

МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ

2.1 Описание магнитного поля в веществе

Индукция магнитного поля в
магнетике

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'(\vec{r}, t)$$

\vec{B}_0 - индукция внешнего
поля;

$\vec{B}'(\vec{r}, t)$ - индукция поля, создаваемого движущимися зарядами
(микроскопическими токами) в данной точке объема
вещества.

Усредним поля по
времени и объему:

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



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

- Для макроскопического поля



Теорема Гаусса для поля в

веществе:

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

Теорема о циркуляции вектора магнитной индукции в веществе для макроскопического поля:

$$\oint_L (\vec{B} d\vec{l}) = \oint_L (\vec{B}_0 d\vec{l}) + \oint_L (\vec{B}' d\vec{l}) \quad (2.1)$$

$$\oint_L (\vec{B}_0 d\vec{l}) = \mu_0 \int_S (\vec{j} d\vec{S})$$

, J – плотность макротока или тока проводимости.

$$\oint_L (\vec{B}' d\vec{l}) = \mu_0 \int_S (\vec{j}_{\text{микро}} d\vec{S})$$

, $\vec{j}_{\text{микро}}$ - микротоки, или молекулярные токи, обусловлены движением электронов в атомах и молекулах.

Теорема о циркуляции вектора
магнитной индукции в веществе :

$$\oint_L (\vec{B} d\vec{l}) = \mu_0 \int_S ((\vec{j} + \vec{j}_{\text{микро}}) d\vec{S})$$

Намагничивание вещества - процесс, связанный с появлением дополнительного магнитного поля, обусловленного перераспределением микротоков.
 При намагничивании вещество приобретает **избыточный магнитный момент** \vec{J} .

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{P}_{mi}$$

Намагниченность (вектор намагничивания) \vec{J} равен отношению векторной суммы магнитных моментов атомов макроскопически **малого объема** вещества к величине этого объема.

В однородном поле и однородном магнетике намагниченность - векторная сумма магнитных моментов молекул единицы объема вещества.

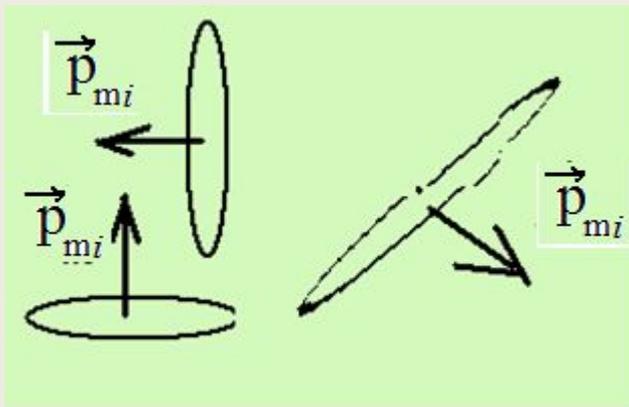
$\vec{J} \rightarrow$ (А/м).

Гипотеза Ампера

- В любом теле существуют *микроскопические (молекулярные) токи*, обусловленные движением *электронов в атомах и молекулах*. Принимается, что электроны движутся по круговым орбитам.

Каждый круговой молекулярный ток обладает магнитным моментом \vec{p}_{mi} . При $\vec{B}_0 = 0$ эти магнитные моменты ориентированы, как правило, хаотически, их усредненно $\vec{B}' = 0$ и $J = 0$.

и ↓.



Если внешнее поле существует, молекулярные токи стремятся ориентироваться по одному направлению,

$$\vec{B}' \neq 0 \text{ и } J \neq 0 .$$

Связь макроскопической характеристики - намагниченности \vec{J} с
 микроскопической характеристикой - молекулярными токами вещества $I_{\text{мол}}$
 :

$$I_{\text{мол}} = \int_S (\vec{j}_{\text{мол}} d\vec{S})$$

$$I_{\text{мол}} = \oint_L (\vec{J} d\vec{\ell}) \quad (2.2)$$

Циркуляция вектора намагниченности по замкнутому контуру равна суммарному молекулярному току, охватываемому этим контуром.

Напряженность магнитного поля. Теорема о циркуляции вектора напряженности.

$$\oint_L (\vec{B} d\vec{\ell}) = \mu_0 \int_S ((\vec{j} + \vec{j}_{\text{микро}}) d\vec{S}) = \mu_0 \int_S (\vec{j} d\vec{S}) + \mu_0 I_{\text{мол}}$$

$$\oint_L (\vec{B} d\vec{\ell}) = \mu_0 \int_S (\vec{j} d\vec{S}) + \mu_0 \oint_L (\vec{J} d\vec{\ell})$$

$$\oint_L \left(\left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right) d\vec{\ell} \right) = \int_S (\vec{j} d\vec{S}) \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}$$

$$\oint_L (\vec{H} d\vec{\ell}) = \int_S (\vec{j} d\vec{S})$$

\vec{j} - ПЛОТНОСТЬ ТОКОВ
ПРОВОДИМОСТИ.

$$\oint_L (\overset{\nabla}{H} d\overset{\nabla}{\ell}) = \int_S (\overset{\nabla}{j} d\overset{\nabla}{S})$$

Циркуляция вектора напряженности магнитного поля по произвольному замкнутому контуру равна алгебраической сумме токов проводимости, охватываемых этим контуром.

Следовательно, **вектор напряженности магнитного поля определяется только токами проводимости и от свойств вещества не зависит.**

$$\oint_L (\overset{\nabla}{H} d\overset{\nabla}{\ell}) = \sum_i I_i$$

Закон полного тока
(теорема о циркуляции
вектора H).

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

В вакууме:

$$\vec{J} = 0$$

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

В веществе:

для изотропных магнетиков

$$\vec{J} = \chi(\vec{H})\vec{H} \quad \chi - \text{магнитная восприимчивость}$$

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

$$\mu_0\vec{H} = \vec{B} - \mu_0\chi\vec{H}$$

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

μ - магнитная проницаемость вещества.

$$\mu = 1 + \chi \quad \vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$$

$$\vec{B} = \mu\vec{B}_0 \quad \mu = \frac{B}{B_0}$$

Основные уравнения магнитостатического поля

В любой среде постоянное магнитное поле описывается двумя основными и одним вспомогательным уравнениями.

1. Теорема Гаусса для вектора \vec{B} :

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

- показывает, что силовые линии магнитного поля замкнуты, т.е. в природе нет «магнитных зарядов».

2. Теорема о циркуляции вектора \vec{H} :

$$\oint_L (\vec{H} d\vec{l}) = \sum_i I_i$$

-дает связь постоянных токов с созданными ими магнитостатическими полями и является следствием экспериментального закона Био-Савара_Лапласа. Из теоремы о циркуляции следует, что магнитостатическое поле является

вихревым.
3. Материальное уравнение:

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

-учитывает свойства среды.

Магнитное поле на границе раздела двух магнетиков.

