

$$[\nabla \mathbf{B}] = [\nabla \mathbf{B}_0] + [\nabla \mathbf{B}']$$

- Ранее мы показывали, что

$$[\nabla \mathbf{B}_0] = \mu_0 \mathbf{j}$$

- Где $\mathbf{j}$ – плотность макроскопического тока.

- Аналогично ротор вектора $\mathbf{B}'$ должен быть пропорционален плотности молекулярных токов:

$$[\nabla \mathbf{B}'] = \mu_{\text{мол}} \mathbf{j}_{\text{мол}}$$

- Следовательно, ротор результирующего поля определяется как

$$[\nabla \mathbf{B}] = \mu_{\text{мол}} (\mathbf{j} + \mathbf{j}_{\text{мол}}) \quad (7.9)$$

Напряженность магнитного поля

- Для того, чтобы определить ротор $\mathbf{B}$, нужно знать плотность не только макроскопических, но также и молекулярных токов.
- Плотность же токов, зависит от значения вектора $\mathbf{B}$.
- Для того, чтобы выйти из ситуации можно найти вспомогательную величину, ротор которой определяется только плотностью макроскопических зарядов.
- Чтобы установить вид этой вспомогательной величины, попробуем выразить плотность молекулярных токов $\mathbf{j}_{\text{мол}}$ через намагниченность магнетика $\mathbf{J}$.

Напряженность магнитного поля

- Для чего вычислим алгебраическую сумму молекулярных токов $\mathbf{j}_{\text{мол}}$, охватываемых некоторым контуром Γ . Эта сумма равна

$$\int_S \mathbf{j}_{\text{мол}} dS \quad (7.10)$$

- где S – поверхность, натянутая на контур.
- В алгебраическую сумму молекулярных токов входят только

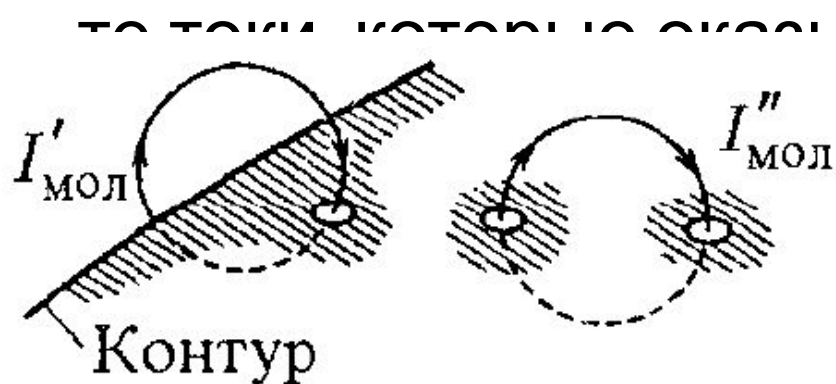


Рис.5

- только те токи, которые являются «напизанными» на контур, $I'_{\text{мол}}$, либо не пересекут поверхность, либо пересекут ее дважды, один раз в одном направлении, второй раз - в другом ($I''_{\text{мол}}$).

Напряженность магнитного поля

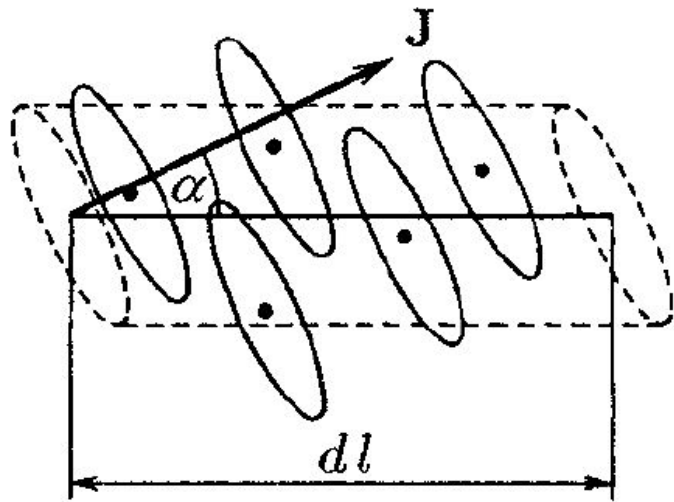


Рис.6

- В результате их вклад в алгебраическую сумму токов, охватываемых контуром, оказывается равным нулю.
- Из рисунка видно, что элемент контура dl , образующий с направлением намагниченности $\mathbf{J}$ угол α , нанизывает на себя те молекулярные токи, центры которых попадают внутрь косоуго цилиндра с объемом $S_{\text{мол}} \cos \alpha dl$.
- ($S_{\text{мол}}$ – площадь, охватываемая отдельным молекулярным током).
- Если n – число молекул в единице объема, то суммарный ток, охватываемый элементом dl , равен $I_{\text{мол}} n S_{\text{мол}} \cos \alpha dl$.
- Произведение $I_{\text{мол}} S_{\text{мол}}$ равно магнитному моменту $\mathbf{p}_m$ отдельного молекулярного тока.

Напряженность магнитного поля

- Следовательно выражение $I_{\text{мол}} n S_{\text{мол}}$ представляет собой магнитный момент единицы объема, т.е. дает модуль вектора $\mathbf{j}$, а $I_{\text{мол}} n S_{\text{мол}} \cos \alpha dl$ – проекцию вектора $\mathbf{J}$ на направление элемента dl .

- Таким образом суммарный молекулярный ток, охватываемый элементом dl , равен $\mathbf{J} dl$, а сумма молекулярных токов, охватываемых всем контуром, равна

$$\oint_S \mathbf{j}_{\text{мол}} dS = \oint \mathbf{J} dl$$

- Преобразовав правую часть по теореме Стокса, получим

$$\oint_S \mathbf{j}_{\text{мол}} dS = \oint [\nabla \mathbf{J}] \cdot d\mathbf{S}$$

Напряженность магнитного поля

- Это равенство должно выполняться при произвольном выборе поверхности S .
- Это возможно лишь в том случае, если подынтегральные выражения равны в каждой точке магнетика:

$$\mathbf{j}_{\text{мол}} = [\nabla \mathbf{J}] \quad (7.11)$$

- Таким образом, плотность молекулярных токов определяется значением ротора намагниченности.
- В случае, когда ротор намагниченности $[\nabla \mathbf{J}]$ равен нулю, молекулярные токи отдельных молекул ориентированы так, что их сумма в среднем равна нулю.

Напряженность магнитного поля

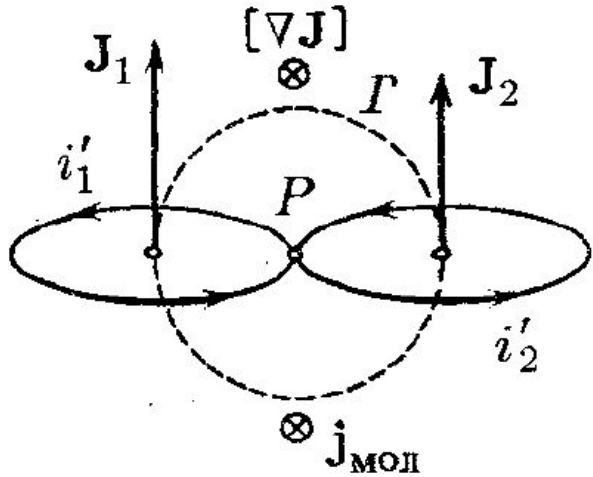


Рис.7

- Формула (7.6) допускает следующую наглядную интерпретацию.
- На рисунке 7 изображены векторы намагниченности $\mathbf{J}_1$ и $\mathbf{J}_2$ в непосредственной близости к точке P .
- Точка P и оба вектора лежат в плоскости рисунка.
- Изображенный штриховой линией контур Γ также расположен в плоскости рисунка.
- Если характер намагниченности таков, что векторы $\mathbf{J}_1$ и $\mathbf{J}_2$ одинаковы по модулю, то циркуляция $\mathbf{J}$ по контуру Γ будет равна нулю.
- Соответственно $[\nabla \mathbf{J}]$ в точке P также будет равен нулю.

