

Сегодня: \*

# Лекция 21

## Тема: **МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА**

### Содержание лекции:

- 21.1. Магнитные моменты электронов и атомов;
- 21.2. Атом в магнитном поле;
- 21.3. Диамагнетики и парамагнетики в магнитном поле;
- 21.4. Магнитное поле в веществе;
- 21.5. Ферромагнетики.

## 21.1. Магнитные моменты электронов и атомов

Различные среды при рассмотрении их магнитных свойств называют *магнетиками*.

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.

*Магнитные свойства вещества определяются магнитными свойствами электронов и атомов.*

По своим магнитным свойствам магнетики подразделяются на три основные группы: *диамагнетики* ( $\mu \leq 1$ ), *парамагнетики* ( $\mu \geq 1$ ) и *ферромагнетики* ( $\mu \gg 1$ ).

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  $I=ev=e/T$ , где  $e$  – заряд электрона,  $\nu$  – частота его вращения по орбите,  $T$  – период вращения электрона по орбите. **Орбитальному току** соответствует **орбитальный магнитный момент электрона**.

$$\vec{P}_m = ISn = \frac{e\nu}{2\pi r} \pi r^2 \vec{n} \quad (21.1.1)$$

где  $S$  – площадь орбиты,  $n$  – единичный вектор нормали к  $S$ ,  $\vec{v}$  – скорость электрона. На рис. 21.1 показано направление орбитального магнитного момента электрона.

Электрон, движущийся по орбите имеет *орбитальный момент импульса*  $L_e$ , который имеет противоположное направление по отношению к  $P_m$  и связан с ним соотношением

$$\vec{P}_m = \gamma \vec{L}_e \quad (21.1.2)$$

Здесь, коэффициент пропорциональности  $\gamma$  называется *гиромагнитным отношением* орбитальных моментов и равен