Граничные условия для векторов B и H :

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

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

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

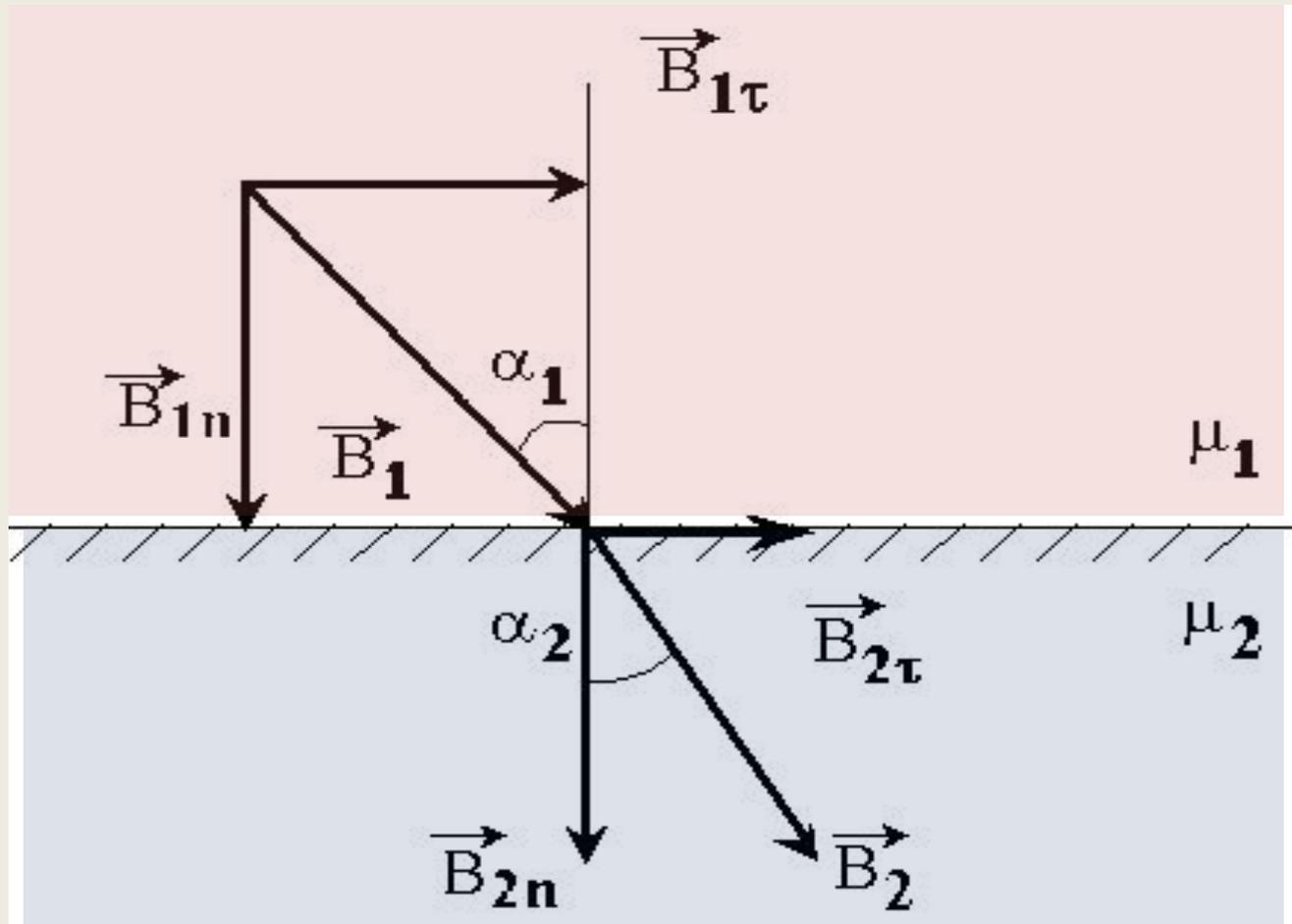
$$\frac{B_{1\tau}}{\mu_1} = \frac{B_{2\tau}}{\mu_2}$$

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

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha_2} = \frac{B_{1\tau} / B_{1n}}{B_{2\tau} / B_{2n}}$$

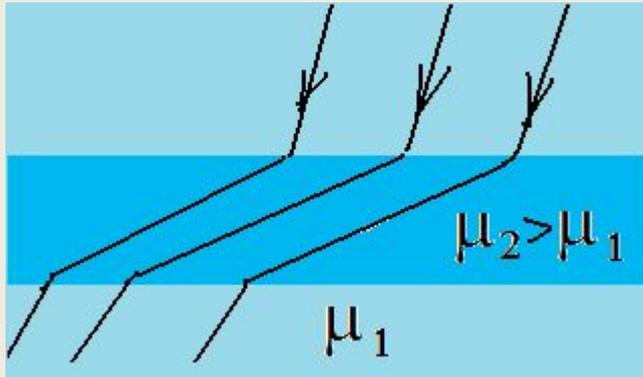
$$\frac{B_{1\tau}}{B_{2\tau}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$$

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha_1}{\operatorname{tg}\alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$$

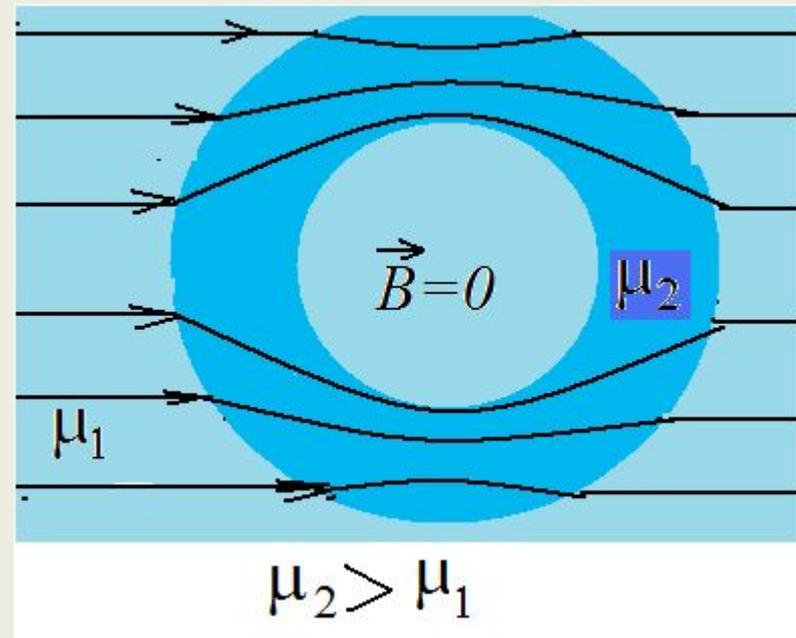


$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$$

$$\mu_2 > \mu_1, \alpha_2 > \alpha_1 :$$



Линии магнитной индукции, попадая в среду с большей магнитной проницаемостью, сильнее отклоняются от нормали, т.е. сгущаются. На этом основан **способ защиты от магнитостатического поля** :



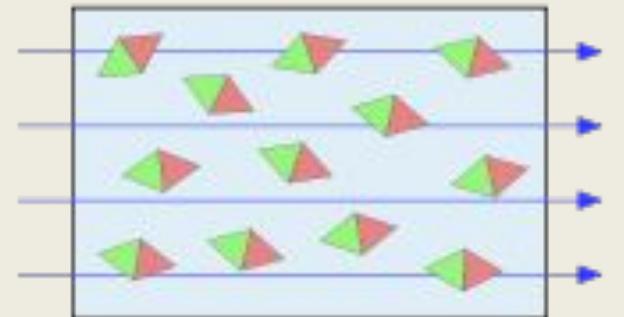
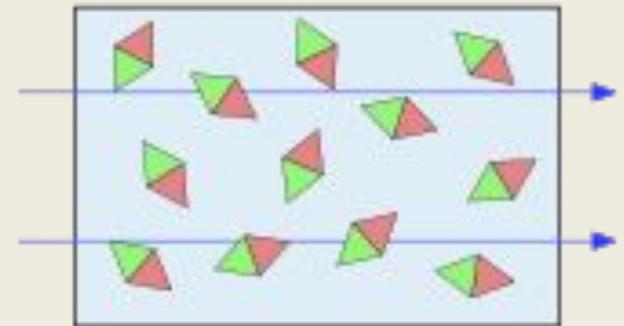
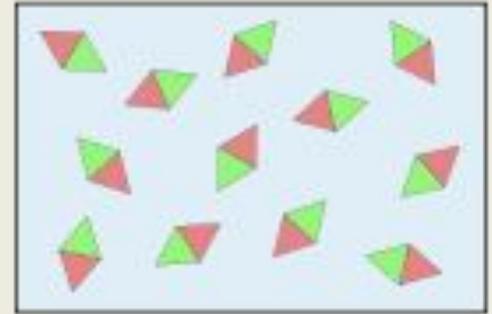
2.2 Магнитные свойства

Всякое вещество является **магнетиком**, т. е. способно под действием магнитного поля приобретать магнитный момент (намагничиваться).