Напряженность магнитного поля

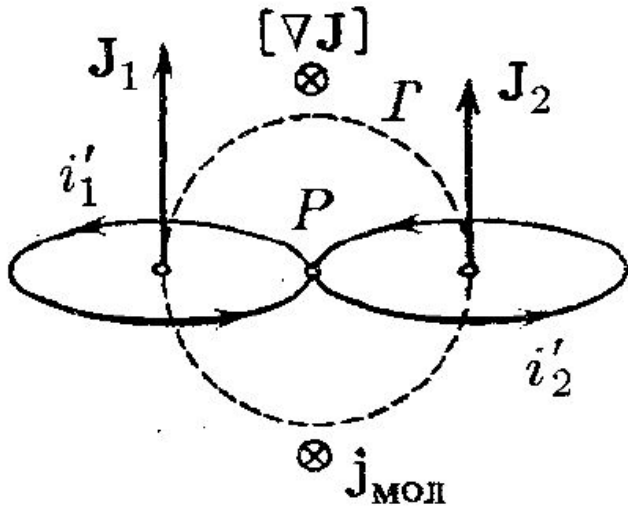


Рис.7

- Намагниченностям J_1 и J_2 можно сопоставить молекулярные токи i'_1 и i'_2 , текущие по контурам, изображенным на рисунке сплошными линиями.
- Эти контуры лежат в плоскости, перпендикулярной к плоскости рисунка.
- При одинаковом направлении векторов J_1 и J_2 направления токов i'_1 и i'_2 в точке P будут взаимно противоположными.
- В силу $J_1 = J_2$ токи i'_1 и i'_2 одинаковы по величине, вследствие чего результирующий молекулярный ток в точке P оказывается, как и $[\nabla J]$, равным нулю: $j_{\text{мол}} = 0$.

Напряженность магнитного поля

- Теперь допустим, $J_1 > J_2$. Тогда циркуляция $\mathbf{J}$ по контуру Γ окажется отличной от нуля.
- Соответственно поле вектора $\mathbf{J}$ в точке P будет характеризоваться вектором $[\nabla \mathbf{J}]$, направленным за чертеж.
- Большей намагниченности отвечает больший молекулярный ток, поэтому $i'_1 > i'_2$.
- В итоге в точке P будет наблюдаться отличный от нуля результирующий ток, характеризуемый плотностью $\mathbf{j}_{\text{мол'}}$, направленной так же как и $\nabla \mathbf{J}$, за чертеж.
- В случае $J_1 < J_2$ векторы $\nabla \mathbf{J}$ и $\mathbf{j}_{\text{мол}}$ будут направлены не за чертеж а на нас.

Напряженность магнитного поля

- Итак, в точках, где отличен от нуля ротор намагниченности, оказывается отличной от нуля и плотность молекулярных токов, причем векторы $[\nabla \mathbf{J}]$ и $\mathbf{j}_{\text{мол}}$ имеют одинаковое направление.
- Подставим выражение (7.11) для плотности молекулярных токов в формулу (7.9)
- Разделив это выражение на μ_0 и объединив роторы, получим

$$[\nabla \mathbf{B}] = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 [\nabla \mathbf{J}]$$

$$\left[\nabla, \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{J} \right) \right] = \mathbf{j} \quad (7.12)$$

Напряженность магнитного поля

- Из выражения (7.12) следует, что искомая величина, ротор которой определяется одними лишь макроскопическими токами, равна:

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{J} \quad (7.13)$$

- Эта величина называется **напряженностью магнитного поля**.
- В соответствии с (7.12) ротор вектора $\mathbf{H}$ равен вектору плотности макроскопических токов: $[\nabla \mathbf{H}] = \mathbf{J}$ (7.14)

Напряженность магнитного поля

- Возьмем произвольный контур Γ с натянутой на него поверхностью S и образуем выражение

$$\int_S [\nabla \mathbf{H}] d\mathbf{S} = \int_S \mathbf{j} d\mathbf{S}$$

- Согласно теореме Стокса левая часть этого равенства эквивалентна циркуляции вектора $\mathbf{H}$ по контуру Γ , следовательно,

$$\oint_{\Gamma} \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_S \mathbf{j} d\mathbf{S} \quad (7.15)$$

Напряженность магнитного поля

- Если макроскопические токи текут по проводам, охватываемым контуром, соотношение (7.15) можно записать в виде

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = \sum_k I_k \quad (7.16)$$

- Формулы (7.15) и (7.16) выражают теорему о циркуляции вектора $\mathbf{H}$:

циркуляция вектора напряженности магнитного поля по некоторому контуру равна алгебраической сумме макроскопических токов, охватываемых этим контуром.

Напряженность магнитного поля

- Напряженность магнитного поля $\mathbf{H}$ является аналогом электрического смещения $\mathbf{D}$.
- Первоначально предполагалось, что в природе существуют подобные электрическим зарядам магнитные массы.
- Именно тогда были введены понятия магнитная индукция для $\mathbf{B}$ и напряженность поля для $\mathbf{H}$.
- Впоследствии выяснилось, что магнитных масс в природе не существует и что величина, названная магнитной индукцией $\mathbf{B}$, в действительности является аналогом не электрического смещения $\mathbf{D}$, а напряженности электрического поля $\mathbf{E}$.
- Соответственно $\mathbf{H}$ – аналог $\mathbf{D}$, а не $\mathbf{E}$.

Напряженность магнитного поля

- Однако изменять уже установившуюся терминологию не стали.
- К тому же, вследствие различной природы электрического и магнитного полей (электрическое поле потенциально, а магнитное поле соленоидально) величины **$\mathbf{B}$** и **$\mathbf{D}$** обнаруживают много сходства в своем поведении.
- Например, линии **$\mathbf{B}$** как и **$\mathbf{D}$** не претерпевают разрыва на границе двух сред.

Напряженность магнитного поля

- Напряженность поля прямого тока в вакууме определяется как

$$H = \frac{1}{4\pi} \frac{2I}{b} \quad (7.17)$$

- Из чего следует, что напряженность магнитного поля имеет размерность силы тока, деленную на размерность длины.
- В СИ единица напряженности магнитного поля носит название ампер на метр (А/м).
- В гауссовой системе напряженностью магнитного поля называют величину $\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi \mathbf{J}$ (7.18)

- Из этого следует, что в вакууме $\mathbf{H}$ совпадает с $\mathbf{B}$. Единица $\mathbf{H}$ в гауссовой системе называемая эрстедом (Э), имеет ту же величину и размерность что и гаусс (Гс)

Напряженность магнитного поля

- Намагниченность принято связывать не с магнитной индукцией, а с напряженностью поля.
- Полагают, что в каждой точке магнетика

$$\mathbf{J} = \chi \mathbf{H} \quad (7.19)$$

- Где χ (кси) – характерная для данного магнетика величина, называемая магнитной восприимчивостью.
- χ является безразмерной величиной.

Напряженность магнитного поля

- Подставив в формулу (7.13) выражение (7.19) для $\mathbf{J}$, получим

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \chi \mathbf{H} \quad \text{следовательно} \quad \mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0(1 + \chi)} \quad (7.20)$$

- Безразмерная величина $\mu = 1 + \chi$ (7.21)

называется **относительной магнитной проницаемостью**,
или просто **магнитной проницаемостью**.

- Магнитная восприимчивость χ может быть как положительной, так и отрицательной.
- Поэтому магнитная проницаемость μ может быть как больше, так и меньше единицы

Напряженность магнитного поля

- С учетом (7.21) формуле (7.20) можно придать вид

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0 \mu} \quad (7.22)$$

- В гауссовой системе

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{4\pi\mu} \quad (7.23)$$

- Поэтому магнитной проницаемостью вещества называется безразмерная величина

$$\mu = 1 + \chi \quad (7.24)$$

Напряженность магнитного поля

- То есть (7.23) можно выразить как $\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu}$ (7.25)

- Значение μ в гауссовой системе совпадает со значением μ в СИ.

- Из этого следует, что $\chi_{\text{СИ}} = 4\pi\chi_{\text{ГС}}$ (7.26)

Вычисление поля в магнетиках

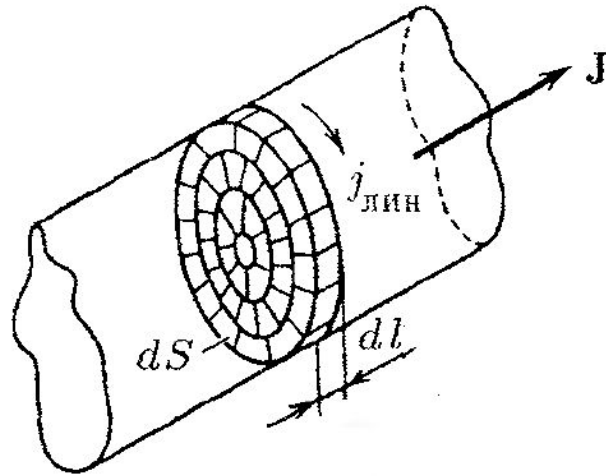


Рис.8

- Рассмотрим поле, создаваемое бесконечно длинным круглым намагниченным стержнем.
- Намагниченность J будем считать всюду одинаковой и направленной по оси стержня.
- Разобьем мысленно стержень на перпендикулярные к оси слои толщиной dl .