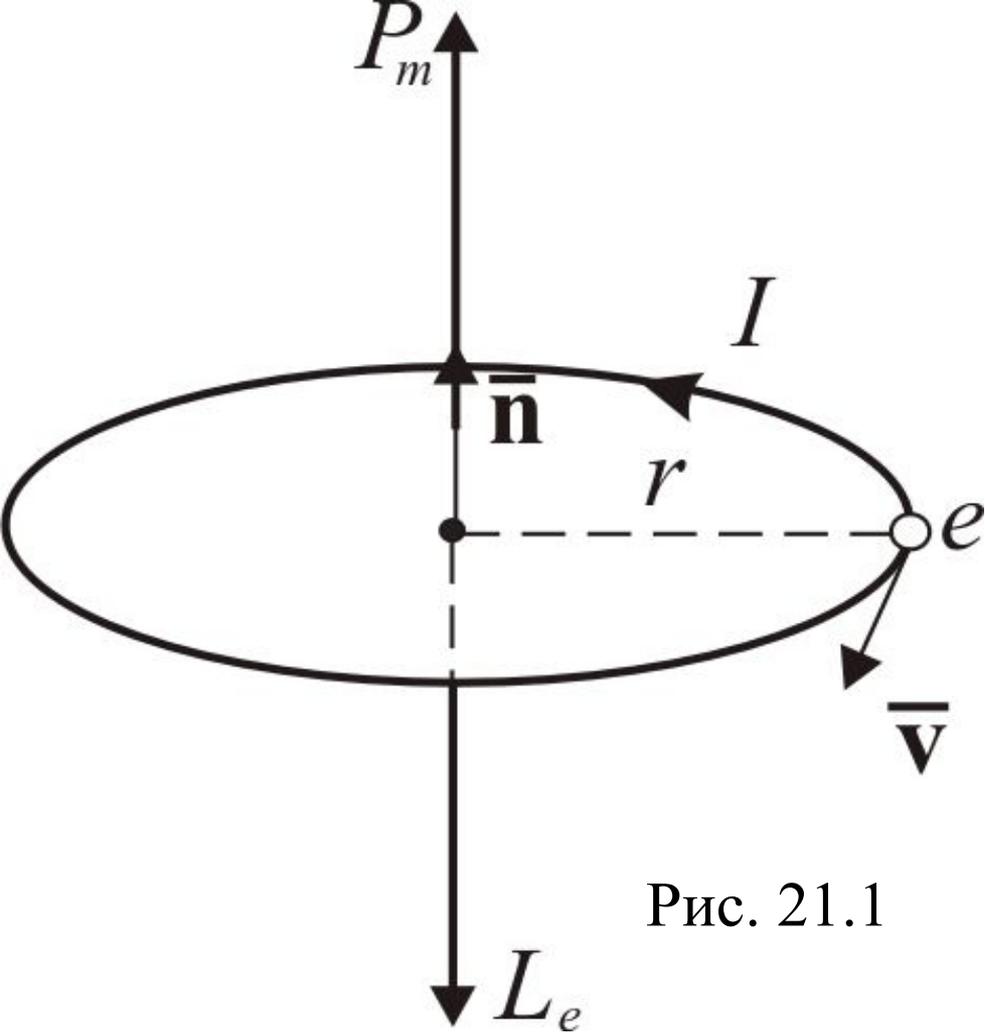


Рис. 21.1

$$\gamma = -\frac{e}{2m} \quad (21.1.3)$$

где  $m$  – масса электрона.

Кроме того, электрон обладает *собственным моментом импульса*  $L_{eS}$ , который называется *спином электрона*.

$$L_{eS} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{h}{2\pi} = \frac{\sqrt{3}}{2} \boxtimes \quad (21.1.4)$$

где  $h$  – постоянная Планка

$$h = 6,6 \cdot 10^{-34} \frac{\text{Дж} \cdot \text{с}}{\text{с}}; \quad \boxtimes = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \frac{\text{Дж} \cdot \text{с}}{\text{с}}$$

Спину электрона  $L_{eS}$  соответствует *спиновый магнитный момент* электрона  $P_{mS}$ , направленный в противоположную сторону:

$$\vec{P}_{mS} = \gamma_S \vec{L}_{eS} \quad (21.1.5)$$

Величину  $\gamma_S$  называют *гиромагнитным отношением спиновых моментов*

$$\gamma_S = -\frac{e}{m} \quad (21.1.6)$$

Проекция спинового магнитного момента электрона на направление вектора индукции магнитного поля может принимать только одно из следующих двух значений

$$P_{mSB} = \pm \frac{e\hbar}{2m} = \pm \mu_B \quad (21.1.7)$$

где  $\mu_B$  – магнетон Бора. **Орбитальным магнитным моментом  $P_m$  атома** называется **геометрическая сумма орбитальных магнитных моментов всех электронов атома**

$$\mathbf{P}_m = \sum_{i=1}^Z \mathbf{P}_{mi}; \quad (21.1.8)$$

где  $Z$  – число всех электронов в атоме – порядковый номер элемента в периодической системе Менделеева.

*Орбитальным моментом импульса  $L$  атома* называется геометрическая сумма моментов импульса всех электронов атома:

$$\mathbf{L} = \sum_{i=1}^Z \mathbf{L}_{ei} \quad (21.1.9)$$

Более подробно вышеназванные характеристики мы обсудим в разделе «Атомная и ядерная физика».

## 21.2. Атом в магнитном поле

При внесении атома в магнитное поле с индукцией  $\mathbf{B}$  на электрон, движущийся по орбите эквивалентной замкнутому контуру с током, действует момент сил  $M$ :

$$\overset{\nabla}{\mathbf{M}} = \left[ \overset{\nabla}{\mathbf{P}}_m, \overset{\nabla}{\mathbf{B}} \right] \quad (21.2.1)$$

При этом изменяется орбитальный момент импульса электрона:

$$\frac{d\overset{\nabla}{\mathbf{L}}_e}{dt} = \left[ \overset{\boxtimes}{\mathbf{P}}_m, \overset{\boxtimes}{\mathbf{B}} \right] = \left[ -\gamma \overset{\boxtimes}{\mathbf{B}}, \overset{\boxtimes}{\mathbf{L}}_e \right] \quad (21.2.2)$$

