

***МАГНИТНОЕ
ПОЛЕ В
ВЕЩЕСТВЕ***

1. Магнитные моменты электронов и атомов

Все тела при внесении их во внешнее магнитное поле **намагничиваются** в той или иной степени, т.е. создают собственное магнитное поле, которое накладывается на внешнее магнитное поле.

Магнетики состоят из атомов, которые, в свою очередь, состоят из положительных ядер и, условно говоря, вращающихся вокруг них электронов.

Электрон, движущийся по орбите в атоме эквивалентен замкнутому контуру с **орбитальным током**:

$$I_e = ev$$

где
$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{v}{2\pi r}$$
 - частота вращения

Орбитальному току соответствует **орбитальный магнитный момент** электрона

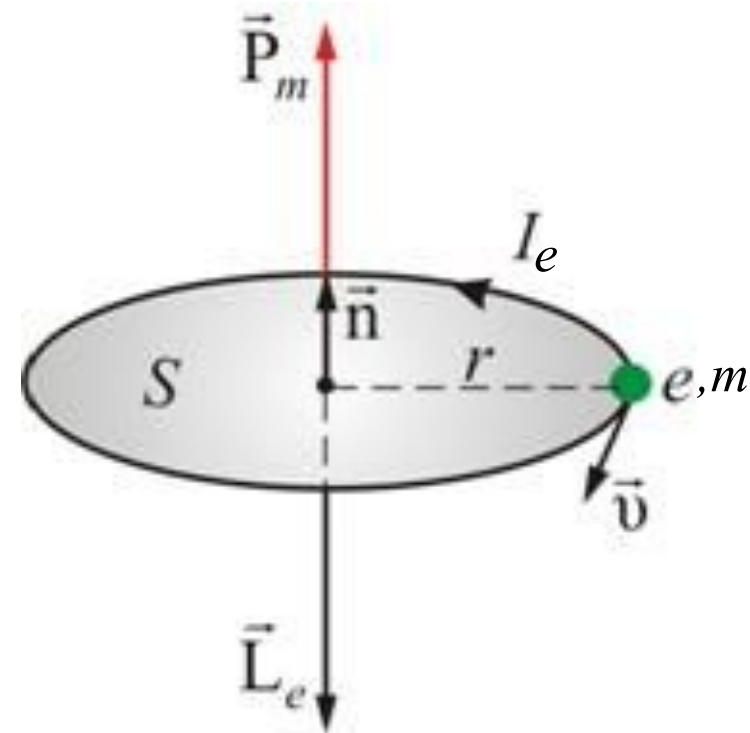
$$\vec{p}_m = I_e S \vec{n}$$

$$|\vec{p}_m| = \frac{e v}{2 \pi r} \cdot \pi r^2 = \frac{e v r}{2}$$

Электрон, движущийся по орбите, имеет **орбитальный момент импульса**,

$$\vec{L}_e = m [\vec{r} \vec{v}]$$

$$|\vec{L}_e| = m v r,$$



$$\vec{p}_m = \gamma \vec{L}_e$$

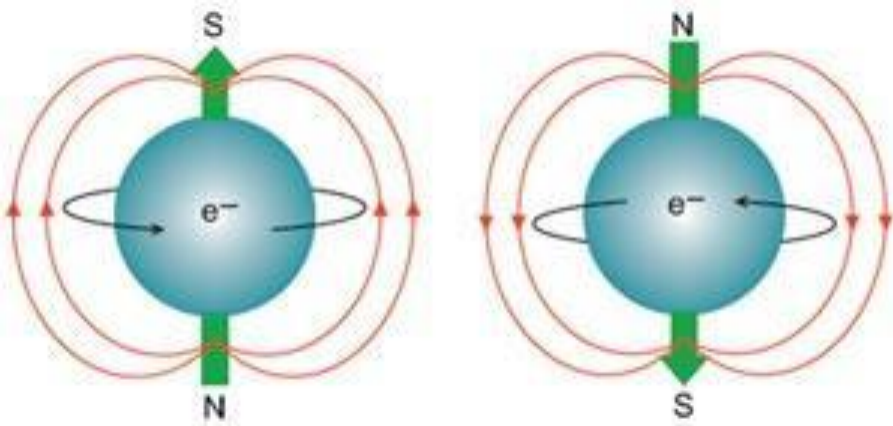
который направлен противоположно по отношению к магнитному моменту и связан с ним соотношением

