

ЛЕКЦИЯ 18

Электромагнетизм

План лекции

1. Намагниченность. Напряженность магнитного поля.
2. Теорема о циркуляции вектора \vec{H} .
3. Связь между векторами \vec{J} и \vec{H} . Виды магнетиков.
4. Ферромагнетики. Петля гистерезиса.

Намагниченность. Напряженность магнитного поля

Если несущие ток проводники находятся в некоторой среде (не в вакууме) или если в магнитное поле внести вещество, магнитное поле изменится.

Это объясняется тем, что всякое вещество является *магнетиком*, т. е. способно под действием магнитного поля намагничиваться (приобретать магнитный момент)

Намагниченное вещество создает свое магнитное поле \vec{B}' , которое вместе с полем \vec{B}_0 , созданным токами проводимости, образует результирующее поле

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

\vec{B}_0 и \vec{B}' - усредненные (макроскопические) поля

Степень намагничивания χ магнетика характеризуется магнитным моментом *единицы объема* \mathbf{J} .

Намагниченность. Напряженность магнитного поля

\vec{J} - величина векторная.
$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum \vec{p}_m$$

где ΔV - бесконечно малый объем, \vec{p}_m - магнитный момент отдельной молекулы. Суммируются все молекулы в объеме ΔV .

Намагниченность можно представить себе как
$$\vec{J} = n \langle \vec{p}_m \rangle$$

где n - концентрация молекул, $\langle \vec{p}_m \rangle$ - средний магнитный момент одной молекулы.

Вектор \vec{J} сонаправлен со средним вектором $\langle \vec{p}_m \rangle$.

Намагниченность. Напряженность магнитного поля

В теореме о циркуляции вектора \vec{B} кроме токов проводимости необходимо учитывать и молекулярные токи

$$\oint_L (\vec{B}, d\vec{l}) = \mu_0 (I + I')$$

где I и I' - токи проводимости и молекулярные токи, охватываемые контуром L .

Определение токов I' в общем случае задача непростая, поэтому приведенная формула неудобна для практического использования.

Намагниченность. Напряженность магнитного поля

Для стационарного случая циркуляция вектора намагниченности \vec{J} по произвольному контуру равна алгебраической сумме молекулярных токов I' , охватываемых контуром L :

$$\oint_L (\vec{J}, d\vec{l}) = I'$$

$$\oint_L (\vec{B}, d\vec{l}) = \mu_0 (I + I'), \quad I' = \oint_L (\vec{J}, d\vec{l})$$

$$\oint_L (\vec{B}, d\vec{l}) = \mu_0 \left(I + \oint_L (\vec{J}, d\vec{l}) \right)$$

Намагниченность. Напряженность магнитного поля

$$\oint_L (\vec{B}, d\vec{l}) = \mu_0 \left(I + \oint_L (\vec{J}, d\vec{l}) \right)$$

Разделив обе части на μ_0 и объединив подинтегральные выражения, получим:

$$\oint_L \left(\left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right), d\vec{l} \right) = I$$

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

\vec{H} - напряженность магнитного поля

Циркуляция вектора \vec{H} по произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов проводимости, охватываемых этим контуром:

$$\oint_L (\vec{H}, d\vec{l}) = I$$

Это **теорема о циркуляции вектора \vec{H}** .

Намагниченность. Напряженность магнитного поля

Введение вектора \vec{H} , как и вектора \vec{D} смещения в электростатике, оправдывается тем, что во многих случаях упрощает изучение поля в различных средах.

Модуль вектора \vec{H} имеет размерность силы тока, деленной на длину. В связи с этим единицей величины \vec{H} является *ампер на метр* (А/м).

$$\text{В вакууме} \quad \vec{J} = 0 \quad \text{и} \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

Связь между векторами \vec{J} и \vec{H} . Виды магнетиков

Намагниченность \vec{J} зависит от величины магнитной индукции \vec{B} в рассматриваемой точке вещества.

Однако \vec{J} принято связывать не с \vec{B} , а с вектором \vec{H}

Существуют магнетики, для которых эта связь линейна:

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

где χ - магнитная восприимчивость вещества, безразмерная величина, характерная для каждого магнетика.