Аналогично изменяется вектор орбитального магнитного момента электрона

$$\frac{d\overset{\nabla}{\mathbf{P}}_m}{dt} = \left[ -\gamma \overset{\boxtimes}{\mathbf{B}}, \overset{\boxtimes}{\mathbf{P}}_m \right] \quad (21.2.3)$$

Из этого следует, что векторы  $\overset{\nabla}{\mathbf{L}}_e$  и  $\overset{\nabla}{\mathbf{P}}_m$ , и сама орбита *прецессирует* вокруг направления вектора  $\overset{\nabla}{\mathbf{B}}$ . На рисунке 21.2 показано прецессионное движение электрона и его орбитального магнитного момента, а также дополнительное (прецессионное) движение электрона.

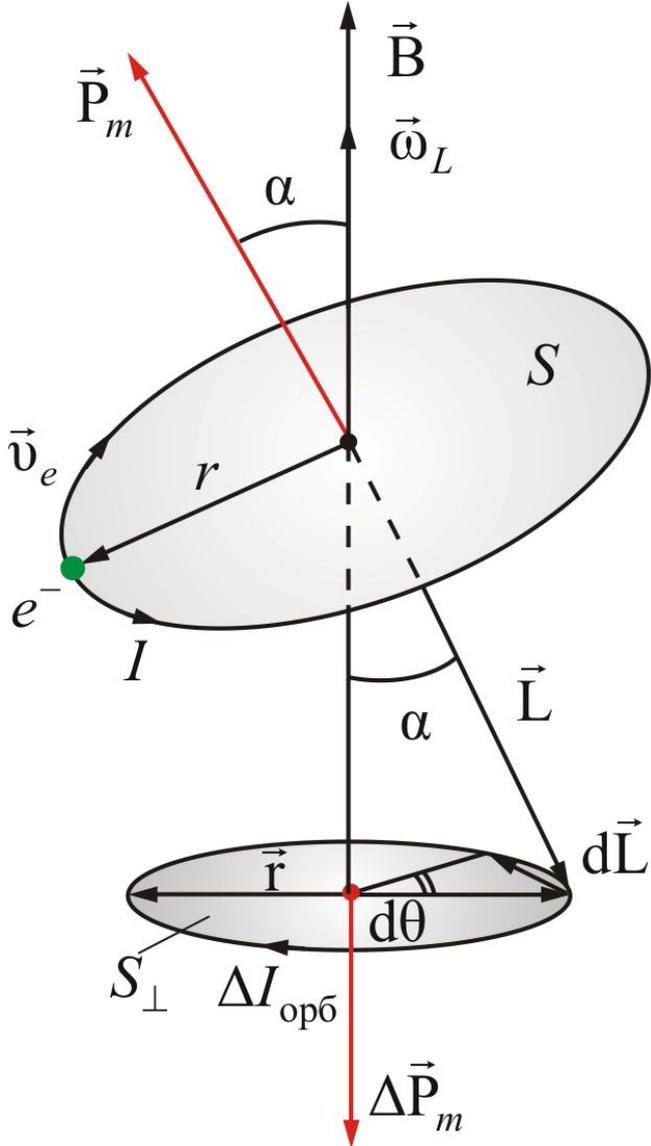


Рис. 21.2

Эта прецессия называется *Ларморовской прецессией*. Угловая скорость этой прецессии  $\omega_L$  зависит только от индукции магнитного поля и совпадает с ней по