- Каждый слой разобьем в свою очередь на малые цилиндрические элементы с основаниями произвольной площади.

- Каждый такой элемент обладает магнитным моментом

$$dp_m = J \cdot dS \cdot dl \quad (7.27)$$

Вычисление поля в магнетиках

- Поле $\mathbf{B}'$, создаваемое элементом на расстояниях, больших по сравнению с его размерами, эквивалентно полю, которое создавал бы ток силы $I = Jdl$, обтекающий элемент по его боковой поверхности.

- Действительно, магнитный момент такого тока равен

$$dp_m = IdS = J \cdot dl \cdot dS$$

- На больших расстояниях магнитное поле определяется только модулем и направлением магнитного момента.
- Воображаемые токи, текущие по общему для двух соседних элементов участку поверхности, одинаковы по величине и противоположны по направлению, поэтому сумма их равна нулю.
- Таким образом, некомпенсированными останутся только

Вычисление поля в магнетиках

- Из этого следует, что слой стержня толщины dl создает поле, эквивалентное полю, которое создавал бы ток силы Jdl , обтекающий слой по боковой поверхности.
- Линейная плотность этого тока равна $j_{\text{лин}} = J$
- Весь же бесконечный намагниченный стержень создает поле, эквивалентное полю цилиндра, обтекаемого током с линейной плотностью $j_{\text{лин}} = J$.
- Ранее мы выяснили, что вне такого цилиндра поле равно нулю, а внутри цилиндра поле однородно и равно

$$\mathbf{B}' = \mu_0 \mathbf{J} \quad (7.28)$$

Вычисление поля в магнетиках

- Пусть имеется однородное поле $\mathbf{B}_0$, создаваемое макротоками в вакууме.
- Согласно (7.22) напряженность этого поля равна

$$\mathbf{H}_0 = \frac{\mathbf{B}_0}{\mu_0} \quad (7.29)$$

- Внесем в это поле (будем называть его внешним) бесконечно длинный круглый стержень из однородного и изотропного магнетика, расположив его вдоль направления $\mathbf{B}_0$.
- Из соображений симметрии следует, что возникающая в стержне намагниченность $\mathbf{J}$ коллинеарна с вектором $\mathbf{B}_0$.

Вычисление поля в магнетиках

- Намагниченный стержень создает внутри себя поле $\mathbf{B}'$, определяемое (7.28).
- В результате поле внутри стержня станет равным

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}' = \mathbf{B}_0 + \mu_0 \mathbf{J} \quad (7.30)$$

- Подставив это значение $\mathbf{B}$ в формулу (7.13), получим напряженность поля внутри стержня

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{J} = \frac{\mathbf{B}_0 + \mu_0 \mathbf{J}}{\mu_0} - \mathbf{J} = \frac{\mathbf{B}_0}{\mu_0} = \mathbf{H}_0$$

- Таким образом, напряженность поля в стержне оказывается совпадающей с напряженностью внешнего поля.

Вычисление поля в магнетиках

- Умножив $\mathbf{H}$ на $\mu_0\mu$, получим магнитную индукцию внутри стержня:

$$\mathbf{B} = \mu_0\mu\mathbf{H} = \mu_0\mu \frac{\mathbf{B}_0}{\mu_0} = \mu\mathbf{B}_0 \quad (7.31)$$

- Отсюда следует, что магнитная проницаемость μ показывает, во сколько раз усиливается поле в магнетике.
- Заметим, что поскольку поле $\mathbf{B}'$ отлично от нуля только внутри стержня, магнитное поле вне стержня остается без изменений.
- Полученный результат бывает справедлив в тех случаях, когда однородный и изотропный магнетик заполняет объем, ограниченный поверхностями, которые образованы линиями напряженности внешнего поля.
- В противном случае напряженность поля не совпадает с $\mathbf{H}_0 = \mathbf{B}_0/\mu_0$

Вычисление поля в магнетиках

- Условно полагают, что напряженность поля в магнетике равна

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 - \mathbf{H}_\times \quad (7.32)$$

- где $\mathbf{H}_0$ – внешнее поле, а $\mathbf{H}_\times$ - так называемое *размагничивающее поле*, которое предполагается пропорциональным намагниченности: (7.33)

- Коэффициент пропорциональности N называется размагничивающим фактором.
- Он зависит от формы магнетика.
- Для тела, поверхность которого не пересекается линиями напряженности внешнего поля, размагничивающий фактор равен нулю.

Вычисление поля в магнетиках

- Для тонкого диска, перпендикулярного внешнему полю, $N=1$, а для шара $N=1/3$.
- Соответствующий расчет показывает, что если однородный и изотропный магнетик имеющий форму эллипсоида, помещается в однородное внешнее поле, магнитное поле хотя и отлично в нем, но тоже однородно.
- То же справедливо для шара (частный случай эллипсоида), а также для длинного стержня, и тонкого диска, которые можно считать предельными случаями эллипсоида.

Вычисление поля в магнетиках

- В заключении найдем поле бесконечно длинного соленоида, заполненного однородным и изотропным магнетиком.
- Применив к соленоиду теорему о циркуляции (7.16), получим соотношение $Ha = naI$, отсюда

$$H = nI \quad (7.34)$$

- Таким образом, *напряженность поле внутри бесконечного соленоида равно произведению силы тока на число витков, приходящееся на единицу длины.*
- Вне соленоида поле равно нулю.

Условия на границе двух магнетиков

- Вблизи поверхности раздела двух магнетиков векторы $\mathbf{B}$ и $\mathbf{H}$ должны удовлетворять определенным граничным условиям, которые вытекают из соотношений (см. Формулы 7.2 и 7.9)

$$\nabla \mathbf{B} = 0, \quad [\nabla \mathbf{H}] = \mathbf{j} \quad (7.35)$$

- Мы рассматриваем стационарные поля
- Возьмем на границе двух магнетиков с проницаемостями μ_1 и μ_2 воображаемую цилиндрическую поверхность высоты h с основаниями S_1 и S_2 , расположенными по разные стороны поверхности раздела.

Условия на границе двух магнетиков

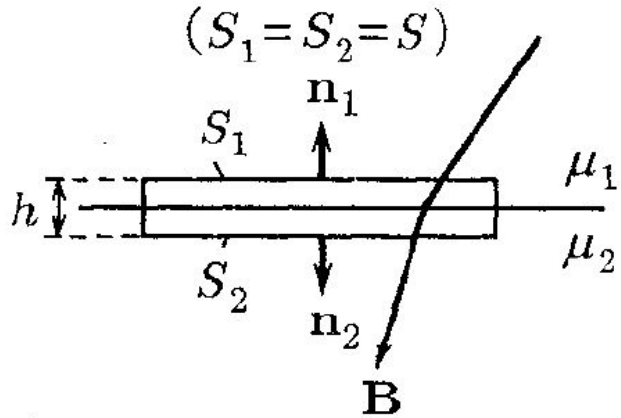


Рис.9

- Поток вектора $\mathbf{B}$ через эту поверхность равен

$$\Phi_{\text{вок}} = B_{1n}S + B_{2n}S + \langle B_n \rangle S \quad (7.36)$$

- В соответствии с тем, что $\nabla \mathbf{B} = 0$, поток вектора $\mathbf{B}$ через любую замкнутую поверхность равен нулю.

- Приравняв нулю выражение (7.36) и сделав переход $h \rightarrow 0$, приходим к соотношению $B_{1n} = -B_{2n}$
- Если проецировать $\mathbf{B}_1$ и $\mathbf{B}_2$ на одну и ту же нормаль, получится условие

$$B_{1n} = B_{2n} \quad (7.37)$$

Условия на границе двух магнетиков

- Используем выражение (7.22) и получим $\mu_0 \mu_1 H_{1n} = \mu_0 \mu_2 H_{2n}$

- Из чего следует, что
$$\frac{H_{1n}}{H_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1} \quad (7.38)$$

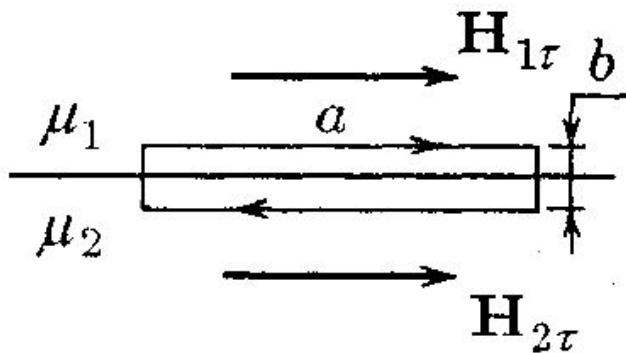


Рис.9

- Теперь возьмем на границе магнетиков прямоугольный контур и вычислим для него циркуляцию $\mathbf{H}$.
- При малых размерах контура циркуляцию можно представить в виде

$$\oint \mathbf{H}_l d\mathbf{l} = H_{1\tau} a - H_{2\tau} a + \langle H_l \rangle \cdot 2b \quad (7.39)$$

Где $\langle H_l \rangle$ - среднее значение H_l на перпендикулярных к границе участках контура.