Подставим эту формулу ($\vec{J} = \chi \vec{H}$) в выражение для вектора \vec{H}

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}, \text{ получим } \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \chi \vec{H} \Rightarrow \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0(1 + \chi)}$$

Безразмерная величина $1 + \chi = \mu$ называется **относительной магнитной проницаемостью** вещества.

Связь между векторами \vec{J} и \vec{H} . Виды магнетиков

С учетом этой характеристики вещества связь между \vec{B} и \vec{H} для магнетиков, которые подчиняются зависимости $\vec{J} = \chi \vec{H}$, можно выразить так:

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

В отличие от электрической восприимчивости χ_E , которая была введена нами для диэлектриков, магнитная восприимчивость χ бывает как положительной, так и отрицательной.

Поэтому магнитная проницаемость μ может быть как больше, так и меньше единицы.

В зависимости от знака и величины магнитной восприимчивости χ все магнетики подразделяются на три группы:

Связь между векторами \vec{J} и \vec{H} . Виды магнетиков

- **диамагнетики.** У диамагнетиков χ отрицательна и мала по абсолютной величине. Вектор \vec{J} диамагнетиков имеет направление, обратное направлению вектора \vec{H} ($\vec{J} \uparrow \downarrow \vec{H}$);
- **парамагнетики.** χ парамагнетиков положительна и тоже мала по абсолютной величине. Вектор \vec{J} парамагнетиков имеет направление, совпадающее с направлением вектора \vec{H} ($\vec{J} \uparrow \uparrow \vec{H}$);
- **ферромагнетики.** χ положительна и по абсолютной величине достигает очень больших значений.

Диа- и парамагнетики слабомагнитные вещества, для них характерна однозначная зависимость намагниченности \vec{J} от \vec{H} :

$\vec{J} = \chi \vec{H}$. В отсутствие магнитного поля они не намагничены.

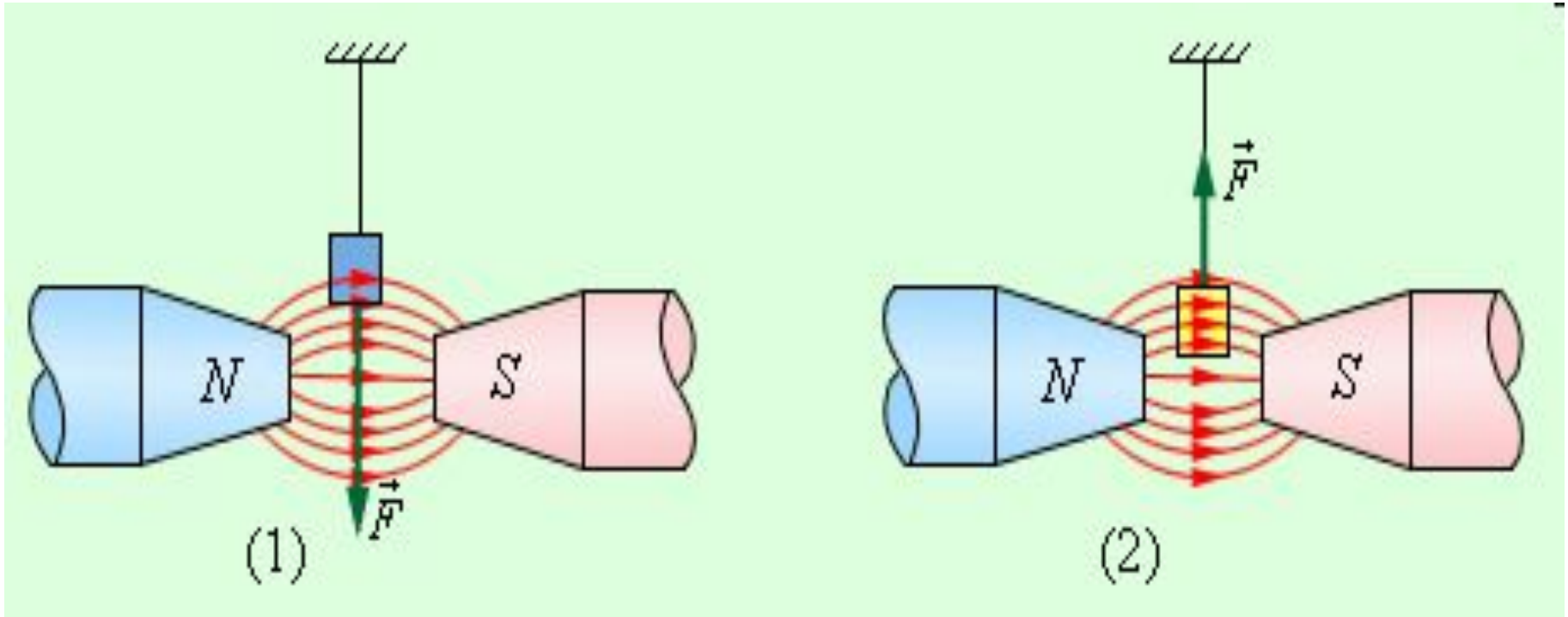
У ферромагнетиков магнитная восприимчивость сложным образом зависит от \vec{H} .