направлению. 
$$\vec{\omega}_L = \frac{e}{2m} \vec{B} \quad (21.2.4)$$

**Теорема Лармора:** единственным результатом влияния магнитного поля на орбиту электрона в атоме является прецессия орбиты и вектора орбитального магнитного момента электрона с угловой скоростью  $\omega_L$  вокруг оси, проходящей через ядро атома параллельно вектору индукции магнитного поля. Прецессия орбиты электрона в атоме приводит к появлению дополнительного орбитального тока

$$\Delta I_{орб} = e \frac{\omega_L}{2\pi} \quad (21.2.5)$$

и соответствующего ему наведенного орбитального магнитного момента  $\Delta P_m$

$$\Delta \mathbf{P}_m = -\Delta I_{орб} S_{\perp} = -\frac{e^2 S_{\perp}}{4\pi m} \mathbf{B} \quad (21.2.6)$$

где  $S_{\perp}$  — площадь проекции орбиты электрона на плоскость, перпендикулярную вектору  $\mathbf{B}$ . Знак « $-$ » говорит, что  $\mathbf{P}_m$  противоположен вектору  $\mathbf{B}$ . Тогда общий орбитальный момент атома равен

$$\Delta \mathbf{P}_m = -\frac{e^2 Z S_{\perp}}{4\pi m} \mathbf{B} \quad (21.2.7)$$

## 21.3. Диамагнетики и парамагнетики в магнитном поле

Количественной характеристикой намагниченного состояния вещества служит векторная величина  $\mathbf{J}$  — *намагниченность*, равная отношению магнитного момента малого объема вещества к величине этого объема:

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n P_{mi} \quad (21.3.1)$$

где  $\vec{P}_{mi}$  — магнитный момент  $i$ -го атома из числа  $n$  атомов, содержащихся в объеме  $\Delta V$ .

*Диамagnetиками называются вещества, магнитные моменты атомов которых в отсутствии внешнего поля равны нулю, т.к. магнитные моменты всех электронов атома взаимно скомпенсированы (например инертные газы, водород, азот, NaCl и др.).*

При внесении диамagnetного вещества в магнитное поле его атомы приобретают наведенные магнитные моменты.

В пределах малого объема  $\Delta V$  изотропного диамagnetика наведенные магнитные моменты  $\Delta P_{mi}$  всех атомов одинаковы и направлены противоположно вектору  $\vec{B}$ .

Вектор намагнитченности равен

$$\vec{\mathbf{J}} = \frac{n\Delta\vec{\mathbf{P}}_m}{\Delta V} = n_0\Delta\vec{\mathbf{P}}_m = \frac{\vec{\mathbf{B}}}{\mu_0}\chi' = \vec{\mathbf{H}} \cdot \chi', \quad (21.3.2)$$

где  $n_0$  – концентрация атомов,  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $\chi'$  – коэффициент пропорциональности, характеризующий магнитные свойства диамагнетика и называемая магнитной восприимчивостью среды.

*Для всех диамагнетиков  $\chi' < 0$ . Таким образом, вектор  $\vec{\mathbf{B}}_{\text{внутр}}$  магнитной индукции собственного магнитного поля, создаваемого диамагнетиком при его намагничивании во внешнем поле  $\vec{\mathbf{B}}_{\text{внеш}}$  направлен в сторону, противоположную  $\vec{\mathbf{B}}_{\text{внеш}}$ . (В отличие от диэлектрика в электрическом поле).*

*Относительной магнитной восприимчивостью вещества называется безразмерная величина  $\chi$ , связанная с  $\chi'$  соотношением:*

$$\chi = \frac{\chi'}{1 - \chi'} \quad (21.3.3)$$

У диамагнетиков  $|\chi'| \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$ , поэтому  $\chi \approx \chi'$ .

*Парамагнетиками* называются вещества, атомы которых имеют в отсутствии внешнего магнитного поля, отличный от нуля магнитный момент  $\mathbf{P}_m$ .

Эти вещества намагничиваются в направлении вектора  $\mathbf{B}_{внеш}$

К парамагнетикам относятся многие щелочные металлы, кислород  $O_2$ , оксид азота NO, хлорное железо  $FeCl_2$  и др.

В отсутствии внешнего магнитного поля намагниченность парамагнетика  $J = 0$ , т.к.  $\mathbf{P}_{mi}$  векторы разных атомов ориентированы беспорядочно.