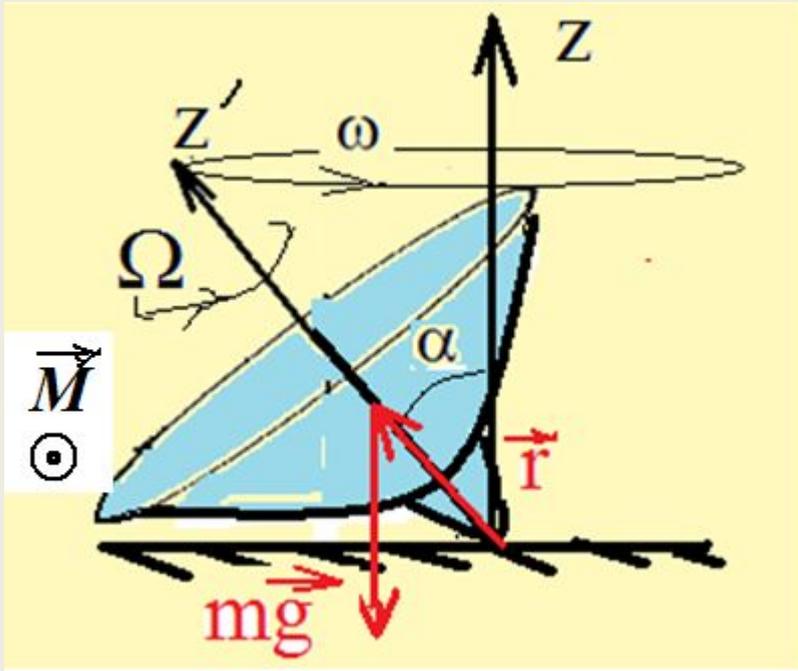


Парамагнетики

Молекулы парамагнетиков обладают магнитным моментом даже в отсутствие магнитного поля. Однако вследствие теплового движения молекул их магнитные моменты ориентированы беспорядочно. При $\vec{B}_0 = 0$ намагниченность $\vec{J} = 0$. При внесении парамагнетика во внешнее магнитное поле устанавливается преимущественная ориентация магнитных моментов атомов по полю (полной ориентации препятствует тепловое движение атомов). Таким образом, парамагнетик намагничивается, создавая собственное магнитное поле, совпадающее по направлению с внешним полем и усиливающее его.



Отступление: механическая прецессия волчка под действием силы тяжести.



$$\vec{M} = [\vec{r} \times m\vec{g}]$$

Регулярная прецессия – движение, при котором

$$\omega, \Omega, \alpha = \text{const.}$$

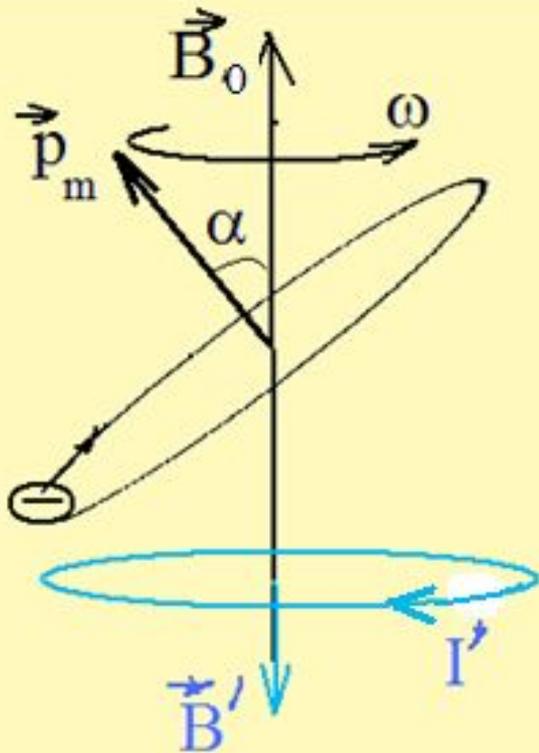
Диамагнетик

Молекулы диамагнетиков не обладают магнитным моментом: $\vec{p}_m = 0$

$$\vec{p}_{m \text{ мол}} = 0$$

При $\vec{B}_0 \neq 0$ во внешнем магнитном поле возникает прецессия электронной орбиты,

аналогичная механической прецессии волчка под действием силы тяжести.



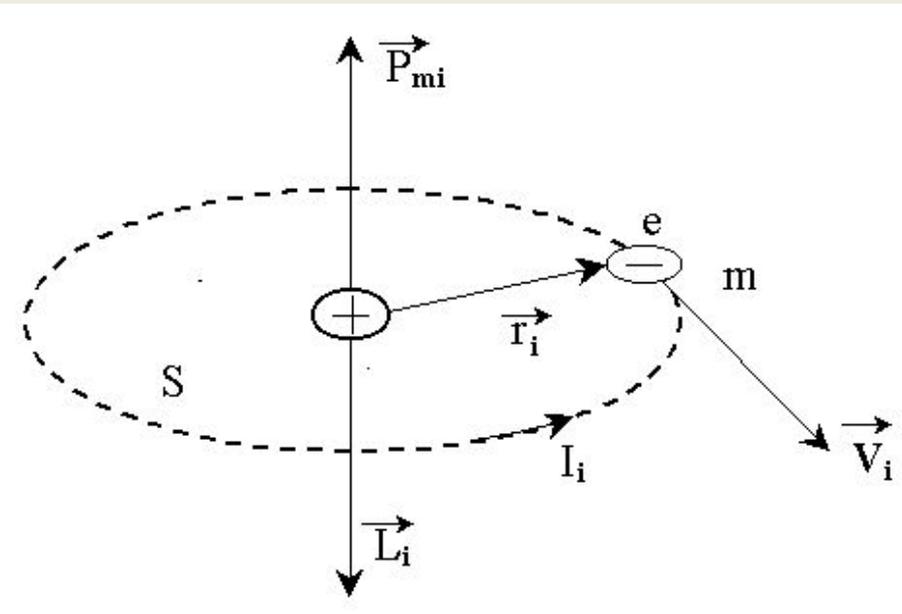
Регулярная прецессия электронной орбиты под действием внешнего магнитного поля создает дополнительное движение электрона, которое можно рассматривать как ток I' , создающий поле с индукцией B' , направленной противоположно индукции B исходного поля.

Наведенные прецессией электронных орбит поля с индукции **B'** складываются и образуют собственное магнитное поле вещества, ослабляющее внешнее магнитное поле. Этот эффект получил название **диамагнитного эффекта**, а вещества, намагничивающиеся во внешнем магнитном поле **против направления** поля, называются **диамагнетиками**.

Диамагнитный эффект наблюдается и в парамагнетиках, но он значительно слабее парамагнитного и поэтому остается незаметным.

Диамагнетизм свойственен всем веществам. Если магнитный момент атомов велик, то парамагнитные свойства преобладают над диамагнитными и вещество является парамагнетиком; если магнитный момент атомов мал, то преобладают диамагнитные свойства и вещество является диамагнетиком.

Орбитальный магнитный \vec{p}_{mi} и механический \vec{L}_i моменты электрона. Магнитомеханические явления.



$$p_{m_i} = I_i S_i = e v_i S_i$$

$$T_i = \frac{1}{v_i}$$

$$L_i = m v_i r_i = m \frac{2\pi r_i}{T_i} r_i = 2m v_i S_i$$

Гиромагнитным отношением называется отношение магнитного момента к механическому.

гиромагнитное отношение для орбитальных моментов:

$$\Gamma = \frac{p_{mi}}{L_i} = -\frac{1}{2} \frac{e}{m} = -\frac{1}{2} \gamma$$

Возникновение вращательного движения образца магнетика при его намагничивании называется *магнитомеханическим явлением*.