Коэффициент пропорциональности γ называется **гиромангнитным отношением** орбитальных моментов и равен:

$$\gamma = -\frac{e}{2m}$$

Кроме того, электрон **обладает собственным моментом импульса**, который называется **спином электрона** $\vec{L}_s$

$$L_s = \hbar/2, \quad \hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}.$$



Спину электрона соответствует **спиновый магнитный момент** электрона направленный в противоположную сторону и связанный с ним:

$$\vec{p}_{ms} = -\frac{e\hbar}{m} \vec{L}_s;$$

$$p_{ms} = \frac{e}{m} L_s \Rightarrow p_{ms} = \frac{e\hbar}{m} \frac{1}{2}; \quad \frac{e\hbar}{2m} \equiv \mu_B;$$

μ_B – магнетон Бора.

$$\mu_B = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/Тл};$$

2. Намагниченность вещества.

Циркуляция вектора намагниченности

Все вещества являются **магнетиками**, то есть способны под действием поля приобретать магнитный момент (**намагничиваться**).

Намагничивание магнетика характеризуют магнитным моментом единицы объема - **вектором намагниченности**.

$$\vec{J} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum_{i=1}^z \vec{p}_{mAi}}{\Delta V}$$

Циркуляция вектора намагниченности равна

сумме молекулярных токов вещества

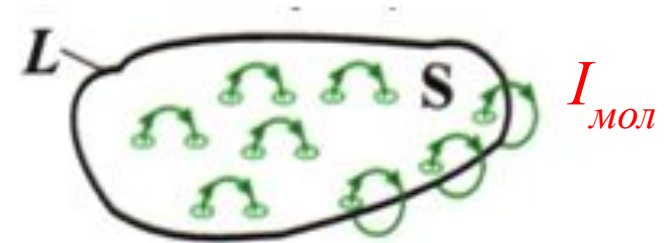
(*понятие мол. токов введено Ампером*),

по сути, токов, эквивалентных

циркуляционным

движениям электронов в атомах вещества,

т.е.



$$\oint_L \vec{J} d\vec{l} = I_{\text{мол}}$$

3. Напряженность магнитного поля.

Циркуляция вектора напряженности

Намагниченное вещество создает магнитное поле $\vec{B}_1$ которое накладывается на внешнее поле $\vec{B}_0$. Оба поля вместе дают результирующее поле $\vec{B}$.

Циркуляция **результирующего** поля определяется **суммой токов проводимости и молекулярных токов**

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum I + I_{\text{мол}} = \mu_0 (I + I_{\text{мол}})$$

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

Назовем $\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \vec{H}$ вектором напряженности. Тогда

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = I = \int_S \vec{j} dS$$

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \vec{H} \quad 1)$$

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = I = \int_S \vec{j} dS \quad 2)$$

Итак:

- согласно 1) $\vec{H}$ - искусственно введенный вектор для описания магнитного поля в веществе;
- 2) - **теорема о циркуляции вектора $\vec{H}$** : циркуляция вектора напряженности магнитного поля по некоторому контуру равна алгебраической сумме макроскопических токов (токов проводимости), охватываемых этим контуром.

Вывод: введение этого вектора снимает проблему необходимости знания распределения молекулярных токов в веществе для описания результирующего поля!!!

$$[H] = [J] = 1 \frac{A}{m}.$$

4. Магнитная восприимчивость.

