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
- Намагничение магнетика
- Напряженность магнитного поля
- Вычисление поля в магнетиках
- Условия на границе двух магнетиков
- Виды магнетиков
- Магнитомеханические явления
- Диамагнетизм
- Парамагнетизм
- Ферромагнетизм

Циркуляция векторного поля

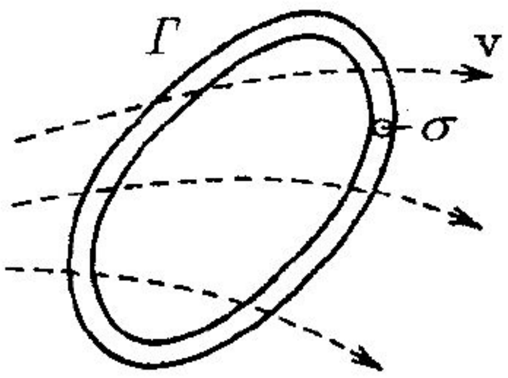


Рис.1

- Представим себе канал очень тонкого сечения, в котором течет жидкость.
- Этот канал включает в себя контур **Г**.
- 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 **Г** называют величину, равную произведению скорости жидкости в канале на длину канала.

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

- Циркуляция любого вектора a по произвольному замкнутому контуру **Г**

$$\text{циркуляция } \mathbf{a} \text{ по } \Gamma = \oint_{\Gamma} \mathbf{a}\, d\mathbf{l} = \oint_{\Gamma} a_l\, dl$$

Ротор векторного поля

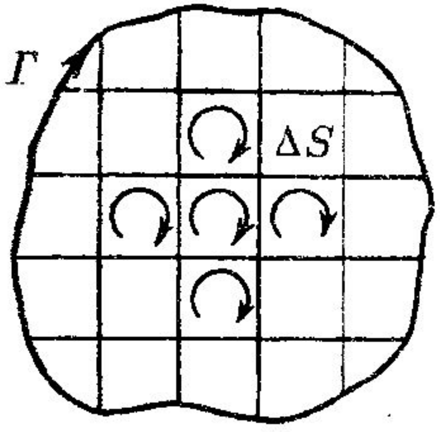


Рис.2

- Циркуляция ***C*** вектора a 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:

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

Ротор векторного поля

- В однородном поле циркуляция по любому контуру равна нулю.

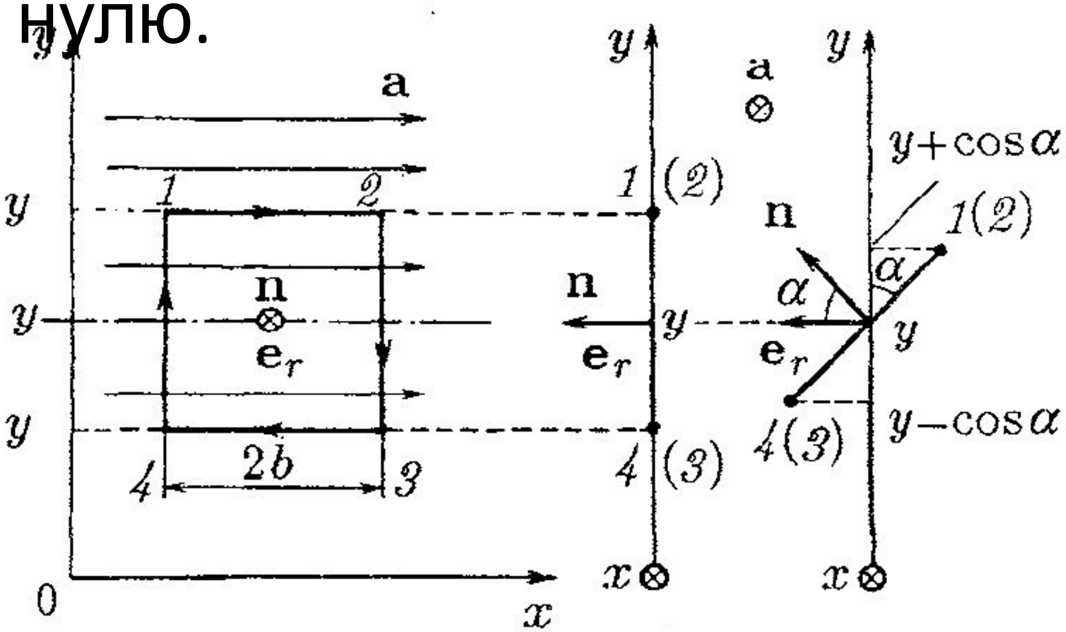


Рис.3

- 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 $\mathrm{rot}\,\mathbf{a}$ либо $[\nabla\,\mathbf{a}]$

Ротор векторного поля

- Плотность порождения циркуляции равна проекции характеризующего поле вектора rot a на положительную нормаль к контуру

$$\left(\mathrm{rot}\,\mathbf{a}\right)_n = \lim_{\Delta S \to 0} \frac{\Delta C}{\Delta S} = \lim_{\Delta S \to 0} \frac{1}{\Delta S} \oint \mathbf{a}\,d\mathbf{l}$$

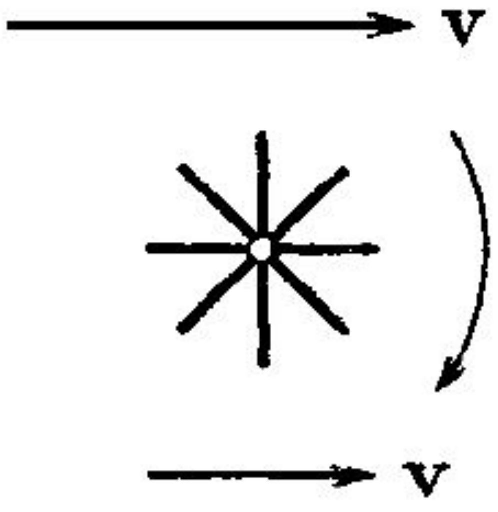


Рис.4

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

$$\oint_{\Gamma} \mathbf{a}\,d\mathbf{l} = \int_{S} \mathrm{rot}\,\mathbf{a}\cdot d\mathbf{S}$$