Диамagnetики и парамагнетики

Диамagnetизм связан с действием силы Лоренца на электронные орбиты. Под этим изменяется характер орбитального движения и возникает собственное магнитное поле атома, которое направлено против внешнего поля.

В **парамагнетиках** внешнее магнитное поле также оказывает ориентирующее действие микротокки отдельных молекул стремятся сориентироваться так, чтобы их собственные магнитные поля оказались направленными по направлению индукции внешнего поля.

Диамagnetики и парамагнетики

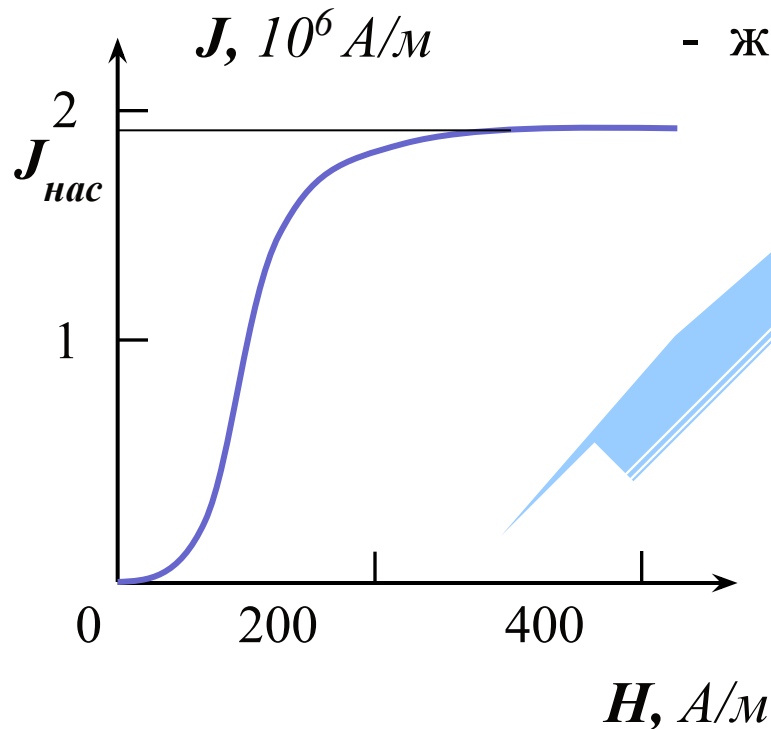


Парамагнетик (1) и диамagnetик (2) в неоднородном магнитном поле.

Ферромагнетики. Петля гистерезиса.

Ферромагнетиками называют твердые вещества, которые могут обладать *спонтанной намагниченностью*, т.е. они могут быть намагничены уже при отсутствии внешнего магнитного поля.

Типичные представители ферромагнетиков - железо, никель, кобальт, их сплавы.