При внесении парамагнетика во внешнее магнитное поле, происходит преимущественная ориентация собственных магнитных моментов атомов  $\mathbf{P}_{mi}$  по направлению поля, так что парамагнетик намагничивается. Значения  $\chi'$  для парамагнетиков положительны и находятся в пределах  $\sim 10^{-5} \div 10^{-3}$ . Поэтому магнитная восприимчивость  $\chi \approx \chi'$  как и у диамагнетиков.

## 13.4. Магнитное поле в веществе

При изучении магнитного поля в веществе различают два типа токов – *макροтоки и микροтоки*.

*Макροтокамаи* называются токи проводимости и конвекционные токи, связанные с движением заряженных макроскопических тел.

*Микροтокамаи* (молекулярными токами) называют токи, обусловленные движением электронов в атомах, молекулах и ионах.

Магнитное поле в веществе является суперпозицией двух полей: внешнего магнитного поля, создаваемого макροтокамаи, и внутреннего или собственного, магнитного поля, создаваемого микροтокамаи.

Характеризует магнитное поле в веществе вектор  $\mathbf{B}$ , равный геометрической сумме  $\mathbf{B}_{\text{внеш}}$  и  $\mathbf{B}_{\text{внутр}}$  магнитных полей

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{внеш}} + \mathbf{B}_{\text{внутр}} \quad (21.4.1)$$

Закон полного тока для магнитного поля в вакууме можно обобщить на случай магнитного поля в веществе:

$$\oint_L \mathbf{B} d\mathbf{L} = \mu_0 (I_{\text{макро}} + I_{\text{микро}}) \quad (21.4.2)$$

где  $I_{\text{микро}}$  и  $I_{\text{макро}}$  – алгебраическая сумма макро- и микротоков сквозь поверхность, натянутую на замкнутый контур  $L$  (рис. 21.3).

Как видно из (рис. 21.3), вклад в  $I_{\text{микро}}$  дают только те молекулярные токи, которые нанизаны на замкнутый контур  $L$ .

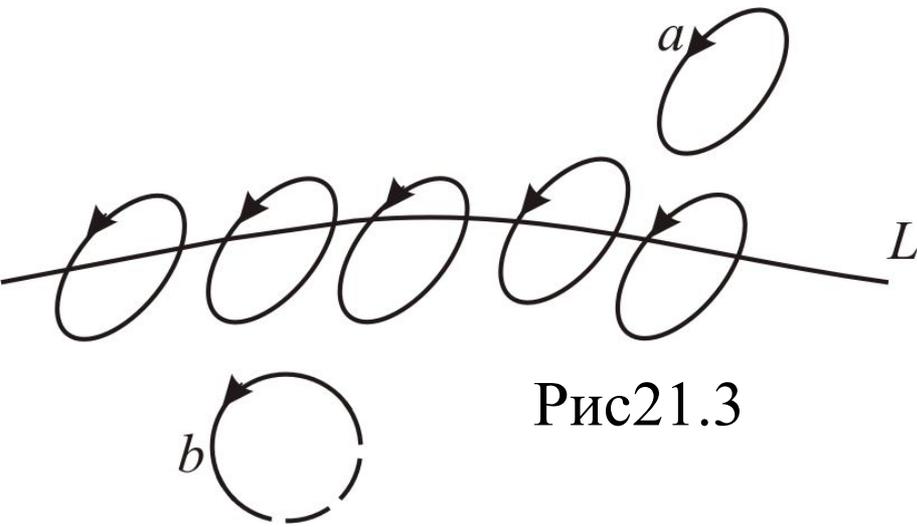


Рис21.3

Алгебраическая сумма сил микротоков связана с циркуляцией вектора намагниченности соотношением

$$I_{\text{микро}} = \oint J dl \quad (21.4.4)$$

тогда закон полного тока можно записать в виде

$$\int_L \left( \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - J \right) dl = I_{\text{макро}} \quad (21.4.5)$$

Вектор

$$\vec{\mathbf{H}} = \frac{\vec{\mathbf{B}}}{\mu_0} - \vec{\mathbf{J}} \quad (21.4.6)$$

называется **напряженностью магнитного поля**.