- 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 **B** магнитной индукции не имеют ни начала ни конца.
- Поэтому поток вектора **B** через замкнутую поверхность должен быть равен нулю.
- Таким образом, для любого магнитного поля и произвольной замкнутой поверхности S имеет место условие

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

- Заменив 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:

$$\nabla \mathbf{B} = 0 \tag{7.2}$$

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

$$\oint \mathbf{B} d\mathbf{l} \tag{7.3}$$

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

$$\left[\nabla \mathbf{B}\right] = \mu_0 \mathbf{j} \tag{7.4}$$

Дивергенция и ротор магнитного поля

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

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

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

Ротор $\mathbf{E}$ равен 0

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

Дивергенция $\mathbf{B}$ равна 0

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

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

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

Намагничение 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 $\mathbf{B}'$, которое накладывается на обусловленное токами поле $\mathbf{B}_0$.
- Оба поля в сумме дают результирующее поле

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

Намагничение магнетика

- Истинное (микроскопическое) поле в магнетике сильно изменяется в пределах межмолекулярных расстояний.
- Под $\mathbf{B}$ подразумевается усредненное (макроскопическое) поле.
- Для объяснения намагничения **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.

Намагничение 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 $\mathbf{B}'$.

Намагничение магнетика

- Намагничение 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

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} \mathbf{p}_{\mathrm{m}} \qquad (7.6)$$

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

Намагничение магнетика

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

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

- Таким образом, для магнитного поля в веществе справедливы выражения

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

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:

$$[\nabla \mathbf{B}'] = \mu_0 \mathbf{j}_{\text{мол}}$$

- Следовательно, ротор результирующего поля определяется как

$$[\nabla \mathbf{B}] = \mu_0 (\mathbf{j} + \mathbf{j}_{\text{мол}}) \qquad (7.9)$$

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

$$\int\limits_S \mathbf{j}_{\text{мол}} d\boldsymbol{S} \qquad (7.10)$$

- где S – поверхность, натянутая на контур.
- В алгебраическую сумму молекулярных токов входят только те токи, которые оказываются «нанизанными» на контур (I'

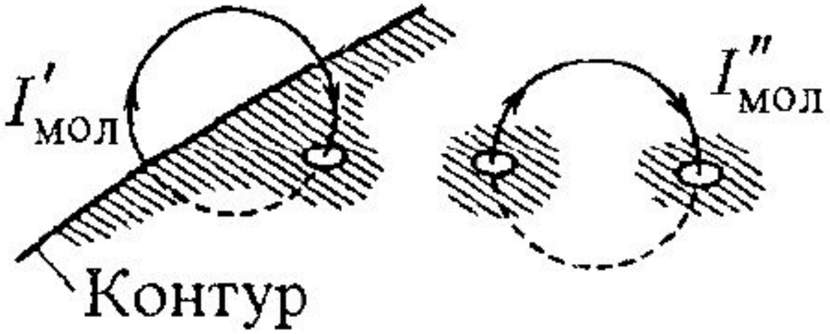


Рис.5

- Токи не «нанизанные» на контур, либо не пересекут поверхность, либо пересекут ее дважды, один раз в одном направлении, второй раз - в другом (I’’мол).

Напряженность магнитного поля

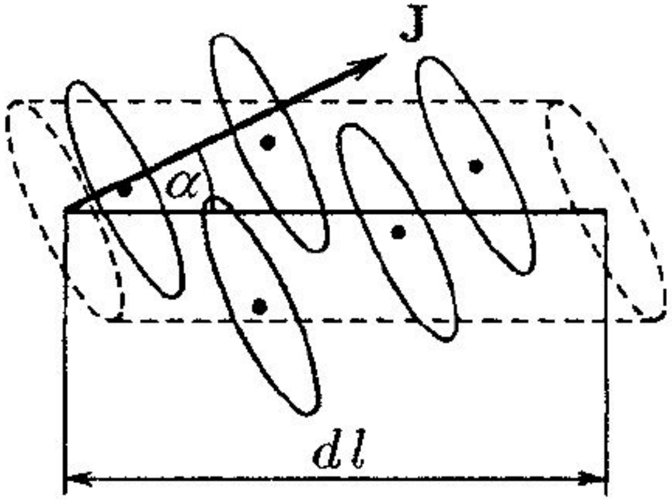


Рис.6

- 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 $\boldsymbol{\alpha}$, нанизывает на себя те молекулярные токи, центры которых попадают внутрь косого цилиндра с объемом $S_{мол} cos\alpha\, dl$
- ($S_{мол}$ – площадь, охватываемая отдельным молекулярным током).
- Если n – число молекул в единице объема, то суммарный ток, охватываемый элементом dl, равен $I_{мол} n S_{мол} cos\alpha\, dl.$
- Произведение $I_{мол} S_{мол}$ равно магнитному моменту $\mathbf{p}_{\mathrm{m}}$ отдельного молекулярного тока.

Напряженность магнитного поля

- Следовательно выражение $I_{мол}S_{мол}n$ представляет собой магнитный момент единицы объема, т.е. дает модуль вектора **j**, а $I_{мол}nS_{мол}cos\alpha\, dl$ – проекцию вектора **J** на направление элемента dl.
- Таким образом суммарный молекулярный ток, охватываемый элементом dl, равен $\mathbf{J}d\mathbf{l}$, а сумма молекулярных токов, охватываемых всем контуром, равна

$$\int_S \mathbf{j}_{\text{мол}} d\boldsymbol{S} = \oint_\Gamma \mathbf{J} d\mathbf{l}$$

- Преобразовав правую часть по теореме Стокса, получим

$$\int_S \mathbf{j}_{\text{мол}} d\boldsymbol{S} = \oint_S \left[\nabla \mathbf{J}\right] \cdot d\mathbf{S}$$