Магнитная проницаемость

$$\vec{H} \equiv \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}; \quad \boxed{\vec{J} = \chi \vec{H}} \Rightarrow \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \chi \vec{H} \Rightarrow$$

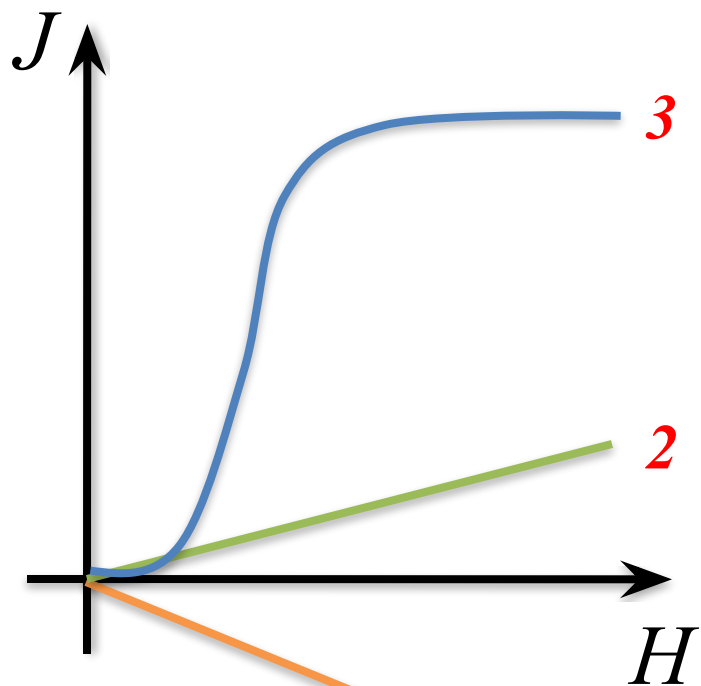
Безразмерная величина χ называется **магнитной восприимчивостью** вещества.

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

Безразмерная величина $\mu \equiv 1 + \chi$ называется **относительной магнитной проницаемостью**, или просто **магнитной проницаемостью** вещества.

Таким образом, характеристики поля и вещества связаны между собой соотношением

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0}; \quad \text{или} \quad \boxed{\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}}. \quad \text{В вакууме } \chi = 0, \mu = 1 \Rightarrow \boxed{\vec{B} = \mu_0 \vec{H}}$$



$\chi < 0, \chi \sim 10^{-6}, \mu \leq 1$

МАГНЕТИКИ

СЛАБОМАГНИТНЫЕ
ВЕЩЕСТВА

СИЛЬНОМАГНИТНЫЕ
ВЕЩЕСТВА

1 ДИАМАГНЕТИКИ 2 ПАРАМАГНЕТИКИ 3 ФЕРРОМАГНЕТИКИ

Водород

Бензол

Вода

Медь

Стекло

Кварц

Каменная соль

Висмут

Графит

Азот

Воздух

Кислород

Эбонит

Алюминий

Вольфрам

Платина

$\chi > 0, \chi \sim 10^{-3},$

$\mu \geq 1$

Железо

Никель

Кобальт

$\chi > 0, \chi \sim 10^3,$

$\mu \gg 1$

5. Диамagnetики и парамагнетики в магнитном поле.

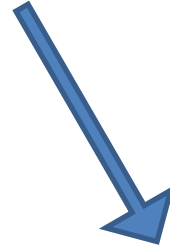
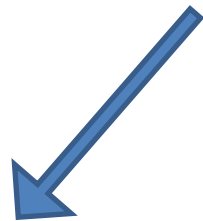
В общем случае **магнитный момент атома** представляет собой векторную сумму орбитальных, спиновых и индуцированных магнитных моментов всех электронов атома

$$\vec{p}_{mA} = \sum_{i=1}^Z \vec{p}_{mi} + \sum_{i=1}^Z \vec{p}_{msi} + \vec{p}_{ma}'$$

или

$$\vec{p}_{mA} = \vec{p}_{ma} + \vec{p}_{ma}'$$

$$\begin{aligned} \vec{p}_{ma} &= 0 \\ \vec{p}_{mA} &= \vec{p}_{ma}' \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \vec{p}_{ma} &\gg \vec{p}_{ma}' \\ \vec{p}_{mA} &= \vec{p}_{ma} = \sum_{i=1}^Z \vec{p}_{mi} \end{aligned}$$