Таким образом, закон полного тока для магнитного поля в веществе утверждает, что циркуляция вектора напряженности магнитного поля вдоль произвольного замкнутого контура  $L$  равна алгебраической сумме макротоков сквозь поверхность натянутую на этот контур:

$$\int_L \vec{\mathbf{H}} d\mathbf{l} = I_{\text{макро}} \quad (21.4.7)$$

Этот закон полного тока в интегральной форме. В дифференциальной форме его можно записать:

$$\text{rot } \vec{\mathbf{H}} = \vec{\mathbf{j}}_{\text{макро}} \quad (21.4.8)$$

Намагниченность изотропной среды с напряженностью связаны соотношением:

$$\vec{\mathbf{J}} = \chi \vec{\mathbf{H}} \quad (21.4.9)$$

## 13.5. Ферромагнетики

*Ферромагнетики это вещества, обладающие самопроизвольной намагниченностью, которая сильно изменяется под влиянием внешних воздействий – магнитного поля, деформации, температуры.*

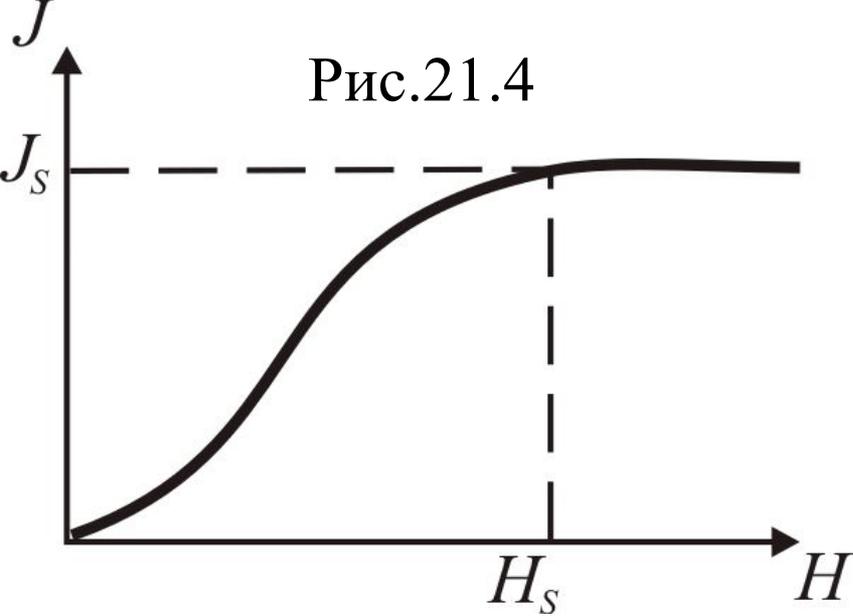
Ферромагнетики, в отличие от слабо магнитных диа- и парамагнетиков, являются сильно магнитными веществами: внутреннее магнитное поле в них может в сотни раз превосходить внешнее поле.

Ферромагнетизм наблюдается у кристаллов переходных металлов – железа, кобальта, никеля, у некоторых редкоземельных металлов и сплавов.

Основные отличия магнитных свойств ферромагнетиков.