Условия на границе двух магнетиков

- Если по границе раздела не текут макроскопические токи, $[\nabla \mathbf{H}]$ в пределах контура будет равен нулю.
- Поэтому и циркуляция будет равна нулю.
- Положив выражение (7.39) равным нулю и осуществив предельный переход $b \rightarrow 0$ придем к соотношению

$$H_{1\tau} = H_{2\tau} \quad (7.40)$$

- Заменим составляющие $\mathbf{H}$ на составляющие вектора $\mathbf{B}$, деленными на $\mu_0\mu$ и получим соотношение

$$\frac{B_{1\tau}}{\mu_0\mu_1} = \frac{B_{2\tau}}{\mu_0\mu_2} \quad \text{из которого} \quad \frac{B_{1\tau}}{B_{2\tau}} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (7.41)$$

следует

Условия на границе двух магнетиков

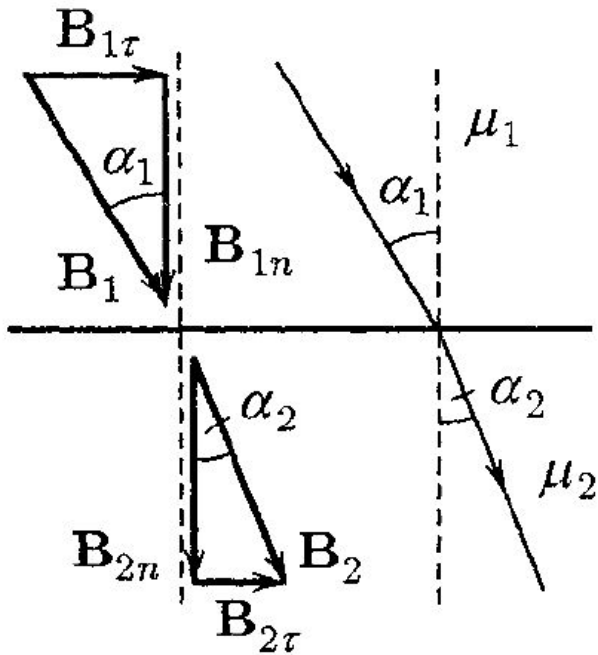


Рис.10

- На рисунке показано поведение линий $\mathbf{B}$ при пересечении границы раздела двух магнетиков.
- По аналогии с выражением (7.41) можем получить закон преломления линий магнитной индукции

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{B_{1\tau} / B_{1n}}{B_{2\tau} / B_{2n}} \Rightarrow \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (7.42)$$

- При переходе в магнетик с большей μ линии магнитной индукции отклоняются от нормали к поверхности.
- Это приводит к сгущению линий.

Условия на границе двух магнетиков

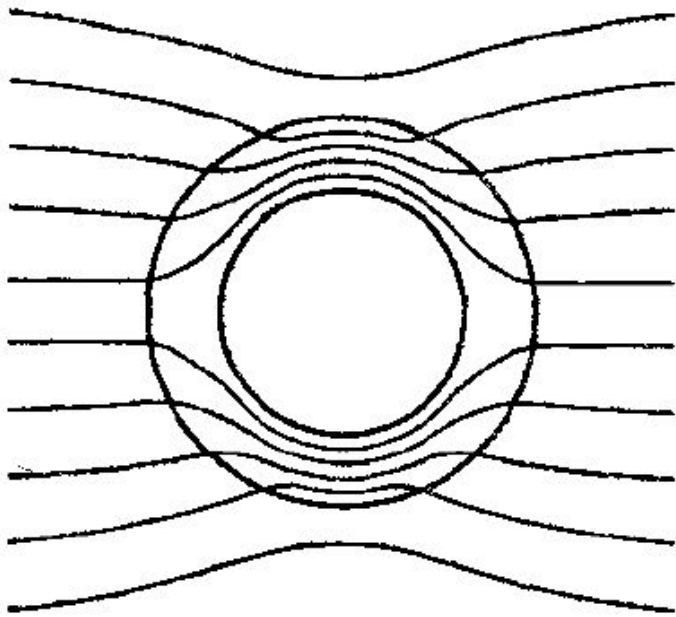


Рис.11

- Сгущение линий B в веществе с большой магнитной проницаемостью дает возможность формировать магнитные пучки, т.е. придавать им необходимую форму и направление.
- Для того, чтобы осуществить магнитную защиту некоторого объема, его окружают железным экраном.
- Сгущение линий в толщине экрана приводит к ослаблению поля внутри.

Условия на границе двух магнетиков

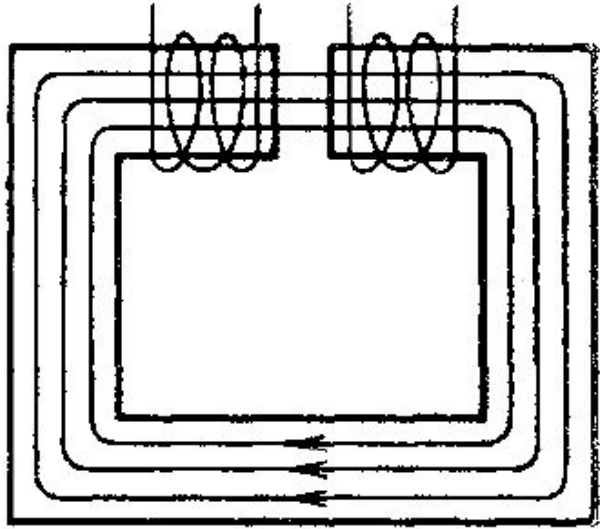


Рис.12

- На рисунке схема лабораторного электромагнита
- От состоит из железного сердечника, на который насажены питаемые током катушки.
- Линии магнитного поля сосредоточены в основном внутри сердечника.
- Лишь в узком воздушном зазоре они проходят в среде с малой μ .
- Вектор $\mathbf{B}$ пересекает границы между воздушным зазором и сердечником по нормали к поверхности раздела.
- Отсюда согласно (7.37) следует что магнитная индукция в зазоре и в сердечнике одинакова по модулю.

Условия на границе двух магнетиков

- Применим теорему о циркуляции H к контуру, проходящему через ось сердечника.
- Напряженность поля можно считать всюду в железе одинаковой и равной $H_{\text{жел}} = B/(\mu_0 \mu_{\text{жел}})$.
- Напряженность поля в воздухе будет $H_{\text{возд}} = B/(\mu_0 \mu_{\text{возд}})$
- Обозначим длину участка контура в железе через $l_{\text{жел}}$, а в зазоре – $l_{\text{возд}}$.
- Тогда циркуляцию можно представить в виде $H_{\text{жел}} l_{\text{жел}} + H_{\text{возд}} l_{\text{возд}}$
- Эта циркуляция должна быть равна NI , где N – суммарное количество витков, а I – сила тока.