Напряженность магнитного поля

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

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

- 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

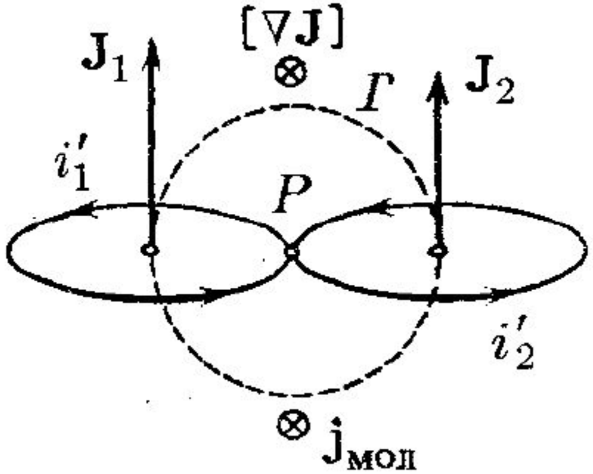


Рис.7

- Формула (7.6) допускает следующую наглядную интерпретацию.
- На рисунке 7 изображены векторы намагниченности **J1** и **J2** в непосредственной близости к точке P.
- Точка P и оба вектора лежат в плоскости рисунка.
- Изображенный штриховой линией контур **Г** также расположен в плоскости рисунка.
- Если характер намагниченности таков, что векторы **J1** и **J2** одинаковы по модулю, то циркуляция **J** по контуру **Г** будет равна нулю.
- Соответственно $[\nabla \mathbf{J}]$ в точке P также будет равен нулю.

Напряженность магнитного поля

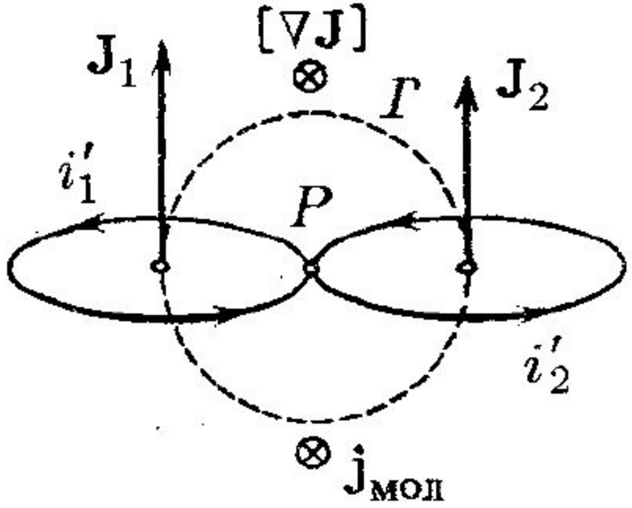


Рис.7

- Намагниченностям $\mathbf{J}_1$ и $\mathbf{J}_2$ 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 $\mathbf{J}_1$ и $\mathbf{J}_2$ направления токов i'_1 и i'_2 в точке P будут взаимно противоположными.
- В силу $\mathbf{J}_1=\mathbf{J}_2$ токи i'_1 и i'_2 одинаковы по величине, вследствие чего результирующий молекулярный ток в точке P оказывается, как и $[\nabla\mathbf{J}]$, равным нулю: $\mathbf{j}_{мол}=\mathbf{0}$.

Напряженность магнитного поля

- Теперь допустим, $J_1 > J_2$. Тогда циркуляция $\mathbf{J}$ по контуру $\mathbf{\Gamma}$ 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 $\mathbf{j}_{мол}$, направленной так же как и $\nabla \mathbf{J}$, за чертеж.
- В случае $\mathbf{J}_1 < \mathbf{J}_2$ векторы $\nabla \mathbf{J}$ **и** $\mathbf{j}_{мол}$ 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)

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

- Разделив это выражение на μ_0 и объединив роторы, получим

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

Напряженность магнитного поля

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

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

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

$$[\nabla \mathbf{H}] = \mathbf{j} \qquad (7.14)$$

Напряженность магнитного поля

- Возьмем произвольный контур $\mathbf{Г}$ с натянутой на него поверхностью $\mathbf{S}$ и образуем выражение

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

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

$$\oint_Г \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_S \mathbf{j} d\mathbf{S} \qquad (7.15)$$

Напряженность магнитного поля

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

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

- 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 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

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

- 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

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{J} \qquad (7.18)$$

- 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

$$\mathbf{J} = \chi \mathbf{H} \tag{7.19}$$

- 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

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

- 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

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

- В гауссовой системе

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\chi\mathbf{H}, \text{ откуда } \qquad \mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{1 + 4\pi\chi} \qquad (7.23)$$

- Поэтому магнитной проницаемостью вещества называется безразмерная величина

$$\mu = 1 + 4\pi\chi \qquad (7.24)$$

Напряженность магнитного поля

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

- Значение μ в гауссовой системе совпадает со значением μ в СИ.
- Из этого следует, что

$$\chi_{\text{СИ}} = 4\pi\chi_{\text{ГС}} \quad (7.26)$$

Вычисление поля в магнетиках

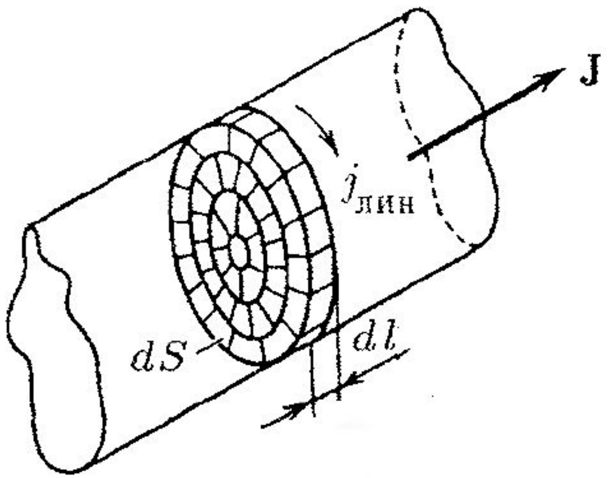


Рис.8

- 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

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

Вычисление поля в магнетиках

- Поле **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 $j_{\text{лин}}=\boldsymbol{J}$
- Весь же бесконечный намагниченный стержень создает поле, эквивалентное полю цилиндра, обтекаемого током с линейной плотностью $j_{\text{лин}}=\boldsymbol{J}$.
- Ранее мы выяснили, что вне такого цилиндра поле равно нулю, а внутри цилиндра поле однородно и равно