Диамagnetики

Парамагнетики

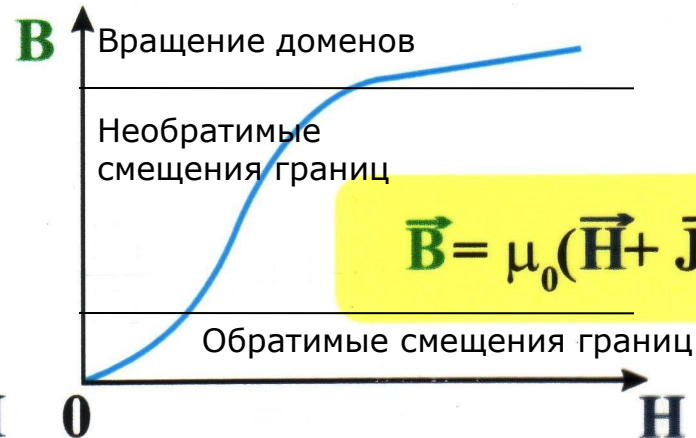
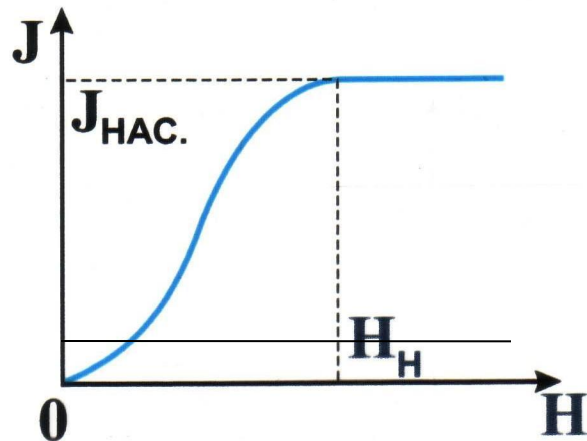
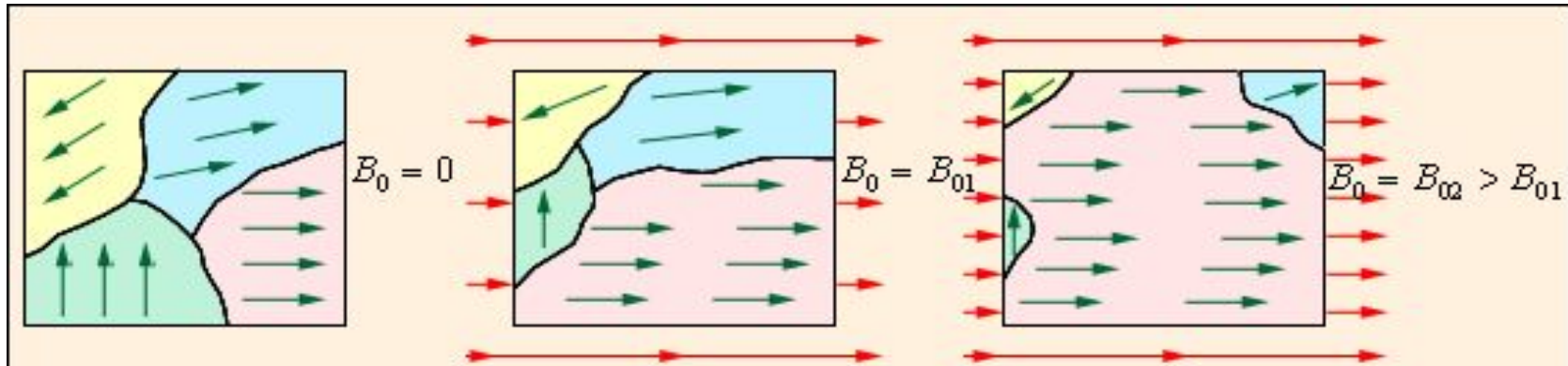
ФЕРРОМАГНЕТИЗМ

Ферромагнетизм обусловлен **спиновыми магнитными моментами электронов**.

Собственные магнитные моменты выстраиваются параллельно друг другу. В результате в кристалле возникают области спонтанного намагничивания, которые называют **доменами**. Домены имеют размеры порядка 1 – 10 мкм.

$$\mu_B \gg \mu_B'$$

$$\vec{p}_{mA} = \vec{p}_{ma} = \sum_{i=1}^Z \vec{p}_{msi}$$



Ферромагнетики – это вещества,
обладающие намагниченностью
при отсутствии внешнего поля

Ферромагнетики являются сильно-
магнитными веществами

Намагниченность ферромагнетика
нелинейно зависит от
напряженности.