Магнитомеханический эффект был обнаружен на опыте и объяснен А. Эйнштейном и В. де Хаазом в 1915 году. Тонкий **железный** стержень подвешивался на упругой нити и помещался внутрь соленоида. Для усиления эффекта применен метод резонанса – по соленоиду протекал переменный ток, частота которого подбиралась равной собственной частоте механических колебаний стержня. При намагничении стержня магнитные моменты электронов установятся по направлению поля, а механические моменты против поля. В результате суммарный момент импульса электронов станет отличен от нуля. Момент импульса системы (стержень + электроны) должен остаться неизменным, поэтому стержень начнет закручиваться против вращения электронов. По измеренной амплитуде колебаний можно вычислить гиромагнитное отношение .

Получили

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

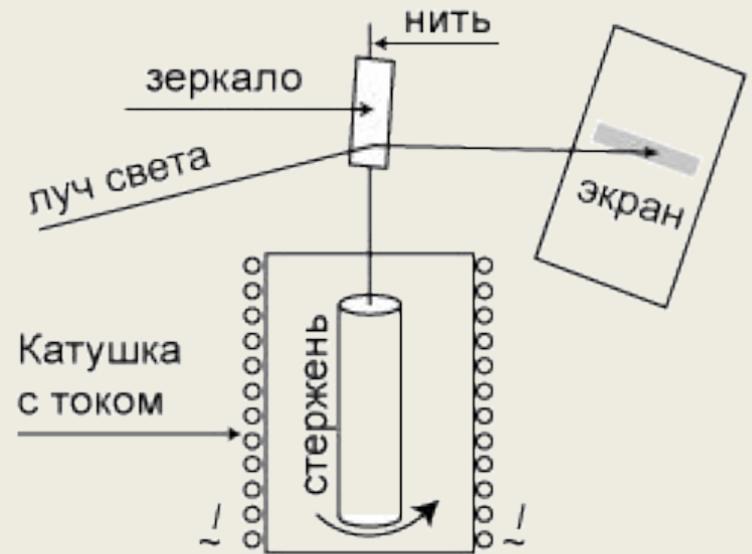


Рис.18.1.1. Схема опыта Эйнштейна и де Гааза

Аналоги

я:



$$I_{\text{ч}} \vec{\omega}_{\text{ч}} - I_{\text{СТ}} \vec{\omega}_{\text{СТ}} = \mathbf{0}$$

Механомагнитный эффект является **обратным магнито-механическому** и заключается в том, что при возникновении вращения магнетика последний должен намагничиваться в направлении оси вращения.

Барнетт измерял возникающее намагничивание при очень быстром вращении железного стержня.

Рассчитанное по результатам опыта гиромагнитное отношение оказалось

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

це ожидаемого

ОПЫТ ШТЕРНА И ГЕРЛАХА (1921 г.)

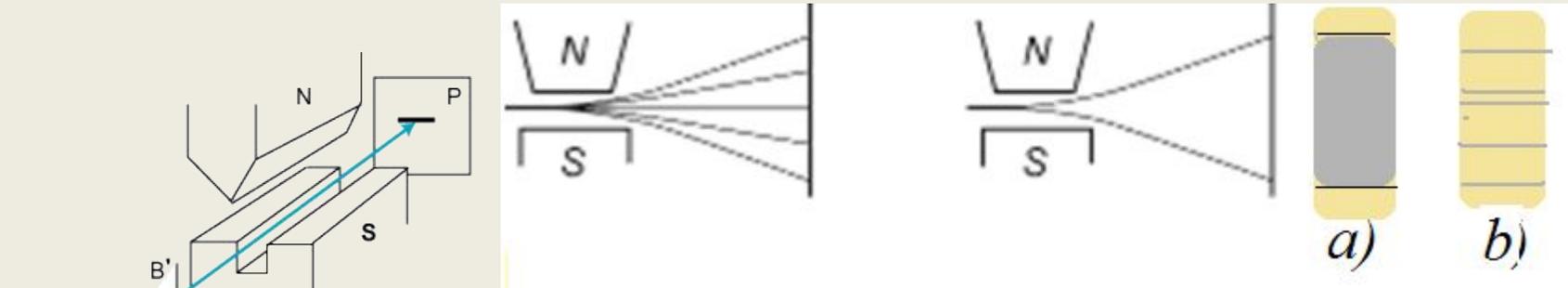
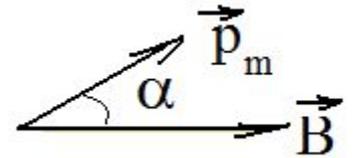


Рис. 18.1.3. Схема опыта Штерна и Герлаха.

Пучок атомов пропусклся через неоднородное магнитное поле: При хаотическом распределении моментов атомов по направлениям углы α равномерно «размазаны» в интервале $0 \leq \alpha \leq \pi$ на экране ожидался **сплошной след (а)**.

Вместо сплошного следа получились **отдельные линии (b)**, расположенные симметрично относительно следа исходного пучка. Опыт показал, что углы между \vec{p}_m и \vec{B} могут иметь только дискретные значения, то есть проекция магнитного момента на направление поля **квантуется**.

$$F = p_m \frac{\partial B}{\partial x} \cos \alpha.$$



Данные опытов подтверждают существование магнитных моментов атомов, которые определяют магнитные свойства веществ.

Однако существованием у электронов в атомах **только орбитальных магнитных моментов** объяснить магнитные свойства веществ **невозможно**.

Частицы, входящие в состав атома, наряду с орбитальными моментами обладают собственными (спиновыми) магнитными и механическими моментами.

Магнитный момент

атома:

$$\vec{P}_{ma} = \vec{P}_{мя} + \sum_i \vec{P}_{msi} + \sum_i \vec{P}_{m_i}$$

гиромагнитное отношение для спиновых моментов электрона:

$$\Gamma_s = \frac{p_{ms}}{L_s} = -\frac{e}{m} = -\gamma$$

Т. о., из опытов Эйнштейна и де Хааса и Барнетта следует, что **магнитные свойства железа обусловлены *спиновыми* магнитными моментами электронов.**

Ферромагнетики .

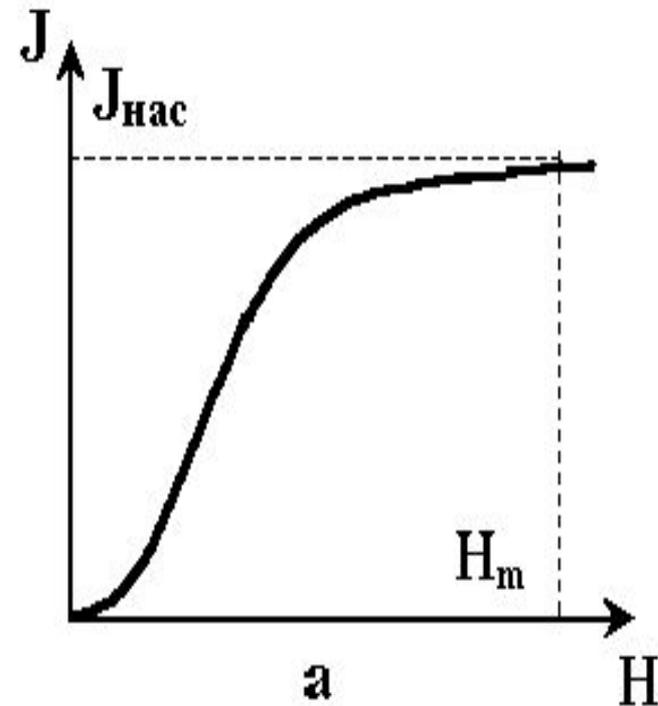
Ферромагнетики могут обладать **намагниченностью в отсутствие внешнего магнитного поля.**

Характерные признаки ферромагнетиков:

- 1) Высокая намагниченность, и, как следствие этого, огромные значения относительной магнитной проницаемости ($\mu \approx 10^5$).
- 2) нелинейная зависимость намагниченности $J(H)$ и магнитной индукции $B(H)$ от напряженности намагничивающего поля
- 3) Наличие **гистерезиса**. Значения величин, характеризующих состояние ферромагнетика при данном значении намагничивающего поля зависят от того, в каком состоянии до этого находился ферромагнетик.