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

Вычисление поля в магнетиках

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

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

- 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

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

- 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:

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

- 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

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 - \mathbf{H}_{>} \qquad (7.32)$$

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

$$\mathbf{H}_{>} = N\mathbf{J} \qquad (7.33)$$

- 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

$$H = nI \tag{7.34}$$

- 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)

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

- 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

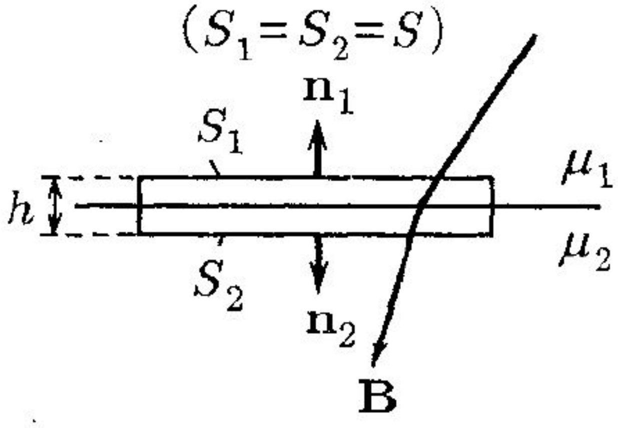


Рис.9

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

$$\Phi_{бок} = B_{1n}S + B_{2n}S + \langle B_n \rangle S \qquad (7.36)$$

- 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 $h \to 0$, придем к соотношению B_{1n}=-B_{2n}
- Если проецировать $\mathbf{B}_1$ и $\mathbf{B}_2$ на одну и ту же нормаль, получится условие

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

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

$$\frac{H_{1n}}{H_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1} \qquad (7.38)$$

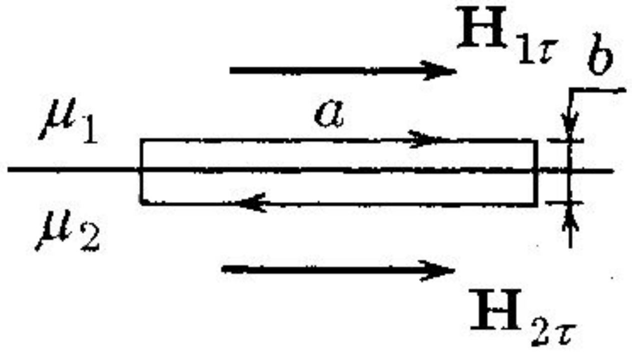


Рис.9

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

$$\oint H_l dl = H_{1\tau} a - H_{2\tau} a + \langle H_l \rangle \cdot 2b \qquad (7.39)$$

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 $b\to 0$ придем к соотношению