Намагниченность быстро достигает
насыщения

После насыщения основная кривая
намагничивания изменяется

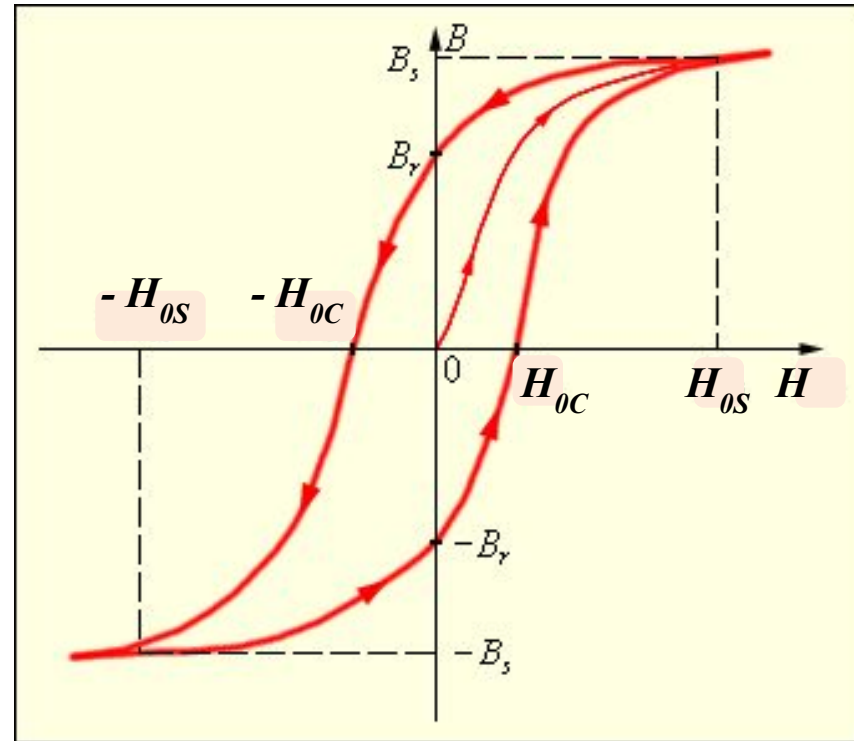
7. МАГНИТНЫЙ ГИСТЕРЕЗИС

Из рисунка видно, что при H_{0S} наступает магнитное **насыщение** – намагниченность и индукция образца достигает максимального значения B_s .

Если теперь уменьшать напряженность H внешнего поля и довести ее вновь до нулевого значения, то ферромагнетик сохранит **остаточную**

намагниченность – поле внутри образца будет равно B_r .

Для того, чтобы полностью размагнитить образец, необходимо, изменив знак внешнего поля, довести напряженность H до значения $-H_{0C}$, которое принято называть **коэрцитивной силой**.