Условия на границе двух магнетиков

- Таким образом получим
$$\frac{B}{\mu_0 \mu_{\text{ж\text{ел}}}} l_{\text{ж\text{ел}}} + \frac{B}{\mu_0 \mu_{\text{возд}}} l_{\text{возд}} = NI$$
- Отсюда, с учетом того, что $\mu_{\text{возд}}$ отличается от единицы лишь в пятом знаке после запятой, получим

$$B = \mu_0 I \frac{N}{l_{\text{возд}} / \mu_{\text{возд}} + l_{\text{ж\text{ел}}} / \mu_{\text{ж\text{ел}}}} \approx \frac{N}{l_{\text{возд}} + l_{\text{ж\text{ел}}} / \mu_{\text{ж\text{ел}}}}$$

- Обычно $l_{\text{возд}}$ бывает порядка 0,1 м, $l_{\text{ж\text{ел}}}$ – порядка 1 м, $\mu_{\text{ж\text{ел}}}$ достигает значений порядка нескольких тысяч, поэтому вторым слагаемым в знаменателе можно пренебречь и тогда получим

$$B = \mu_0 I \frac{N}{l_{\text{возд}}} \quad (7.43)$$

Условия на границе двух магнетиков

$$B = \mu_0 I \frac{N}{l_{\text{возд}}}$$

- Следовательно, магнитная индукция в зазоре электромагнита имеет такое же числовое значение, какое она имела бы внутри тороида без сердечника, на единицу длины которого было бы намотано число витков, равное $N/l_{\text{возд}}$.
- Увеличивая общее число витков и уменьшая размеры воздушного зазора, можно получать поля с большим значением **B**.
- Практически с помощью электромагнитов с железным сердечником удастся получать поля с **B** порядка нескольких тесла

Виды магнетиков

- Формула (7.19) определяет магнитную восприимчивость единицы объема вещества.
- Часто вместо этой восприимчивости пользуются отнесенной к одному молю вещества молярной восприимчивостью
- Очевидно, что $\chi_M = \chi V_M$, где V_M – объем моля вещества.
- В то время как χ – безразмерная величина, χ_M измеряется в $\text{м}^3/\text{моль}$.
- В зависимости от знака и величины магнитной восприимчивости все магнетики разделяются на три группы

Виды магнетиков

Тип магнетика	Знак магнитной восприимчивости	Величина магнитной восприимчивости
Диамагнетики	Отрицательный	$\sim 10^{-11} \div 10^{-10} \text{ м}^3/\text{моль}$
Парамагнетики	Положительный	$\sim 10^{-10} \div 10^{-9} \text{ м}^3/\text{моль}$
Ферромагнетики	Положительный	$\sim 1 \text{ м}^3/\text{моль}$

- Кроме того, в отличие от диа- и парамагнетиков, для которых не зависит от $\mathbf{H}$, восприимчивость ферромагнетиков является функцией напряженности магнитного поля.
- Таким образом, намагниченность $\mathbf{J}$ может как совпадать по направлению с $\mathbf{H}$ (у пара- и ферромагнетиков), так и быть направленной в противоположную сторону (у диамагнетиков).

Диамагнетизм

- Электрон, движущийся по орбите, подобен волчку, поэтому ему должны быть свойственны все особенности гироскопов под действием внешних сил.
- Отношение магнитного момента элементарной частицы к ее механическому моменту называется магнитомеханическим (или гиромагнитным) соотношением

$$\frac{\mu_m}{M} = -\frac{e}{2m} \quad (7.44)$$

- При соответствующих условиях должна возникать прецессия электронной орбиты
- Условия прецессии возникают, если атом находится в магнитном поле $\mathbf{B}$.
- В этом случае на орбиту действует вращающий момент $\mathbf{N}=[\mathbf{p}_m \mathbf{B}]$, стремящийся установить орбитальный магнитный момент электрона $\mathbf{p}$

Диамагнетизм

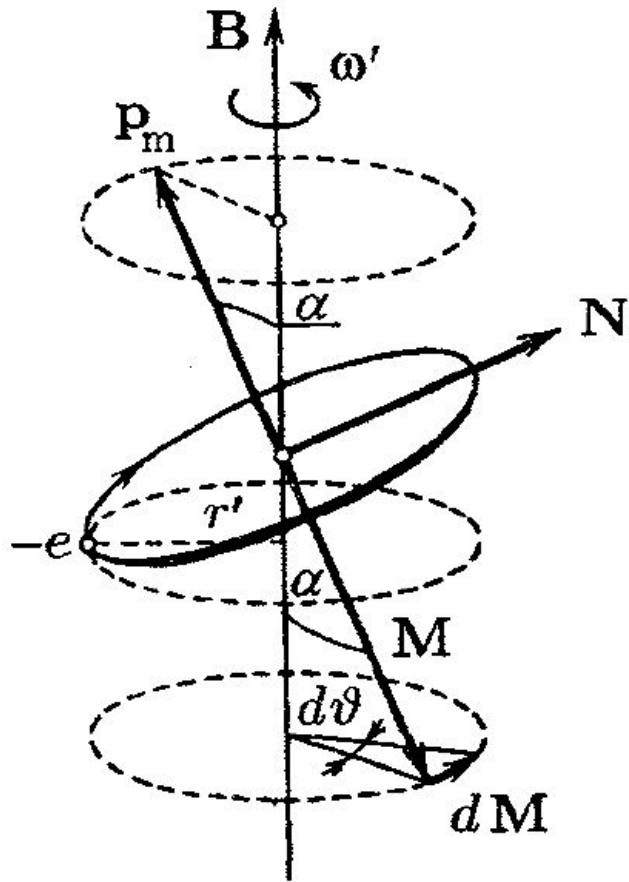


Рис.13

- При этом механический момент $\mathbf{M}$ установится против поля
- Под действием момента $\mathbf{N}$ векторы $\mathbf{p}_m$ и $\mathbf{M}$ совершают прецессию вокруг направления вектора магнитной индукции $\mathbf{B}$.
- Найдем скорость этой прецессии.
- За время dt вектор $\mathbf{M}$ получает приращение $d\mathbf{M}$, равное $d\mathbf{M} = \mathbf{N}dt$
- Вектор $d\mathbf{M}$, как и вектор $\mathbf{N}$, перпендикулярен к плоскости, проходящей через векторы $\mathbf{B}$ и $\mathbf{M}$; его модуль равен

$$|d\mathbf{M}| = p_m B \sin \alpha \cdot dt$$
- Где α - угол между $\mathbf{p}_m$ и $\mathbf{B}$.

Диамагнетизм

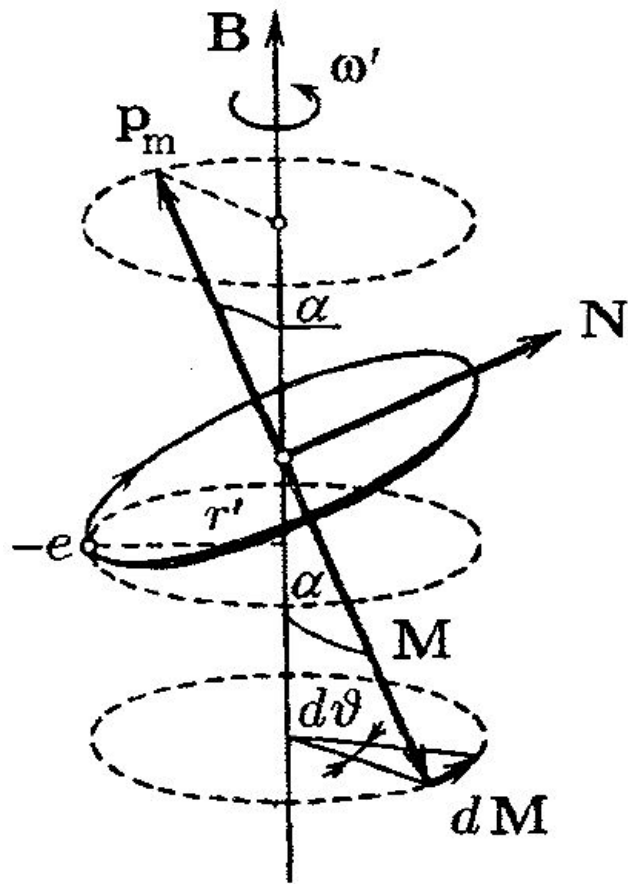


Рис.13

- За время dt плоскость, в которой лежит вектор $\mathbf{M}$, повернется вокруг направления $\mathbf{B}$ на угол

$$d\vartheta = \frac{|d\mathbf{M}|}{M \sin \alpha} = \frac{p_m B \sin \alpha dt}{M \sin \alpha} = \frac{p_m}{M} B dt$$

- Разделив этот угол на dt , получим угловую скорость прецессии:

$$\omega_L = \frac{d\vartheta}{dt} = \frac{p_m}{M} B$$

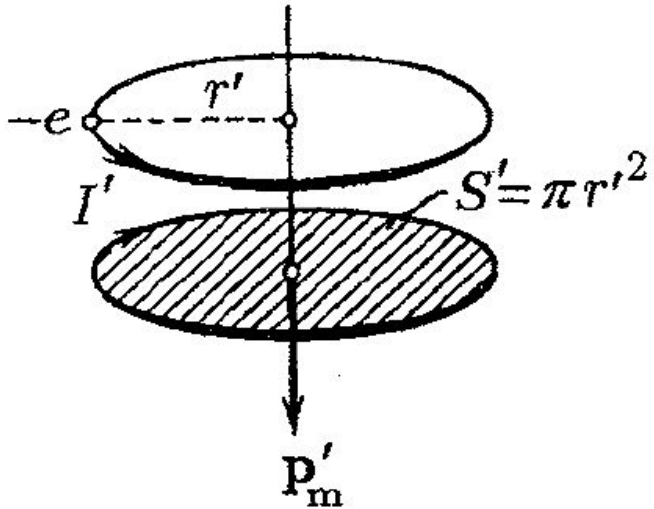
- Из чего следует
$$\omega_L = \frac{eB}{2m} \quad (7.45)$$

- Где e – заряд электрона, а m – масса электрона

Диамагнетизм

- Частоту (7.45) называют частотой ларморовой прецессии или просто ларморовой частотой.
- Она не зависит ни от угла наклона орбиты по отношению к направлению магнитного поля, ни от радиуса орбиты или скорости электрона.
- Следовательно, ларморова частота одинакова для всех электронов, входящих в состав атома.
- Прецессия орбиты обуславливает дополнительное движение электрона вокруг направления поля.