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

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

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

Условия на границе двух магнетиков

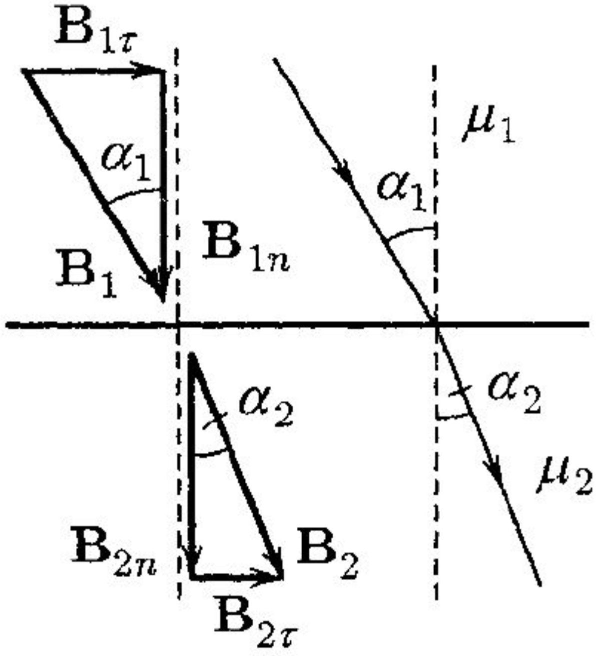


Рис.10

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

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

- *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

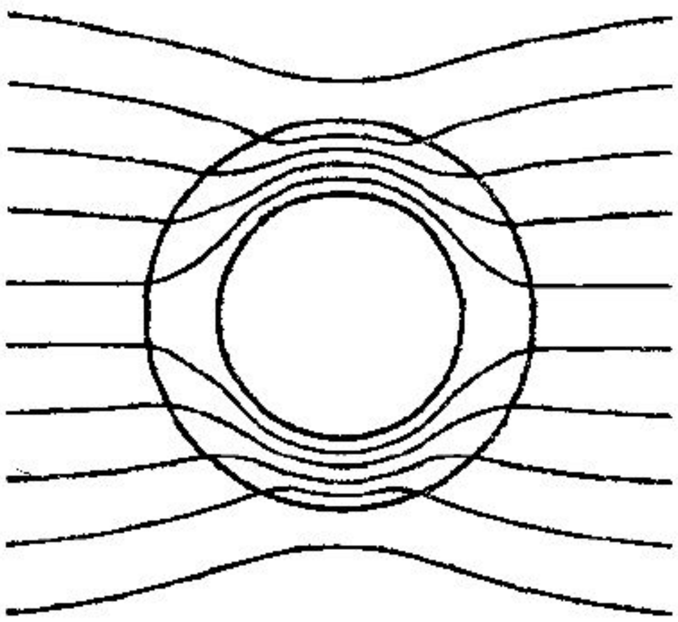


Рис.11

- 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

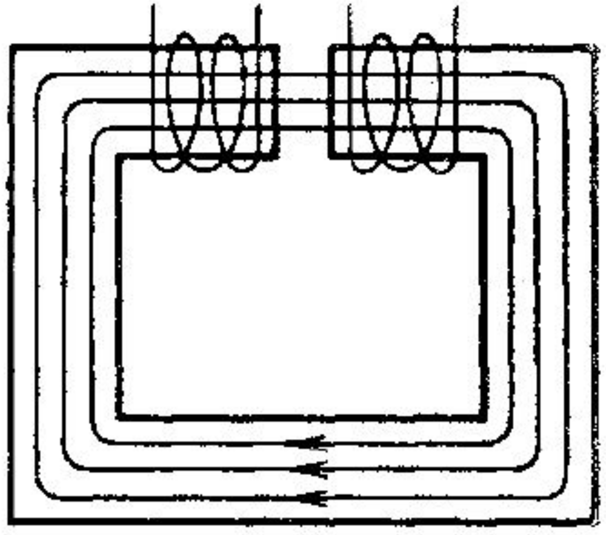


Рис.12

- 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 $H_{жел}=B/(\mu_0\mu_{жел})$.
- Напряженность поля в воздухе будет $H_{возд}=B/(\mu_0\mu_{возд})$
- Обозначим длину участка контура в железе через $l_{жел}$, а в зазоре – $l_{возд}$.
- Тогда циркуляцию можно представить в виде $H_{жел}\, l_{жел} + H_{возд}\, l_{возд}$
- Эта циркуляция должна быть равна NI, где N – суммарное количество витков, а I – сила тока.

Условия на границе двух магнетиков

- Таким образом получим $$\frac{B}{\mu_0\mu_{жел}}l_{жел}+\frac{B}{\mu_0\mu_{возд}}l_{возд}=NI$$
- Отсюда, с учетом того, что $\mu_{возд}$ отличается от единицы лишь в пятом знаке после запятой, получим
$$B=\mu_0 I\frac{N}{l_{возд}/\mu_{возд}+l_{жел}/\mu_{жел}}\approx\frac{N}{l_{возд}+l_{жел}/\mu_{жел}}$$
- Обычно $l_{возд}$ бывает порядка 0,1 м, $l_{жел}$ – порядка 1 м, $\mu_{жел}$ достигает значений порядка нескольких тысяч, поэтому вторым слагаемым в знаменателе можно пренебречь и тогда получим
$$B=\mu_0 I\frac{N}{l_{возд}} \qquad (7.43)$$

Условия на границе двух магнетиков

$$B = \mu_0 I \frac{N}{l_{возд}}$$

- 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 удается получать поля с **B** порядка нескольких тесла

Виды магнетиков

- Формула (7.19) определяет магнитную восприимчивость χ единицы объема вещества.
- Часто вместо этой восприимчивости пользуются отнесенной к одному молю вещества молярной восприимчивостью $\chi_м$
- Очевидно, что $\chi_м = \chi V_м$, где $V_м$ – объем моля вещества.
- В то время как χ - безразмерная величина, $\chi_м$ измеряется в м^3/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	$\sim 10^{-11} \div 10^{-10}$ м^3/моль
Парамагнетики	Положительный	$\sim 10^{-10} \div 10^{-9}$ м^3/моль
Ферромагнетики	Положительный	~ 1 м^3/моль

- Кроме того, в отличие от диа- и парамагнетиков, для которых χ 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

$$\frac{p_m}{M} = -\frac{e}{2m} \qquad (7.44)$$

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

Диамагнетизм

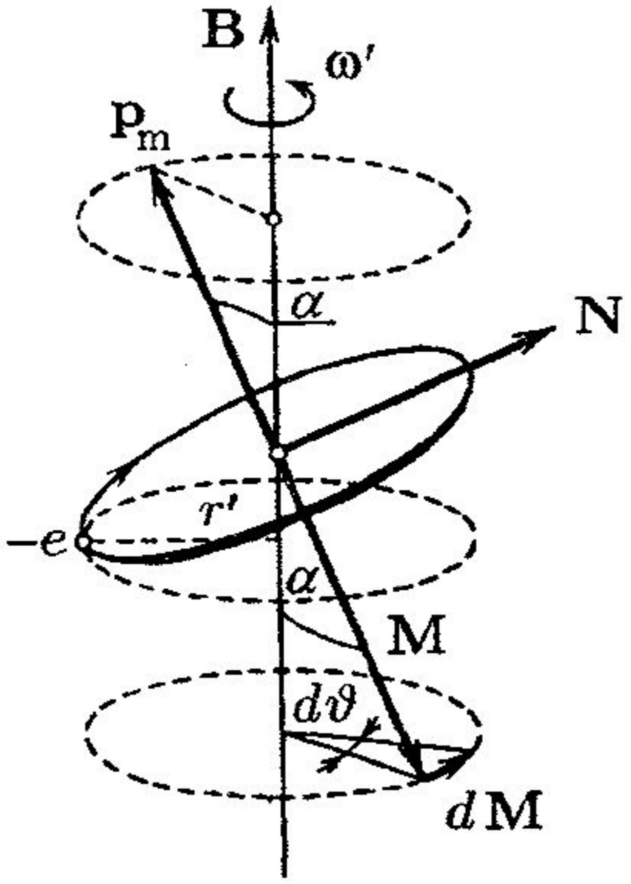


Рис.13

- При этом механический момент $\mathbf{M}$ установится против поля
- Под действием момента $\mathbf{N}$ векторы $\mathbf{p}_\mathrm{m}$ 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

$$\left|d\mathbf{M}\right| = p_m B \sin\alpha \cdot dt$$

- Где $\boldsymbol{\alpha}$ - угол между $\mathbf{p}_\mathrm{m}$ и $\mathbf{B}$.