Основная кривая намагниченности.

Пусть при отсутствии магнитного поля ферромагнетик обладает нулевой намагниченностью.



На начальном этапе с ростом намагничивающего поля увеличивается ориентация магнитных моментов частиц ферромагнетика по полю. При этом доля частиц с неориентированными моментами становится все меньше и

Насыщение наступает, когда магнитные моменты $J_{нас}$ всех частиц оказываются ориентированными вдоль поля. В этом случае дальнейшее возрастание поля уже не приводит к изменению намагниченности.

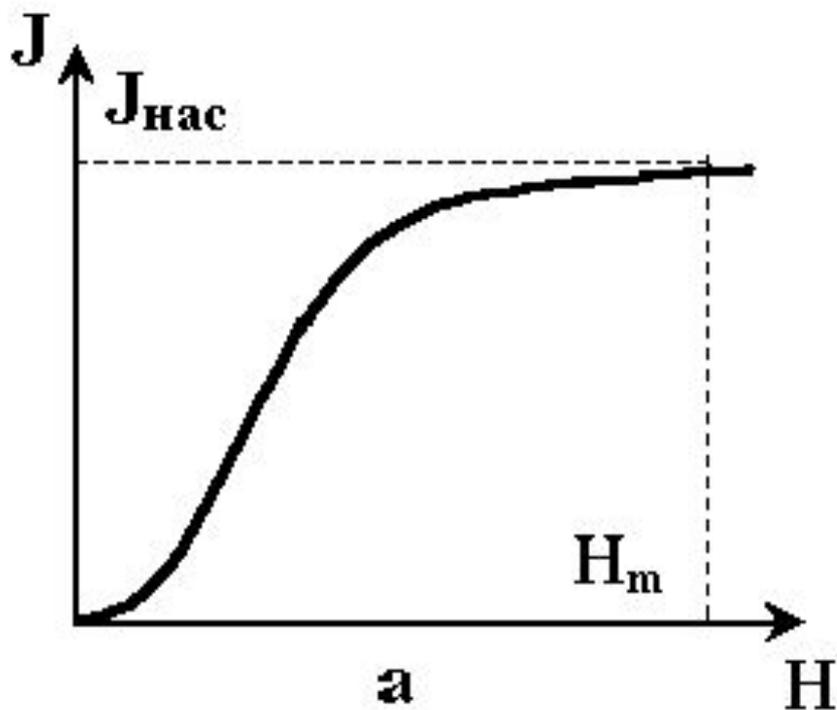
Значение напряженности H_m , при которой наступает насыщение намагниченности, составляет $\approx 10^2$ А/м.

$$B = \mu_0(H + J(H))$$

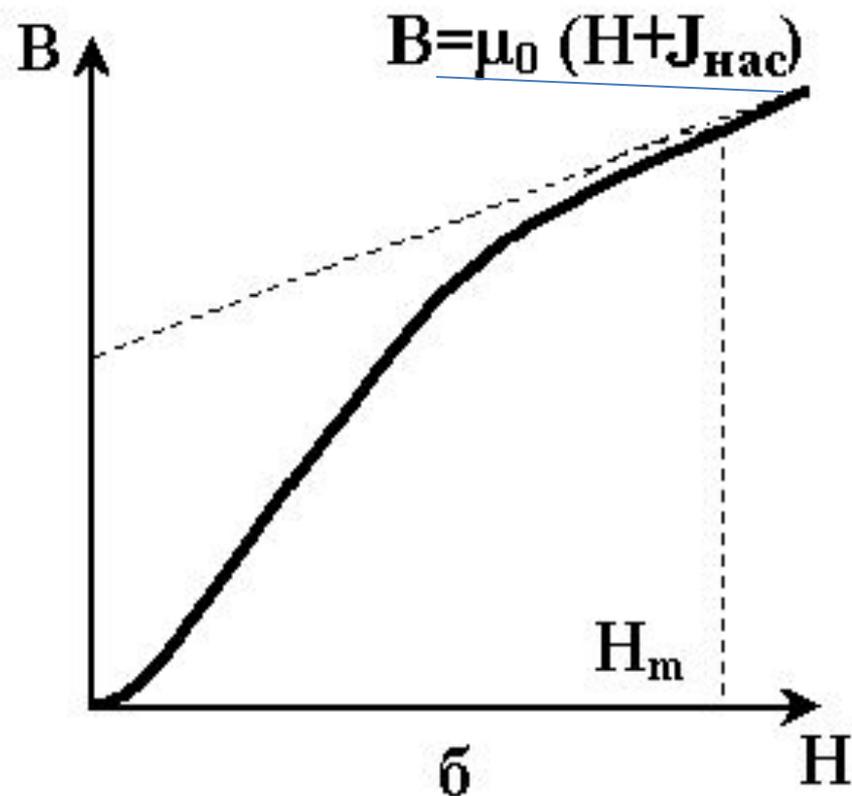
Когда J достигает насыщения,
 B растет по линейному закону

$$B = \mu_0 H + \text{const}$$

($\text{const} = \mu_0 J_{\text{нас}}$)



Основная кривая
намагниченности $J(H)$



Основная кривая
намагниченности $B(H)$

Гистерезис. Петля

гистерезиса.

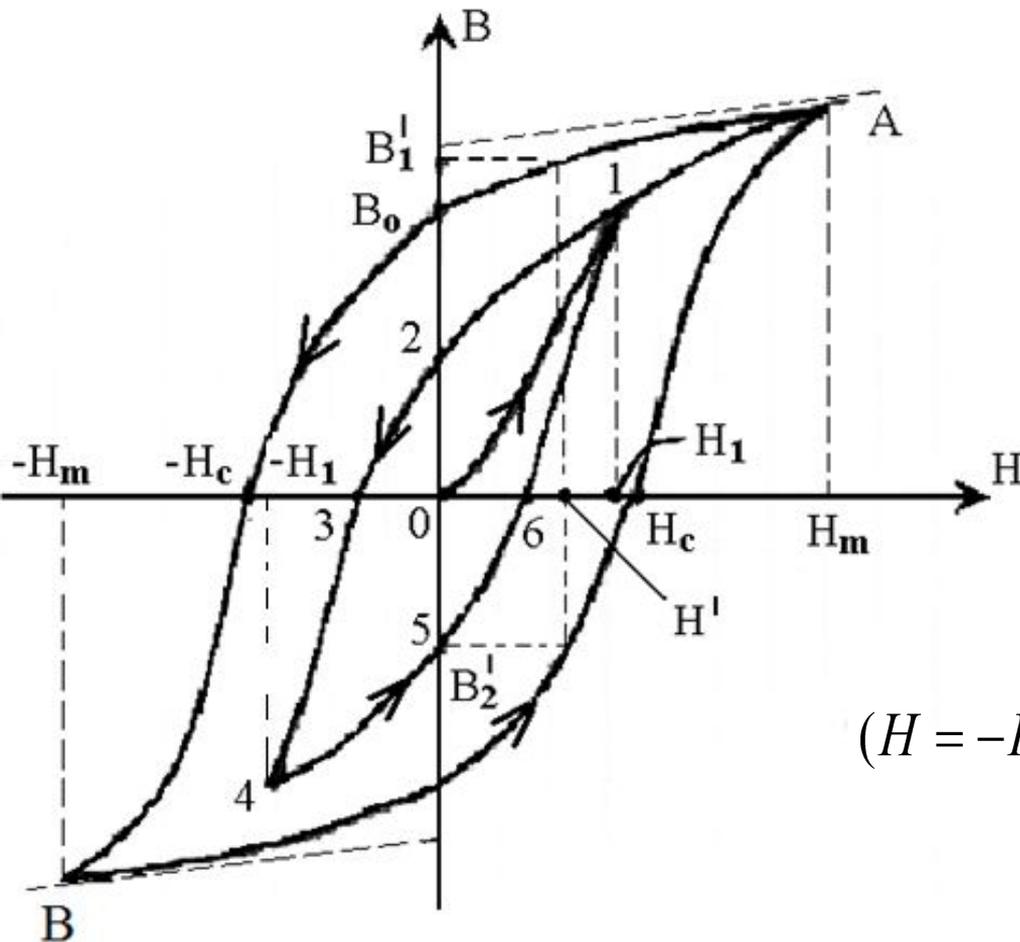
Пусть ферромагнетик обладает нулевой намагниченностью ($J = 0$). Поместим во внешнее магнитное поле $B_0 = \mu_0 H$ и будем менять его напряженность H от 0 до H_m .