Диамагнетизм



- Если бы расстояние r' электрона от параллельной $\mathbf{B}$ оси, проходящей через центр орбиты, не изменялось, дополнительное движение электрона происходило по окружности радиуса r' .
- Ему соответствовал бы круговой ток $I' = e(\omega_L/2\pi)$ вокруг заштрихованной площади S , магнитный момент которого направлен в сторону, противоположную $\mathbf{B}$

$$p'_m = I' S' = e \frac{\omega_L}{2\pi} \pi r'^2 = \frac{e\omega_L}{2} r'^2 \quad (7.46)$$

- Этот момент называется **индуцированным** или **наведенным магнитным моментом**

Диамagnetизм

- В действительности, вследствие движения электрона по орбите, расстояние r' все время изменяется.
- Поэтому в формуле (7.46) вместо r'^2 нужно брать усредненное по времени значение $\langle r'^2 \rangle$.
- Это среднее значение зависит от угла α , характеризующего ориентацию плоскости орбиты по отношению к $\mathbf{B}$.
- В частности, для орбиты, перпендикулярной к вектору $\mathbf{B}$, r' постоянно и равно радиусу орбиты r .
- Для орбиты, плоскость которой проходит через направление $\mathbf{B}$, r' изменяется по закону $r' = r \sin \omega t$, где ω - угловая скорость обращения электрона по орбите.

Диамагнетизм

- Следовательно $\langle r'^2 \rangle = r^2 / 2 \left(\langle \sin^2 \omega t \rangle = 1/2 \right)$
- Если произвести усреднение по всем возможным значениям α , считая их равновероятными, то получается

$$\langle r'^2 \rangle = \frac{2}{3} r^2 \quad (7.47)$$

- Подставив в (7.46) значение (7.45) и (7.47), получим для среднего значения индуцированного магнитного момента электрона следующее выражение

$$\langle p'_m \rangle = -\frac{e^2}{6m} r^2 B \quad (7.48)$$

- Знак минус отражает то обстоятельство, что векторы $\langle \mathbf{p}'_m \rangle$ и $\mathbf{B}$ направлены в противоположные стороны.

Диамагнетизм

- В общем случае (например для эллиптической орбиты) вместо r^2 нужно взять $\langle r^2 \rangle$, то есть средний квадрат расстояния электрона от ядра.
- Просуммировав выражение (7.48) по всем электронам, найдем индуцированный момент атома:

$$p'_{\text{мат}} = \sum \langle p'_m \rangle = -\frac{e^2 B}{6m} \sum_{k=1}^Z \langle r_k^2 \rangle \quad (7.49)$$

- (Z – атомный номер химического элемента, число электронов в атоме равно Z).
- Итак, под действием внешнего магнитного поля происходит прецессия электронных орбит с одинаковой для всех электронов угловой скоростью.

Диамагнетизм

- Обусловленное прецессией дополнительное движение электронов приводит к возникновению индуцированного магнитного момента атома, направленного против поля.
- Ларморова прецессия возникает у всех без исключения веществ.
- Однако в тех случаях, когда атомы обладают сами по себе магнитным моментом, магнитное поле не только индуцирует момент (7.49), но и оказывает на магнитные моменты атомов ориентирующее воздействие, устанавливая их по направлению поля.

Диамагнетизм

- Возникающий при этом положительный магнитный момент бывает значительно больше, чем отрицательный индуцированный момент.
- Поэтому результирующий момент оказывается положительным и вещество ведет себя как парамагнетик.
- ***Диамагнетизм обнаруживают только те вещества, у которых атомы не обладают собственным магнитным моментом***

Парамагнетизм

- Если магнитный момент $\mathbf{p}_m$ атомов отличен от нуля, вещество ведет себя как парамагнитное.
- Магнитное поле стремится установить магнитные моменты атомов вдоль $\mathbf{B}$, а тепловое движение стремится разбросать их по всем направлениям.
- В результате устанавливается некоторая преимущественная ориентация моментов вдоль поля, тем большая чем больше $\mathbf{B}$, и тем меньшая, чем выше температура.
- П.Кюри экспериментально установил закон, согласно которому магнитная восприимчивость парамагнитного вещества равна

$$\chi_M = \frac{C}{T} \quad (7.50)$$

Где C – постоянная Кюри, зависящая от рода вещества, а T – термодинамическая температура

Парамагнетизм

- Классическая теория парамагнетизма была развита Ланжевеном в 1905 году.
- Для не слишком сильных полей и не очень низких температур значение магнитной восприимчивости для парамагнетиков равно

$$\chi_M = \frac{\mu_0 N_A p_m^2}{3kT} \quad (7.51)$$

И следовательно, значение постоянной Кюри

$$C = \frac{\mu_0 N_A p_m^2}{3k} \quad (7.52)$$

- Где N_A – постоянная Авогардо, а k – постоянная Больцмана.

Парамагнетизм

- В очень сильных полях и при низких температурах наблюдается отступления от пропорциональности между намагниченностью парамагнетика J и напряженностью поля H
- В частности, может наступить магнитное насыщение, при котором все μ_m выстраиваются по полю и дальнейшее увеличение H не приводит к возрастанию J .

Ферромагнетизм

- Особый класс магнетиков образуют вещества, способные обладать намагниченностью в отсутствие внешнего магнитного поля.
- По своему наиболее распространенному представителю – железу – они получили название **ферромагнетиков**.
- К их числу, кроме железа, принадлежат никель, кобальт, гадолиний, их сплавы и соединения, а также некоторые сплавы и соединения марганца и хрома с ферромагнитными элементами.
- Ферромагнетизм присущ всем этим веществам только в кристаллическом состоянии.

Ферромагнетизм

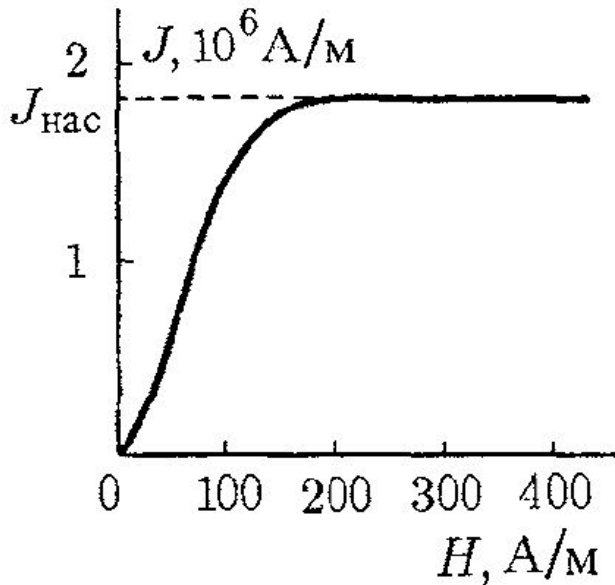


Рис.14

- Ферромагнетики являются сильномагнитными веществами.
- Их намагниченность в огромное (до 10^{10}) число раз превосходит намагниченность диа- и парамагнетиков, принадлежащих к категории слабомагнитных веществ.
- Намагниченность слабомагнитных веществ изменяется линейно.

- Намагниченность ферромагнетиков зависит от H сложным образом.
- На рисунке 14 показана кривая намагничения ферромагнетика, магнитный момент которого первоначально был равен нулю.
- Она называется основной или нулевой кривой намагничения.