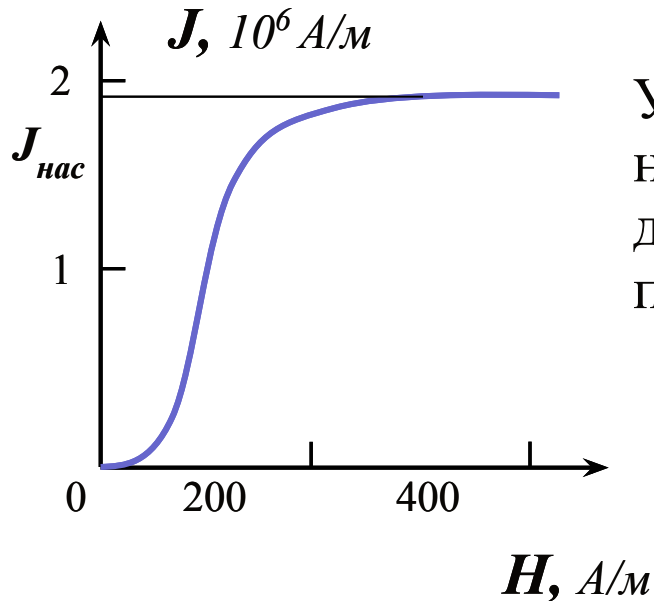


Намагниченность ферромагнетиков в огромное (до 10^{10}) число раз превосходит намагниченность диа- и парамагнетиков.

Кривая намагниченности ферромагнетиков — это зависимость $J(H)$.

Основная или нулевая кривая, т.е. зависимость для ферромагнетика, магнитный момент которого первоначально был равен нулю

Ферромагнетики. Петля гистерезиса.

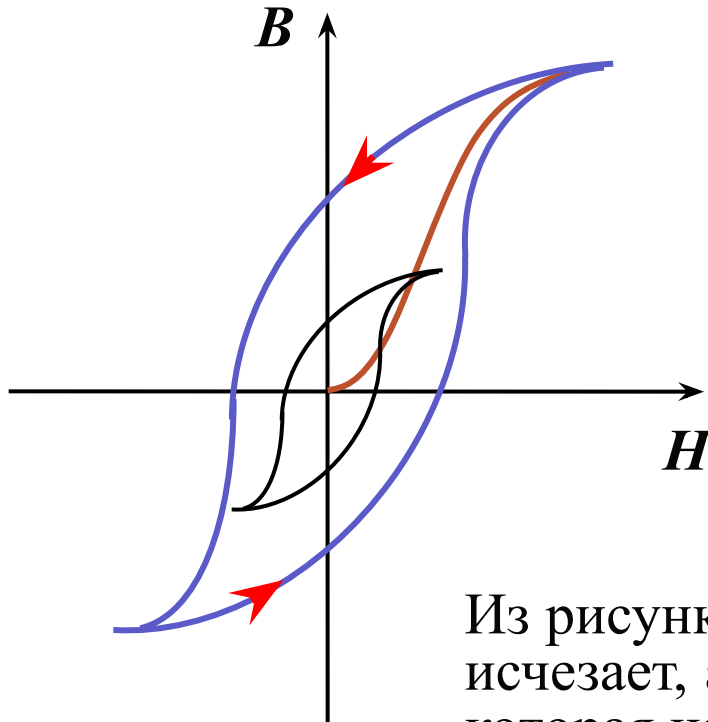


Уже при небольших полях кривая намагниченности достигает насыщения $J_{нас}$, дальнейший рост поля H практически не приводит к увеличению намагниченности J .

Нелинейной для ферромагнетиков является и зависимость $B(H)$.

Кроме нелинейной зависимости между J , B и H для ферромагнетиков характерно наличие *петли гистерезиса*: связь между B и H или J и H оказывается неоднозначной и определяется предшествующей историей намагничивания ферромагнетика.

Ферромагнетики. Петля гистерезиса.



Если первоначально ненамагниченный ферромагнетик намагничивать, увеличивая H значения, при котором наступает насыщение, а затем уменьшать H , то кривая намагничивания пойдет не по первоначальному пути, а несколько выше.