Диамагнетизм

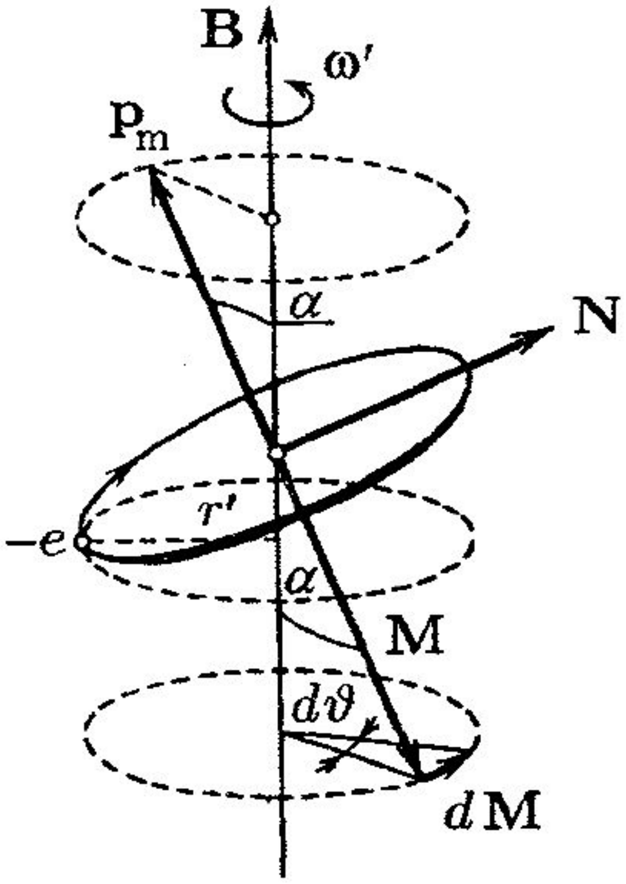


Рис.13

- 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

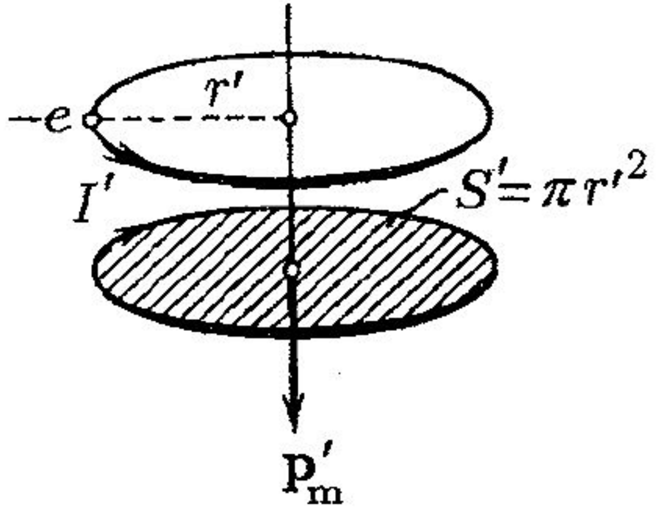
$$\omega_L = \frac{eB}{2m} \qquad (7.45)$$

- 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 обусловливает дополнительное движение электрона вокруг направления поля.

Диамагнетизм



- Если бы расстояние *r'* электрона от параллельной **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 **B**

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

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

Диамагнетизм

- 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 **B**.
- В частности, для орбиты, перпендикулярной к вектору **B**, r' постоянно и равно радиусу орбиты r.
- Для орбиты, плоскость которой проходит через направление **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

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

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

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

- 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:

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

- (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 оказывается парамагнитным.
- 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

$$\chi_{\mathrm{M}} = \frac{C}{T} \qquad (7.50)$$

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

$$\chi_\mathrm{M} = \frac{\mu_0 N_A p_m^2}{3kT} \tag{7.51}$$

И следовательно, значение постоянной Кюри

$$C = \frac{\mu_0 N_A p_m^2}{3k} \tag{7.52}$$

- 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 $\boldsymbol{J}$ и напряженностью поля $\boldsymbol{H}$
- В частности, может наступить магнитное насыщение, при котором все $\mathbf{p}_m$ выстраиваются по полю и дальнейшее увеличение $\boldsymbol{H}$ не приводит к возрастанию $\boldsymbol{J}$.

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 неферромагнитными элементами.
- Ферромагнетизм присущ всем этим веществам только в кристаллическом состоянии.

Ферромагнетизм

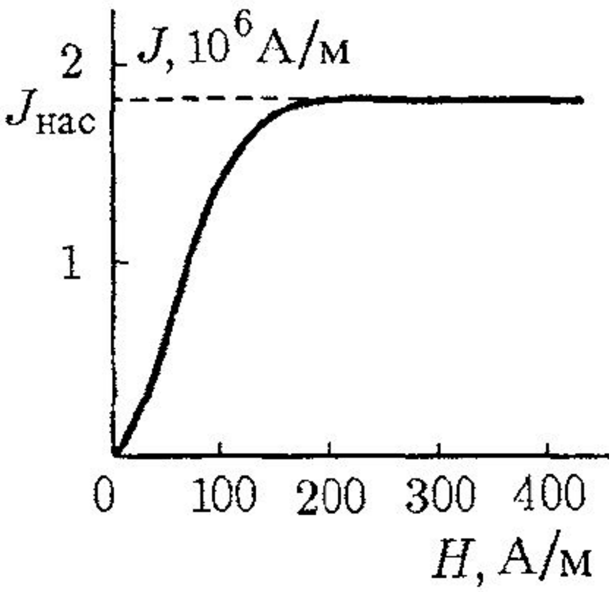


Рис.14

- 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 $\boldsymbol{H}$ сложным образом.
- На рисунке 14 показана кривая намагничения ферромагнетика, магнитный момент которого первоначально был равен нулю.
- Она называется основной или нулевой кривой намагничения.