Ферромагнетизм

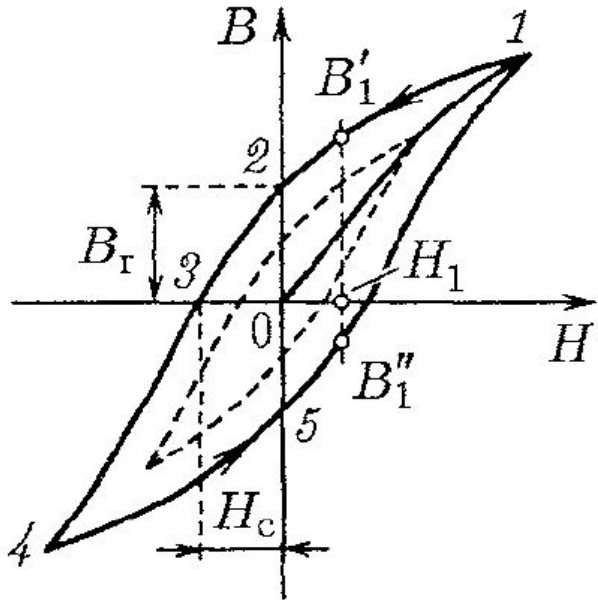


Рис.15

- Уже в полях порядка нескольких эрстед ($\sim 100 \text{ А/м}$) намагниченность J достигает насыщения.
- Основная кривая намагничения на диаграмме B - H приведена на рисунке 15 (кривая 0-1).
- Напомним, что $B = \mu_0(H + J)$. Поэтому по достижении насыщения B продолжает расти с H по линейному закону:

$$B = \mu_{\text{нас}} H + \text{const} = \mu_0 J$$

- Кривая намагничения железа была впервые получена и подробно исследована Столетовым.

Ферромагнетизм

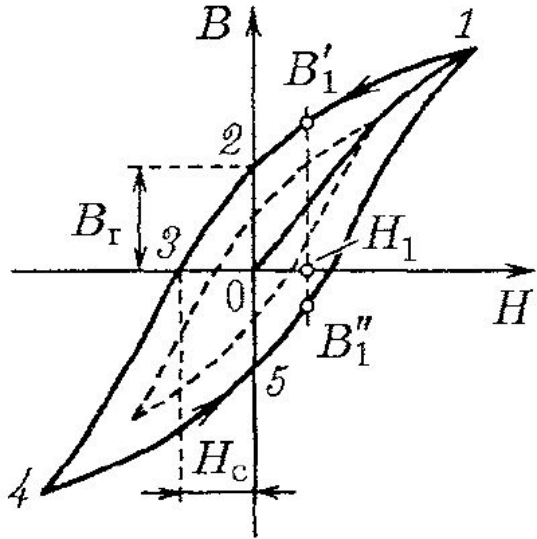


Рис.15

- Кроме нелинейной зависимости между H и J (или между H и B), для ферромагнетиков характерно также наличие гистерезиса.
- Если довести намагничивание до насыщения (точка 1) и затем уменьшать напряженность магнитного поля, то индукция B следует не по первоначальной кривой 0-1, а изменяется в соответствии с кривой 1-2.
- В результате, когда напряженность внешнего поля станет равной нулю, (точка 2), намагниченность не исчезает и характеризуется величиной B_r , которая называется остаточной индукцией.
- Намагниченность при этом имеет значение J_r , называемое остаточной намагниченностью.

Ферромагнетизм

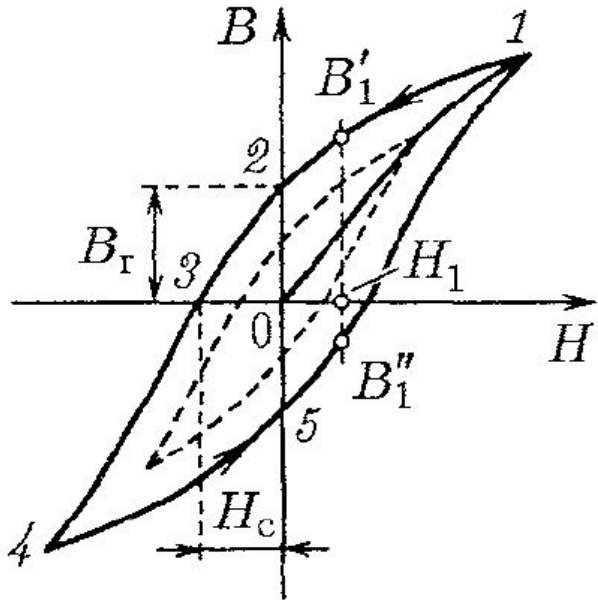


Рис.15

- Индукция B обращается в нуль лишь под действием поля H_c , имеющего направление, противоположное полю, вызвавшему намагничение.
- Напряженность H_c называется коэрцитивной силой.
- Существование остаточной намагниченности делает возможным изготовление постоянных магнитов.
- Постоянный магнит тем лучше сохраняет свои свойства, чем больше коэрцитивная сила материала, из которого он изготовлен.

Ферромагнетизм

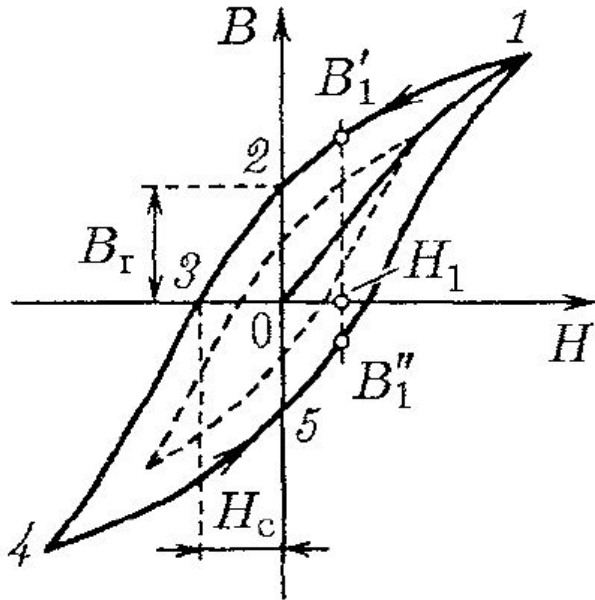


Рис.15

- При действии на ферромагнетик переменного магнитного поля индукция изменяется в соответствии с кривой 1-2-3-4-5-1, которая называется **петлей гистерезиса**.
- Аналогичная петля получается и на диаграмме **J - H**
- Если максимальные значения **H** таковы, что намагниченность достигает насыщения, получается так **называемая максимальная петля гистерезиса**.
- Если при амплитудных значениях **H** насыщение не достигается, получается петля, называемая частным циклом.
- Частных циклов бесконечное множество, все они лежат внутри максимальной петли гистерезиса.

Ферромагнетизм

- Гистерезис приводит к тому, что намагничение ферромагнетика не является однозначной функцией H .
- Оно в сильной мере зависит от предыстории образца – от того, в каких полях он побывал прежде.
- В связи с неоднозначностью зависимости B от H понятие магнитной проницаемости применяется лишь к основной кривой намагничения.
- Магнитная проницаемость ферромагнетиков μ (а следовательно, и магнитная восприимчивость) является функцией напряженности поля.

Ферромагнетизм

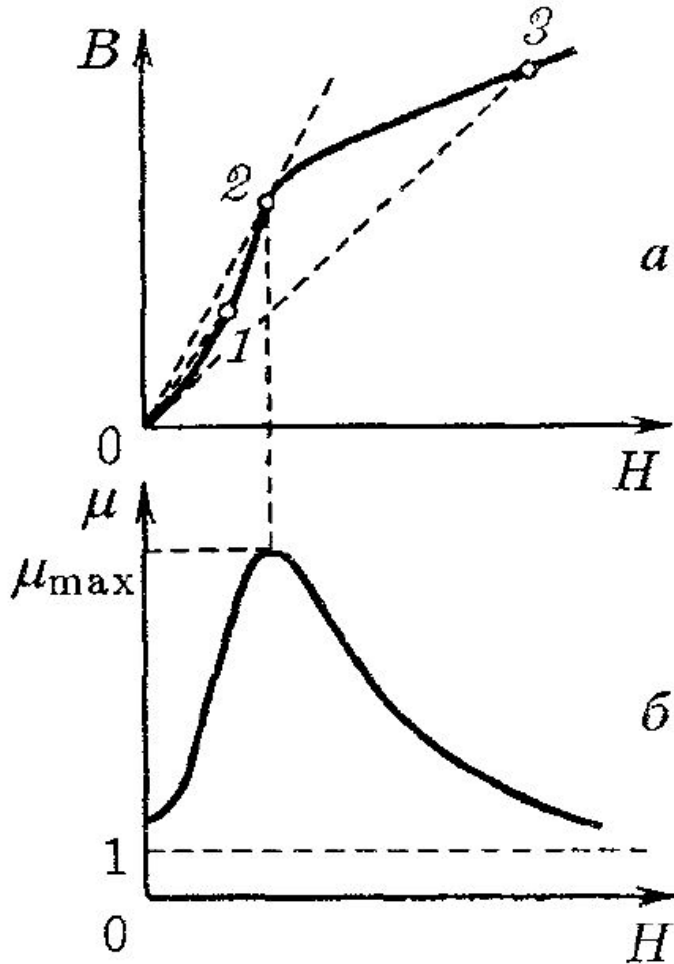


Рис.16

- На рисунке 16*a* изображена основная кривая намагничения.
- Проведем из начала координат прямую линию, проходящую через произвольную точку кривой.
- Тангенс угла наклона этой прямой пропорционален отношению B/H , то есть магнитной проницаемости μ для соответствующего значения напряженности поля.
- При увеличении H от нуля угол наклона, а значит и μ , сначала растет.
- В точке 2 он достигает максимума, а затем убывает.