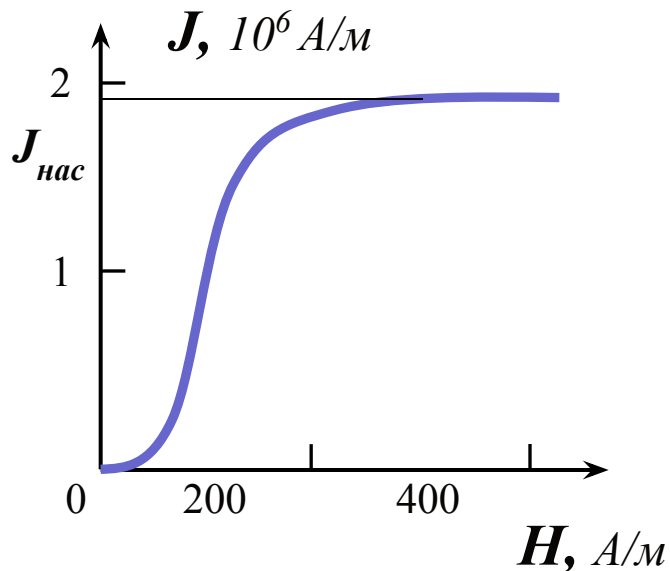
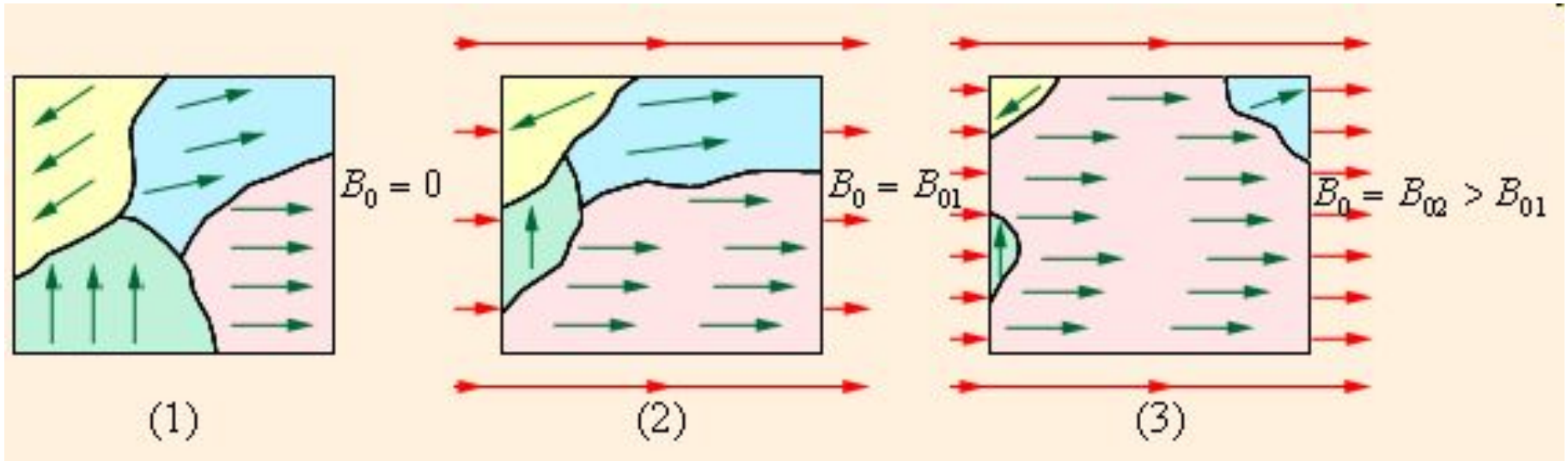
Получившуюся замкнутую кривую называют **петлей гистерезиса**.

Из рисунка видно: при $H = 0$ намагничивание не исчезает, а характеризуется некоторой величиной B , которая называется **остаточной индукцией**.

С наличием остаточного намагничивания связано существование постоянных магнитов.

Точка Кюри (температура Кюри) - температура при которой ферромагнетик теряет свою намагниченность, 300- 700 С.