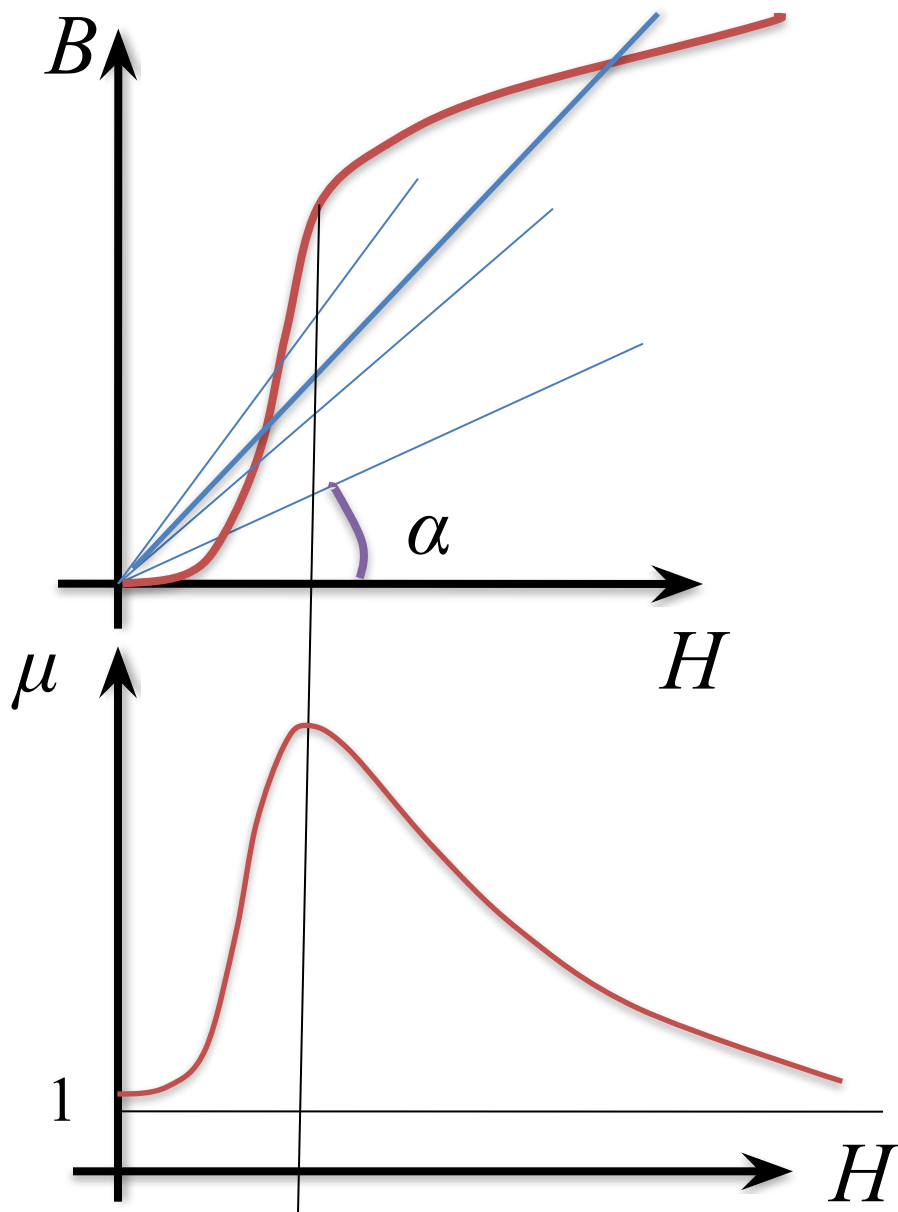


8. МАГНИТНАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ ФЕРРОМАГНЕТИКА

В связи с неоднозначностью зависимости B от H понятие магнитной проницаемости применяется лишь к основной кривой намагничивания.