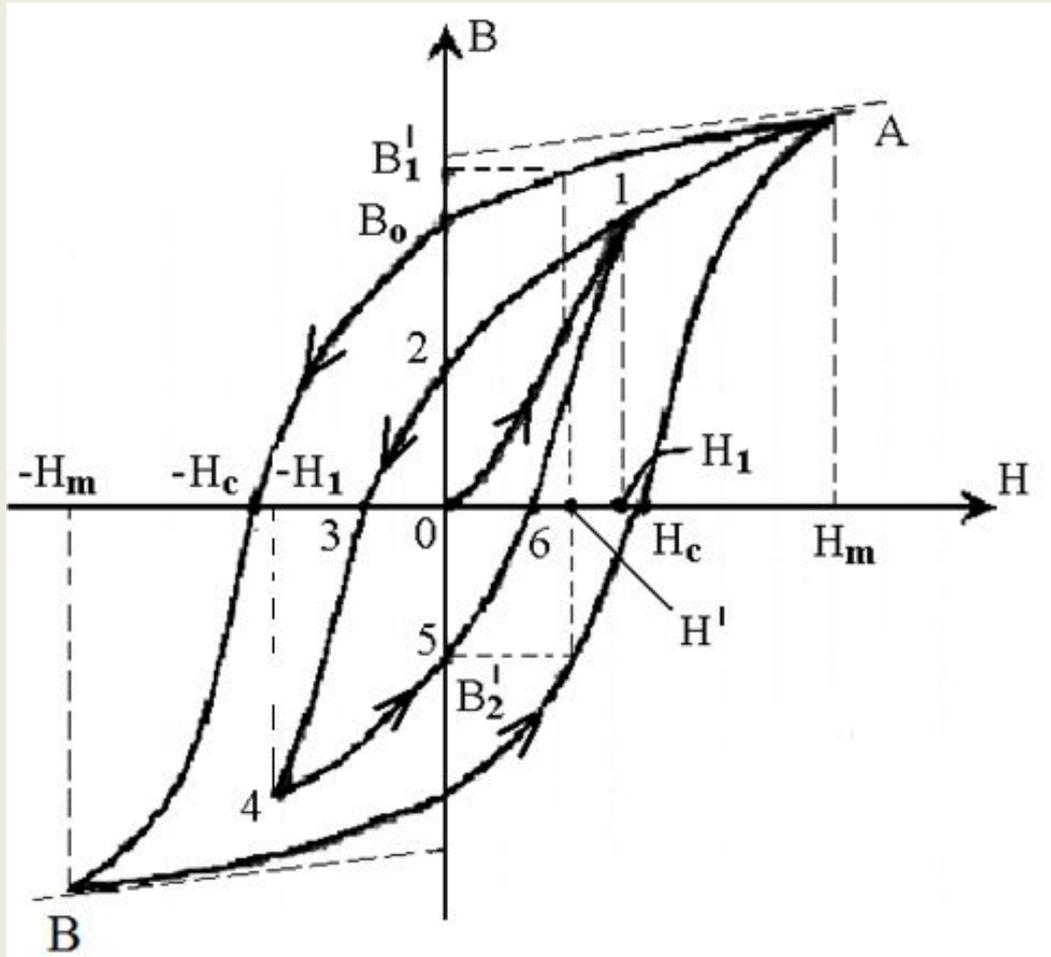
Тогда $B(H)$ - 01 – отрезок основной кривой намагничивания. $B(H)$
Если уменьшать H до 0, пойдет H по отрезку 12.

т.2:
Ферромагнетик в т.2 – это постоянный магнит!!

Если далее изменить направление внешнего поля на противоположное и уменьшать до

($H = -H_1 \neq 0, B = \mu_0(H + J) = 0, J = -H \neq 0$).





При циклическом изменении поля в пределах $(-H_1, H_1)$ зависимость $B(H)$ пойдет по кривой 4123.

Перемагничивание ферромагнетика при циклическом изменении поля описывается замкнутой кривой $B(H)$, которая называется **петлей гистерезиса**.

Гистерезисом называется явление запаздывания изменения намагниченности ферромагнетика по сравнению с изменением внешнего магнитного поля.

$$B_0 = \mu_0 H$$

$$B = \mu_0 (H + J(H))$$

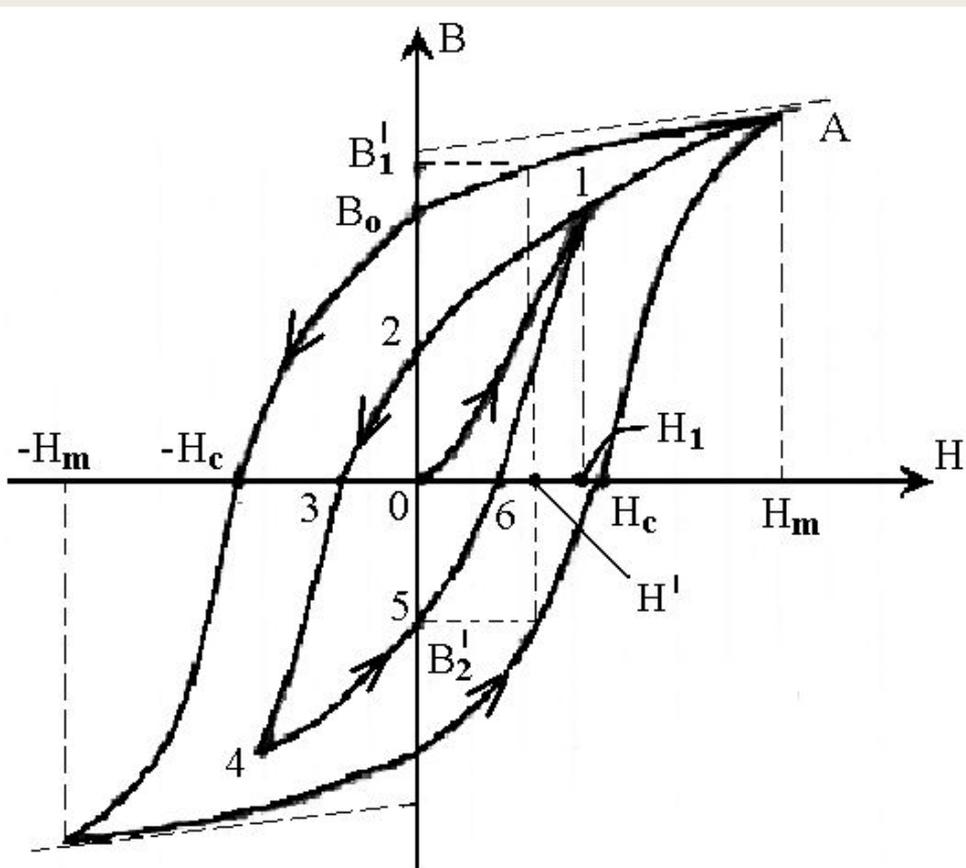
Если амплитудные значения $H \geq H_m$, получается **максимальная петля гистерезиса**. Остальные петли, $H < H_m$, соответствующие, называются **частными циклами** и находятся внутри максимальной (B_0, J_0, H_c) . Приводимые обычно значения соответствуют **максимальной петле** (см. ниже).