Природа ферромагнетизма

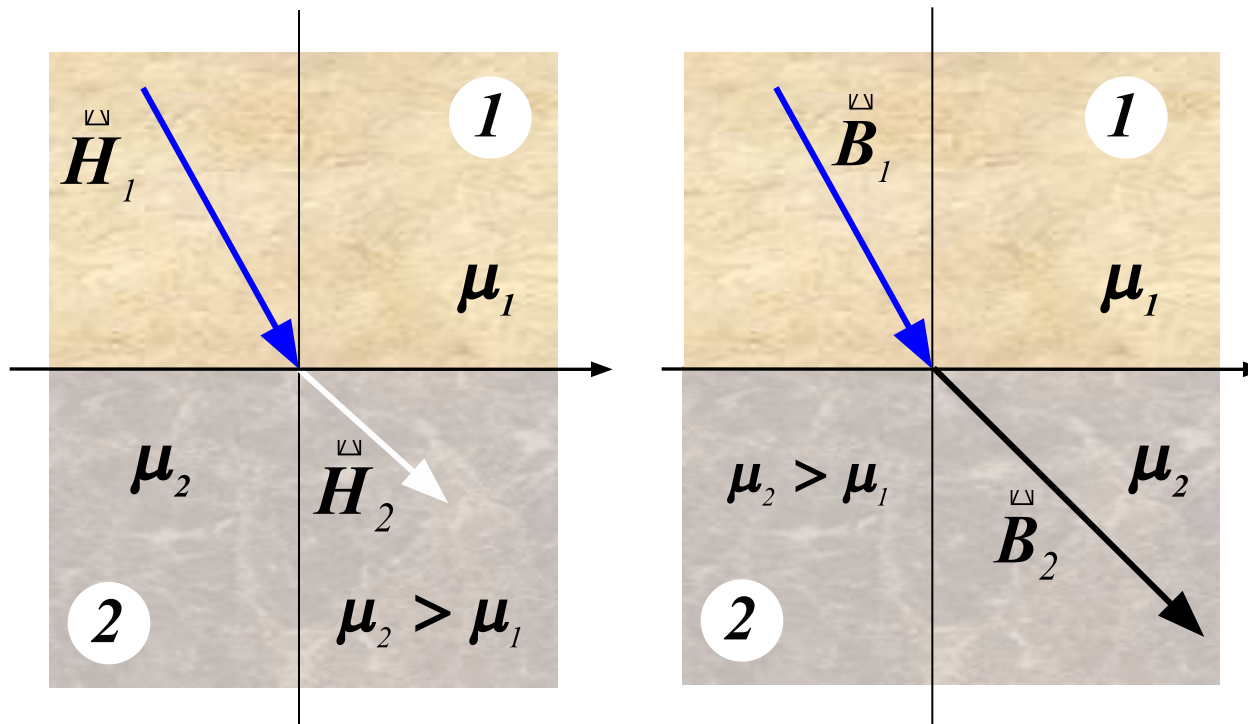


В ферромагнитных материалах внутри кристалла возникают **домены** - самопроизвольно намагниченные области размером порядка 10^{-2} – 10^{-4} см. Каждый домен - небольшой постоянный магнит.