Ферромагнетизм

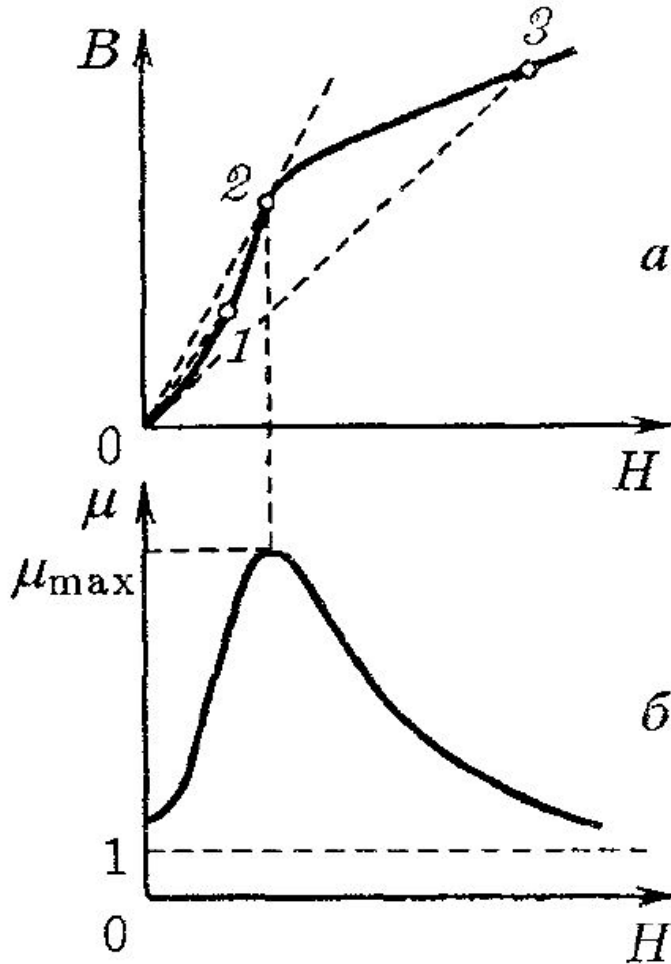


Рис.16

- На нижнем рисунке 16б дан график зависимости μ от H .
- Из рисунка видно, что максимальное значение проницаемости достигается несколько раньше, чем насыщение.
- При неограниченном возрастании H проницаемость асимптотически приближается к единице.
- Это следует из того, что в J в выражении $\mu=1+J/H$ не может превысить значения $J_{\text{нас}}$.
- Величины B_r (или J_r), H_c и $\mu_{\max}$ являются основными характеристиками ферромагнетика.

Ферромагнетизм

- Если коэрцитивная сила H_c велика, ферромагнетик называется жестким.
- Для него характерна широкая петля гистерезиса.
- Ферромагнетик с малой H_c и соответственно узкой петлей гистерезиса называется мягким.
- В зависимости от назначения берутся ферромагнетики с той или иной характеристикой.
- Для постоянных магнитов используются жесткие ферромагнетики.
- Для сердечников трансформаторов – мягкие.

Ферромагнетизм

Материал	Состав	$\mu_{\max}$	B_c , Тл	H_c , А/м
Железо	99,9% Fe	5 000	—	80
Супермаллой	79% Ni, 5% Mo, 16% Fe	800 000	—	0,3
Алنيко	10% Al, 19% Ni, 18% Co, 53% Fe	—	0,9	52 000

Ферромагнетизм

- Из опытов по изучению магнитомеханических явлений следует, что ответственными за магнитные свойства ферромагнетиков являются собственные (спиновые) магнитные моменты электронов.
- При определенных условиях могут возникать силы, которые заставляют магнитные моменты электронов выстраиваться параллельно друг другу.
- В результате возникают области спонтанного намагничивания, которые называют доменами.
- В пределах каждого домена ферромагнетик намагничен до насыщения и обладает определенным магнитным моментом.

Ферромагнетизм

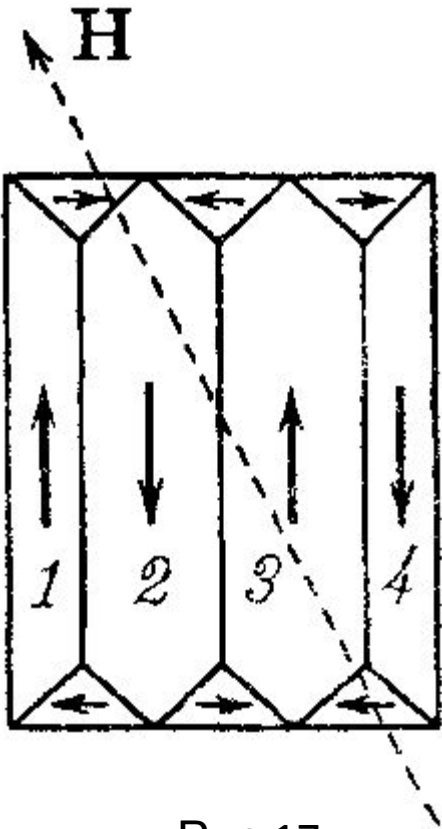


Рис.17

- Направления этих моментов для разных доменов различны, так что в отсутствии внешнего поля суммарный момент всего тела равен нулю.
- Домены имеют размеры порядка 1-10 мкм.
- Действие поля на домены на разных стадиях процесса намагничивания оказывается различным.
- Вначале, при слабых полях, наблюдается смещение границ доменов, в результате чего происходит увеличение тех доменов, моменты которых составляют с $\mathbf{H}$ меньший угол, за счет доменов, у которых угол между векторами $\mathbf{p}_m$ и $\mathbf{H}$ больше.
- Домены 1 и 3 увеличиваются за счет доменов 2 и 4.⁸³

Ферромагнетизм

- С увеличением напряженности поля этот процесс идет все дальше и дальше, пока домены с меньшими углами не поглотят целиком энергетически менее выгодные домены.
- На следующей стадии имеет место поворот магнитных доменов в направлении поля.
- При этом моменты электронов в пределах домена поворачиваются одновременно, без нарушения строгой параллельности друг другу.
- Эти процессы являются необратимыми, что и служит причиной гистерезиса.

Ферромагнетизм

- Для каждого ферромагнетика имеется определенная температура T_c , при которой области спонтанного намагничивания распадаются и вещество утрачивает свойство ферромагнетика.
- Эта температура называется точкой Кюри.
- Для железа она равна 768°C , а для Никеля 365°C .
- При температуре выше точки Кюри ферромагнетик становится обычным парамагнетиком, магнитная восприимчивость которого подчиняется закону Кюри-Вейсса

$$\chi_M = \frac{C}{T - T_c} \quad (7.53)$$

Ферромагнетизм

- При охлаждении ферромагнетика ниже точки Кюри в нем снова возникают домены.
- В некоторых случаях обменные силы приводят к возникновению так называемых антиферромагнетиков (хром, марганец и др.).
- В антиферромагнетиках собственные магнитные моменты электронов самопроизвольно ориентированы антипараллельно друг другу.
- Такая ориентация охватывает попарно соседние атомы.
- В результате антиферромагнетики обладают крайне малой магнитной восприимчивостью и ведут себя как очень слабые парамагнетики.

Ферромагнетизм

- Для антиферромагнетиков также существует T_N , при которой антипараллельная ориентация спинов исчезает.
- Эта температура называется антиферромагнитной точкой Кюри или точкой Нееля.
- У некоторых антиферромагнетиков, например у меди, таких температур две, (верхняя и нижняя точки Нееля).
- Антиферромагнитные свойства наблюдаются только при промежуточных значениях температуры.
- Выше верхней точки вещество ведет себя как парамагнетик.
- При температурах ниже нижней точки Нееля вещество становится ферромагнетиком.