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = \text{tg} \alpha$$

$$B = \mu_0(H + J) \rightarrow \mu = 1 + J/H$$

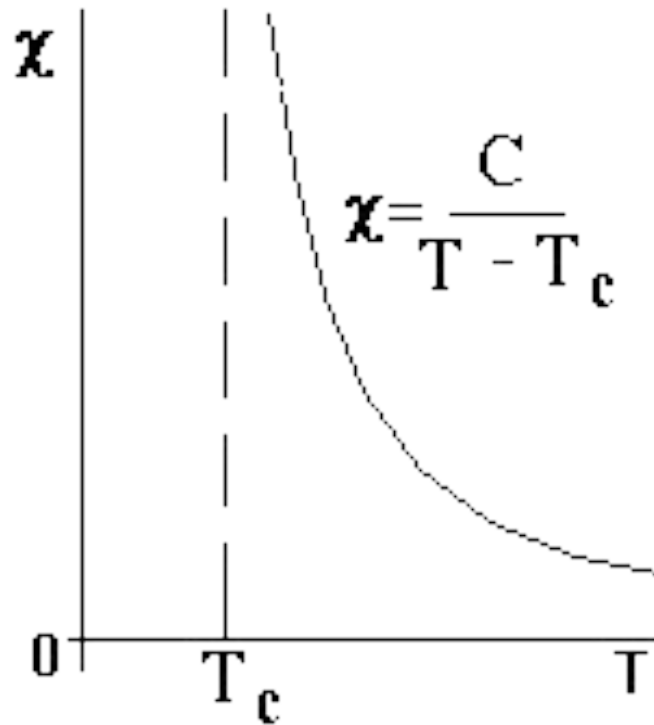


9. ЗАКОН КЮРИ-ВЕЙССА

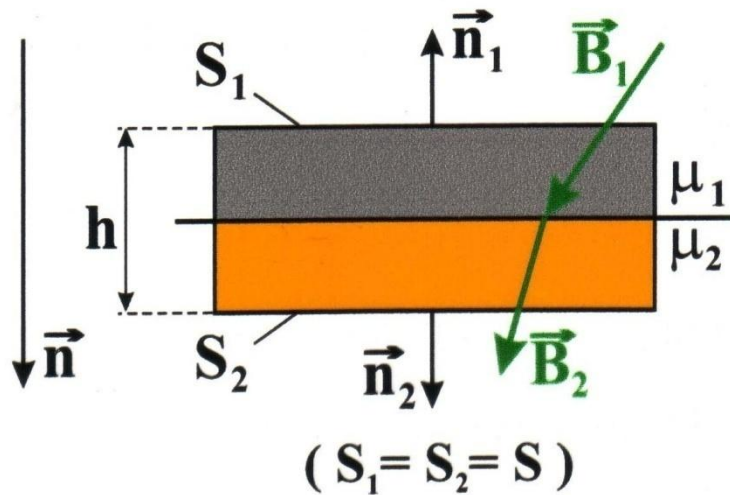
Для каждого ферромагнетика имеется определенная температура T_c , при которой области спонтанного намагничивания распадаются и вещество утрачивает ферромагнитные свойства.

Эта температура называется **точкой Кюри**.

При температуре выше точки Кюри ферромагнетик становится обычным парамагнетиком, магнитная восприимчивость которого подчиняется закону Кюри-Вейсса.



10. УСЛОВИЯ НА ГРАНИЦЕ ДВУХ МАГНЕТИКОВ



$$\int_S \vec{B} d\vec{S} = 0 \quad - \text{используем т. Гаусса}$$

при $h \rightarrow 0$

$$\begin{aligned} \Phi &= \vec{B}_{1n_1} S_1 + \vec{B}_{2n_2} S_2 = \\ &= (\vec{B}_{1n_1} + \vec{B}_{2n_2}) S = 0 \end{aligned}$$

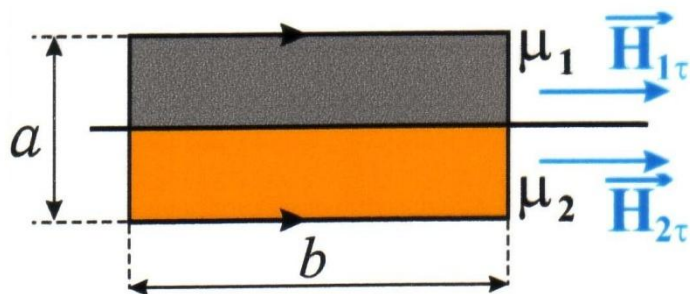
отсюда $\vec{B}_{1n_1} = - \vec{B}_{2n_2}$

Проектируя на $\vec{n}$, получаем :

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

так как $\mu_0 \mu_1 \vec{H}_{1n} = \mu_0 \mu_2 \vec{H}_{2n}$,

то
$$\frac{H_{1n}}{H_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}$$



- используем т. о
циркуляции

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = \int \vec{j} d\vec{S} \quad \text{при} \quad \vec{j} = 0, \quad a \rightarrow 0, \quad H_{1\tau}b - H_{2\tau}b = 0$$

Отсюда

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

так как $\frac{B_{1\tau}}{\mu_0\mu_1} = \frac{B_{2\tau}}{\mu_0\mu_1}$, то $\frac{B_{1\tau}}{B_{2\tau}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$

При переходе через границу раздела двух магнетиков компоненты B_n и H_τ непрерывны. Компоненты B_τ и H_n претерпевают разрыв.