Условия на границе двух магнетиков

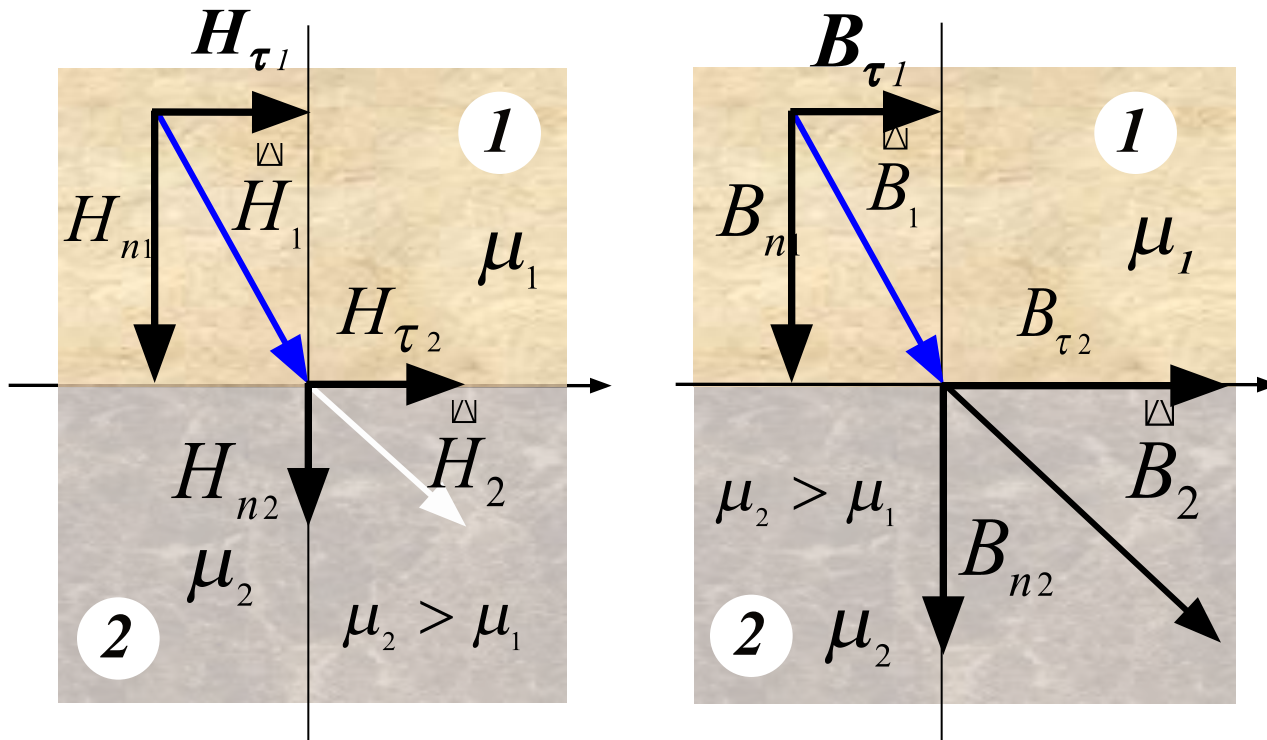
При переходе магнитного поля через границу раздела двух сред векторы \vec{B} и \vec{H} скачкообразно меняются по величине и направлению. Соотношения, характеризующие эти изменения, называют **граничными условиями**. Таких условий четыре.

Рассмотрим границу между двумя средами с проницаемостями μ_1 и μ_2



Условия на границе двух магнетиков

Представим каждый из векторов в виде суммы нормальной и тангенциальной составляющих



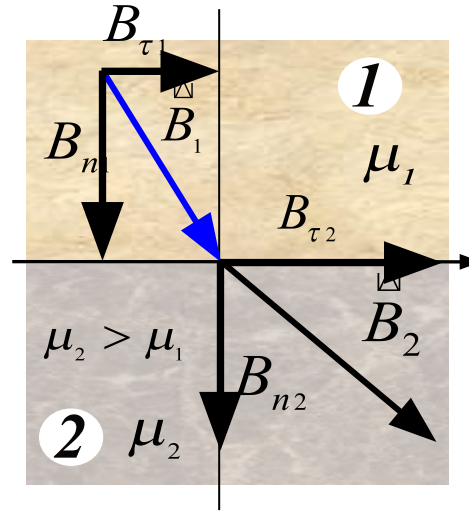
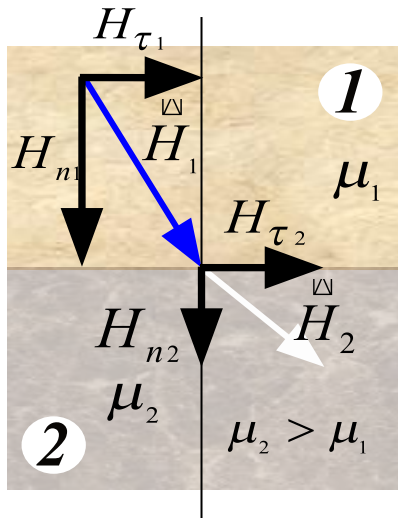
$$\vec{H}_1 = \vec{H}_{n1} + \vec{H}_{\tau 1}$$

$$\vec{H}_2 = \vec{H}_{n2} + \vec{H}_{\tau 2}$$

$$\vec{B}_1 = \vec{B}_{n1} + \vec{B}_{\tau 1}$$

$$\vec{B}_2 = \vec{B}_{n2} + \vec{B}_{\tau 2}$$

Условия на границе двух магнетиков



$$1. \quad \boxed{H_{\tau 1} = H_{\tau 2}}$$

Это условие непрерывности тангенциальных составляющих вектора напряженности магнитного поля на границе раздела двух сред.