Ферромагнетизм

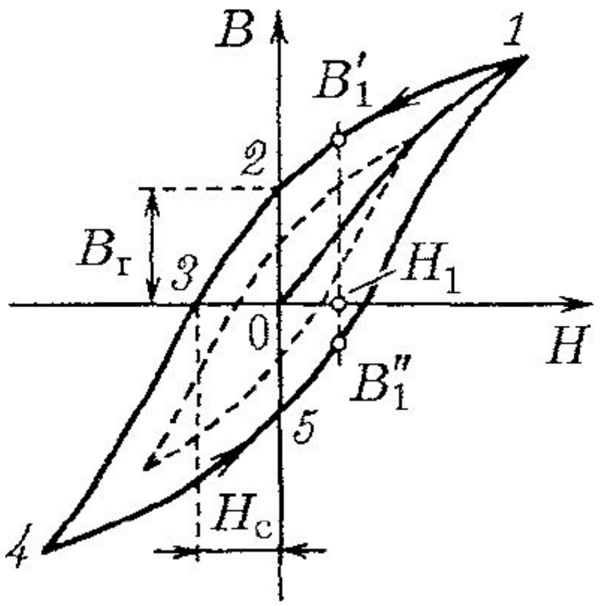


Рис.15

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

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

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

Ферромагнетизм

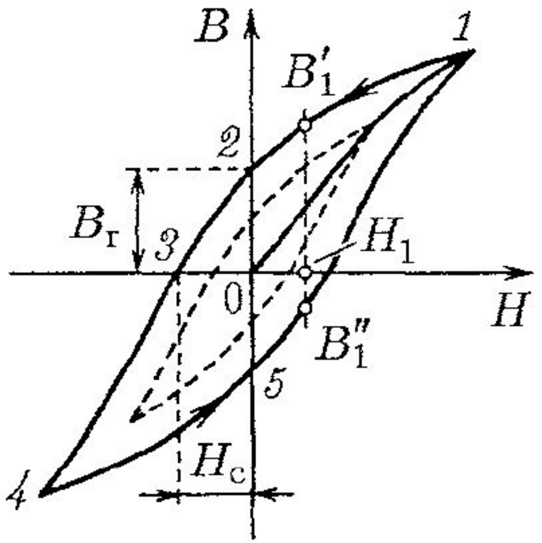


Рис.15

- Кроме нелинейной зависимости между $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{J}$ (или между $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{B}$), для ферромагнетиков характерно также наличие гистерезиса.
- Если довести намагничивание до насыщения (точка 1) и затем уменьшать напряженность магнитного поля, то индукция $\boldsymbol{B}$ 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), намагничение не исчезает и характеризуется величиной $\boldsymbol{B}_r$, которая называется остаточной индукцией.
- Намагниченность при этом имеет значение $\boldsymbol{J}_r$, называемое остаточной намагниченностью.

Ферромагнетизм

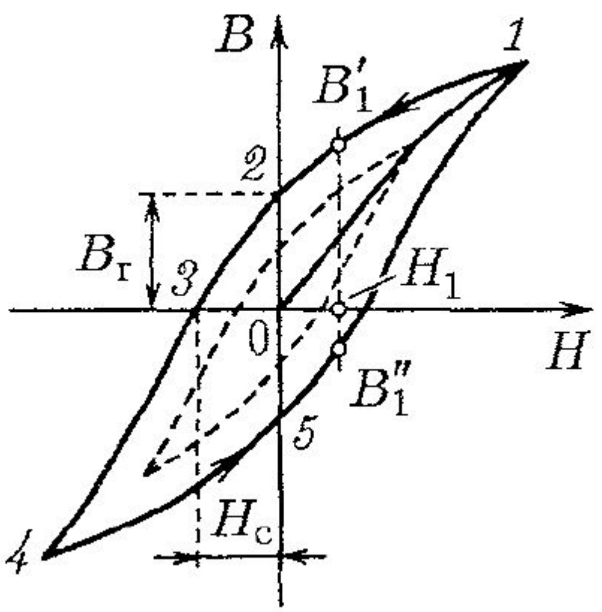


Рис.15

- Индукция $\boldsymbol{B}$ обращается в нуль лишь под действием поля $\boldsymbol{H_c}$, имеющего направление, противоположное полю, вызвавшему намагничение.
- Напряженность $\boldsymbol{H_c}$ 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

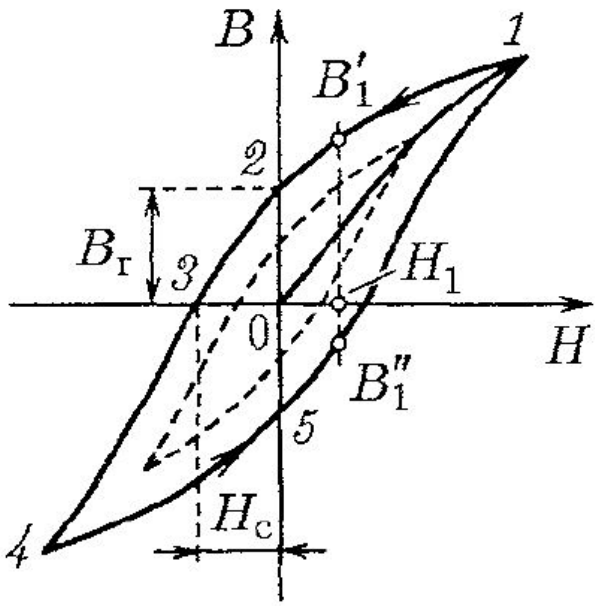


Рис.15

- 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 $\boldsymbol{H}$.
- Оно в сильной мере зависит от предыстории образца – от того, в каких полях он побывал прежде.
- В связи с неоднозначностью зависимости $\boldsymbol{B}$ от $\boldsymbol{H}$ понятие магнитной проницаемости применяется лишь к основной кривой намагничения.
- Магнитная проницаемость ферромагнетиков $\boldsymbol{\mu}$ (а следовательно, и магнитная χ восприимчивость) является функцией напряженности поля.