Остаточная индукция B_0 - значение индукции магнитного поля в ферромагнетике, когда намагничивающее поле обращается в нуль $J_0 = \frac{B_0}{\mu_0}$.
Остаточная намагниченность J_0

Коэрцитивная сила H_c - значение поля, при котором индукция магнитного поля внутри ферромагнетика $B = 0$ обращается в нуль $B = \mu_0(H + J(H))$

$$J_c = -H_c \neq 0$$



Чтобы размагнитить ферромагнетик, его по $H \geq H_m$ поле с и производят циклические перемагничивания, постепенно уменьшая амплитуду H до нуля, при этом частные циклы уменьшаются, стягиваясь к началу координат.

Намагничивание ферромагнети H' не является однозначной функцией H : так, значению $B_2' \leq B \leq B_1'$ могут соответствовать любые значения H' , которые

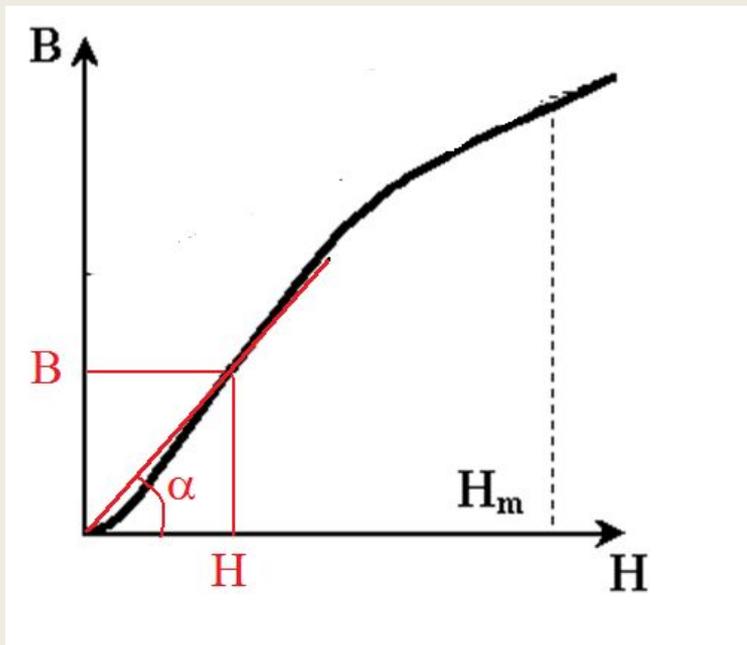
определяются предысторией образца.

Магнитная проницаемость ферромагнетиков

Неоднозначность зависимости $B(H)$ указывает на неоднозначность μ для одного и того же значения H

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

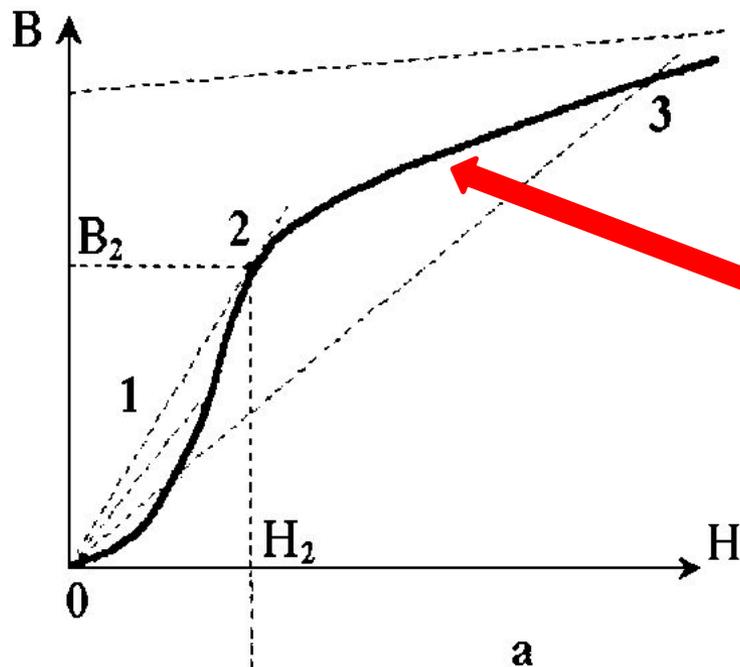
Поэтому понятие относительной магнитной проницаемости μ и используется **только применительно к основной кривой намагничивания** $B(H)$, для которой B и H определены однозначно.



$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{B}{H}$$

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

$$\mu = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\mu_0}$$

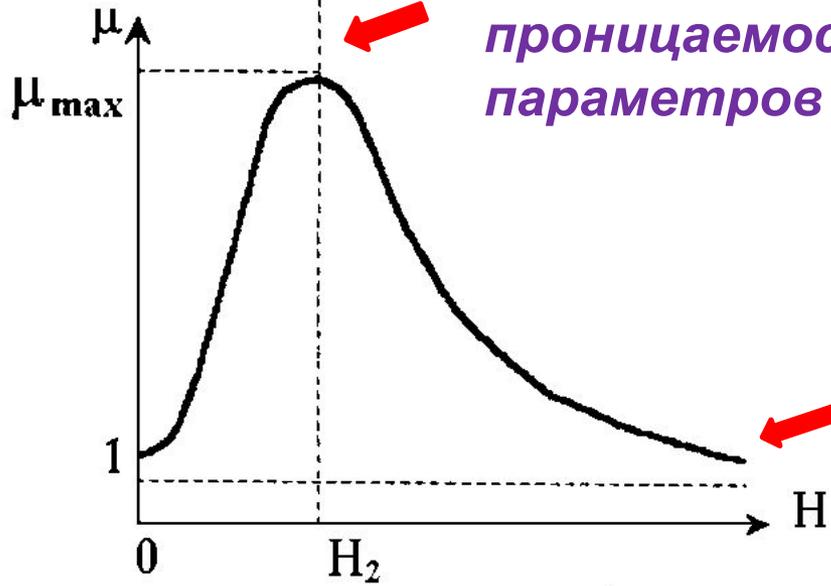


$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{B}{H}$$

$$\mu = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\mu_0}$$

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H} = \frac{\mu_0 (H + J)}{\mu_0 H} = 1 + \frac{J}{H}$$

максимальное значение магнитной проницаемости является одним из основных параметров ферромагнетика.

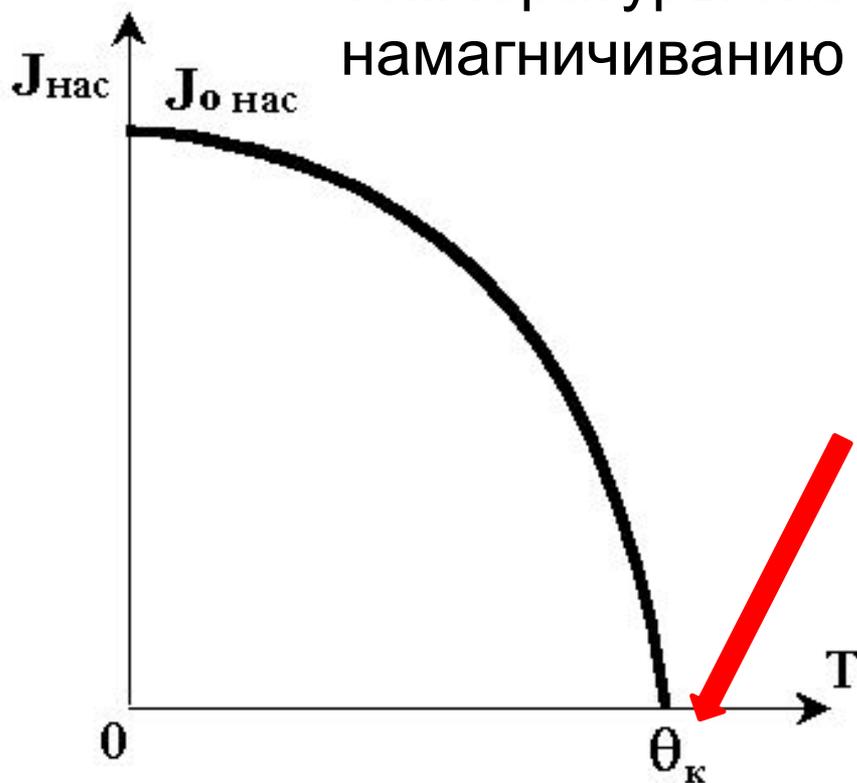


$$H \rightarrow \infty$$

$$\mu = 1 + \frac{J_{\text{нас}}}{H} \rightarrow 1$$

Зависимость магнитных свойств ферромагнетиков от температуры

Намагниченность насыщения имеет наибольшее значение при 0^0 К . При повышении температуры способность ферромагнетиков к намагничиванию значительно уменьшается.