С учетом того, что

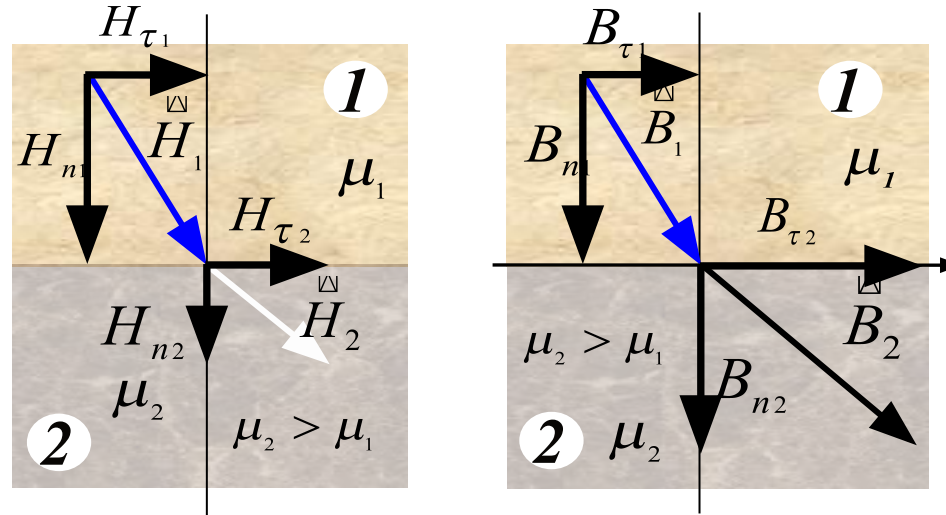
$$\boxed{\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}}$$

$$\boxed{B_{\tau} = \mu\mu_0 H_{\tau}}$$

$$2. \quad \boxed{\frac{B_{\tau 1}}{B_{\tau 2}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}}$$

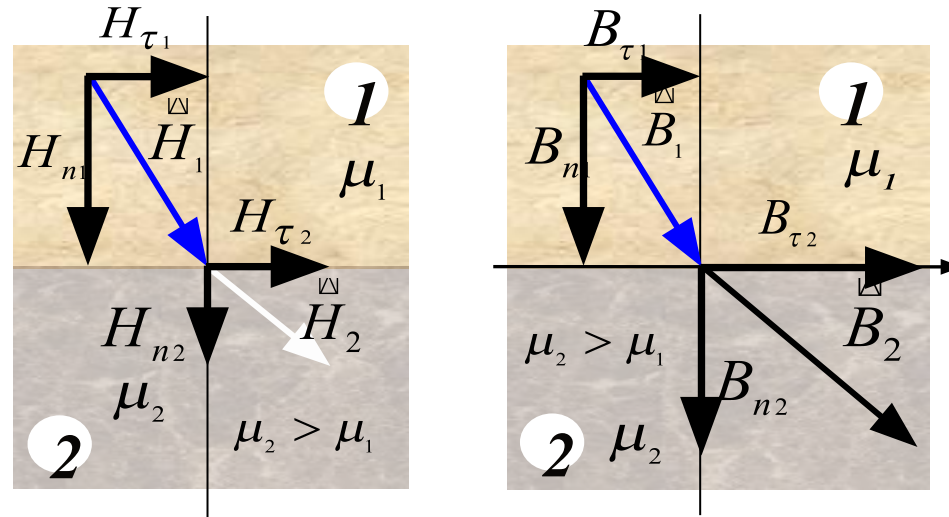
Это граничное условие разрывного изменения тангенциальных составляющих вектора индукции магнитного при переходе через границу раздела двух сред.

Условия на границе двух магнетиков



3. $B_{n1} = B_{n2}$ Это условие непрерывности *нормальных составляющих* вектора магнитной индукции на границе раздела двух сред

Условия на границе двух магнетиков



$$B_n = \mu\mu_0 H_n$$

4.
$$\frac{H_{n1}}{H_{n2}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}$$

Это граничное условие разрывного изменения *нормальных составляющих* вектора напряженности магнитного поля при переходе через границу раздела двух сред.