Ферромагнетизм

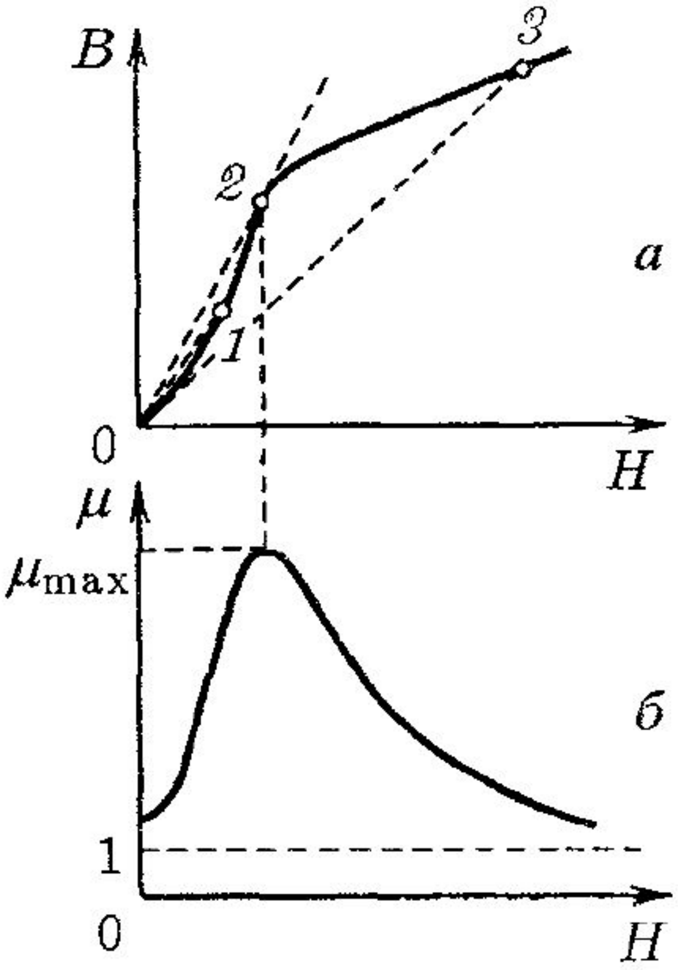


Рис.16

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

Ферромагнетизм

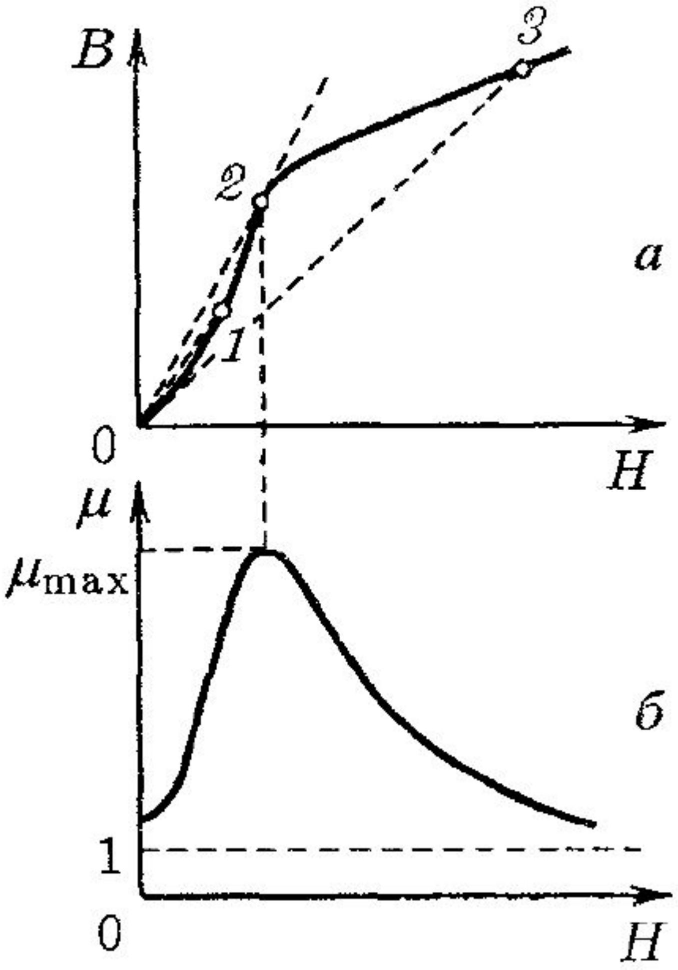


Рис.16

- На нижнем рисунке 16***б*** дан график зависимости $\boldsymbol{\mu}$ от $\boldsymbol{H}$.
- Из рисунка видно, что максимальное значение проницаемости достигается несколько раньше, чем насыщение.
- При неограниченном возрастании $\boldsymbol{H}$ проницаемость асимптотически приближается к единице.
- Это следует из того, что в $\boldsymbol{J}$ в выражении $\boldsymbol{\mu=1+J/H}$ не может превысить значения $\boldsymbol{J}_{\text{нас}}$.
- Величины $\boldsymbol{B}_r$ (или $\boldsymbol{J}_r$), $\boldsymbol{H}_c$ и $\boldsymbol{\mu}_{max}$ 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	μ_{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
Алнико	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 намагничения, которые называют доменами.
- В пределах каждого домена ферромагнетик намагничен до насыщения и обладает определенным магнитным моментом.

Ферромагнетизм

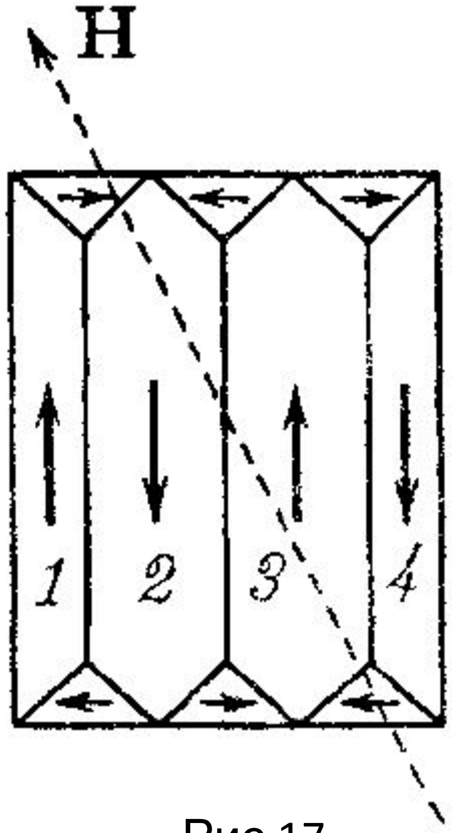


Рис.17

- 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 намагничения 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.

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 $\mathbf{T}_c$, при которой области спонтанного намагничения 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

$$\chi_{\mathrm{M}} = \frac{C}{T - T_C} \tag{7.53}$$

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 $\mathbf{T}_N$, 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.