$$T \rightarrow \theta_k \quad J_{нас} \rightarrow 0$$

Температура Кюри (точка Кюри).

Переход в парамагнитное состояние.

$$T > \theta_k$$

Точка Кюри для железа (768°С), никеля - (365°С)

Остаточная намагниченность, коэрцитивная μ_{max}
сила, и точка Кюри – основные
характеристики ферромагнетика.

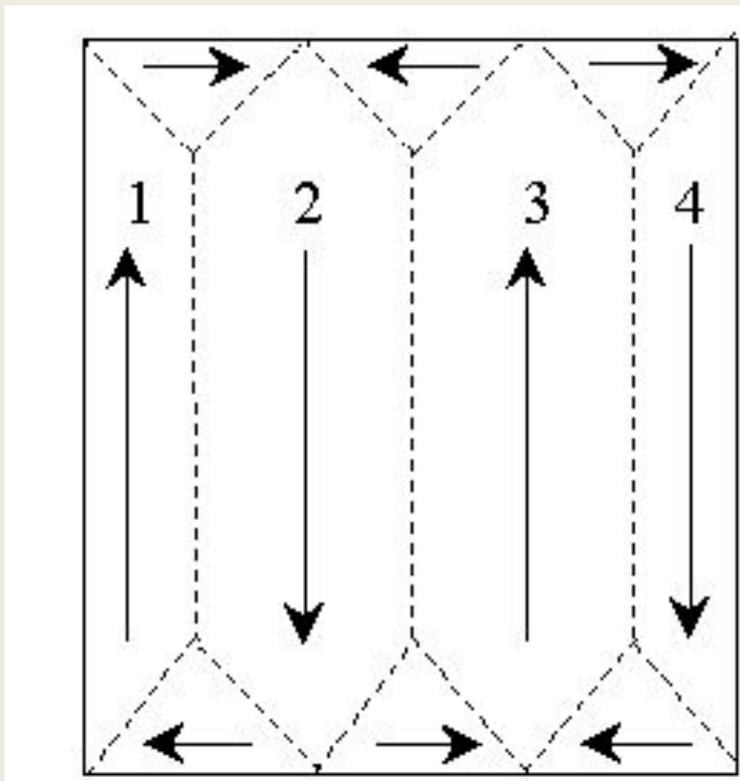
Природа ферромагнетиков и объяснение их свойств

Опыт Эйнштейна и де Хааса с железным стержнем показал, что за магнитные свойства ферромагнетиков отвечают **СПИНОВЫЕ** магнитный и механический моменты электрона.

$$\vec{p}_{ma}$$

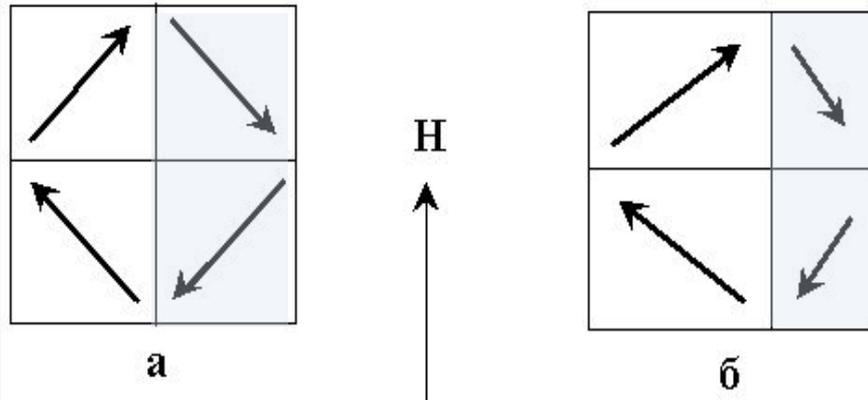
Измеренные в опытах Штерна и Герлаха для ферромагнетиков того же порядка, как для парамагнетиков. Поэтому аномально сильное намагничивание ферромагнетиков нельзя объяснить ориентацией магнитных моментов атомов во внешнем магнитном поле. Экспериментально доказано, что в ферромагнетиках даже при отсутствии внешнего намагничивающего поля существуют **многочисленные микроскопические области – домены** (области, самопроизвольно намагниченные до насыщения), но направления векторов намагниченности в различных доменах при отсутствии внешнего поля могут быть ориентированы хаотично.

В пределах одного домена спиновые магнитные моменты электронов ориентированы строго параллельно друг другу, что обеспечивает намагничивание домена до насыщения в отсутствие внешнего магнитного поля.



Опытные данные дают размеры доменов от 1 до 100 мкм.

Процесс намагничивания



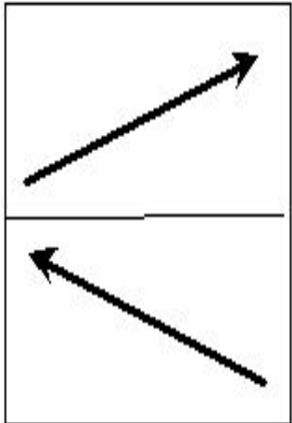
Пока внешнее поле мало, намагничивание происходит за счет смещения границ доменов. При этом объем доменов с преимущественной ориентацией их моментов по полю (первый тип) возрастает за счет объема доменов с преимущественной ориентацией их моментов против поля (второй тип). Процесс продолжается до тех пор, пока не исчезнут домены второго типа.

Такой механизм намагничивания на первом этапе связан с тем, что состояния доменов второго типа во внешнем поле энергетически менее выгодны, чем состояния доменов первого типа.

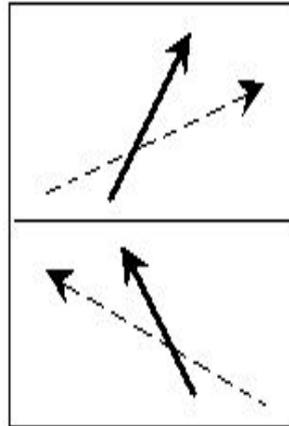
При дальнейшем росте намагничивающего поля магнитные моменты доменов первого типа испытывают скачкообразную ориентацию в направлении поля .

В этом случае спиновые моменты электронов одного домена поворачиваются одновременно, сохраняя параллельную ориентацию друг другу.

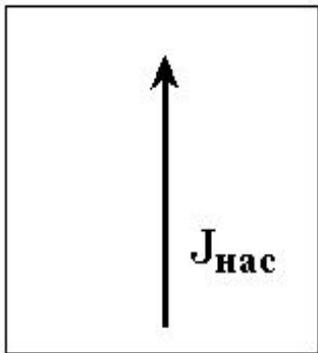
Этот этап намагничивания продолжается до того, пока магнитные моменты всех доменов первого типа не примут строгой ориентации по полю . Намагниченность достигает насыщения.



В



Г



Д