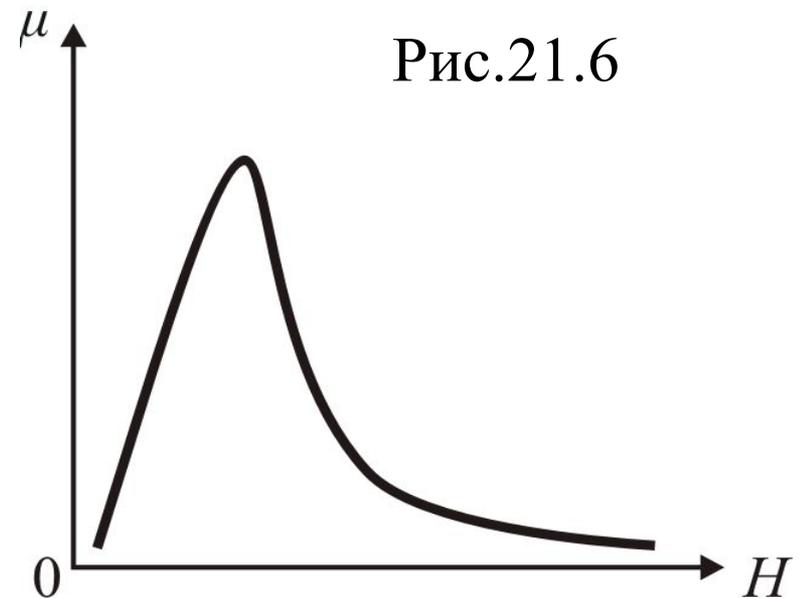
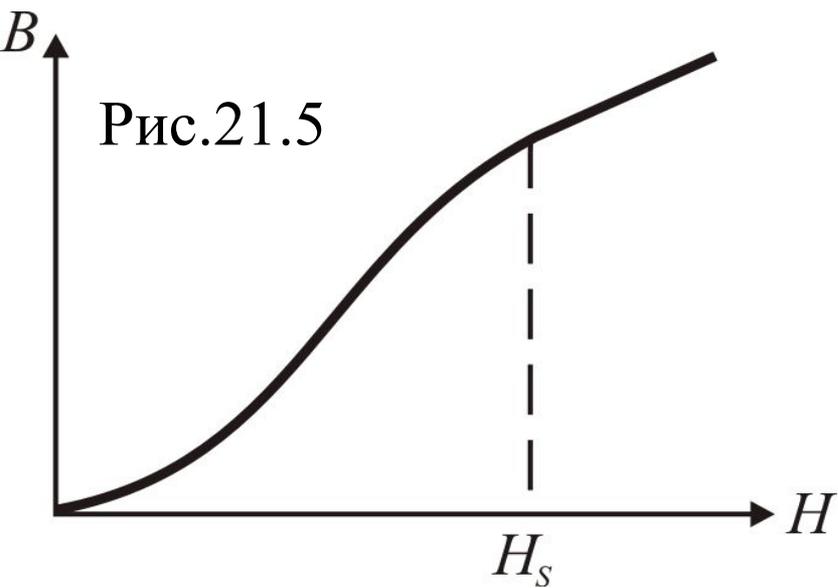
1) Нелинейная зависимость намагниченности от напряженности магнитного поля  $H$  (рис. 21.4)

Как видно из (рис. 21.4), при  $H > H_s$  наблюдается магнитное насыщение.



2) При  $H < H_s$  зависимость магнитной индукции  $B$  от  $H$  нелинейная, а при  $H > H_s$  – линейна (рис. 13.5)

3) Зависимость относительной магнитной проницаемости от  $H$  имеет сложный характер (Рис. 21.6), причем максимальные значения  $\mu$  очень велики ( $10^3 \div 10^6$ ).



4) У каждого ферромагнетика имеется такая температура называемая *точкой Кюри*, выше которой это вещество теряет свои особые магнитные свойства.

5) Существование *магнитного гистерезиса*.

На (рис. 21.7) показана петля гистерезиса – график зависимости намагниченности вещества от напряженности магнитного поля  $H$ .

Намагниченность  $J_S$  при  $H = H_S$  называется *намагниченность насыщения*.

Намагниченность  $J_R$  при  $H=0$  называется *остаточной намагниченностью* (что служит для создания постоянных магнитов)

*Напряженность  $H_c$  магнитного поля, полностью размагниченного ферромаг-*

*нетика, называется **коэрцитивной***

***силой***. Она характеризует способность ферромагнетика сохранять намагниченное состояние.

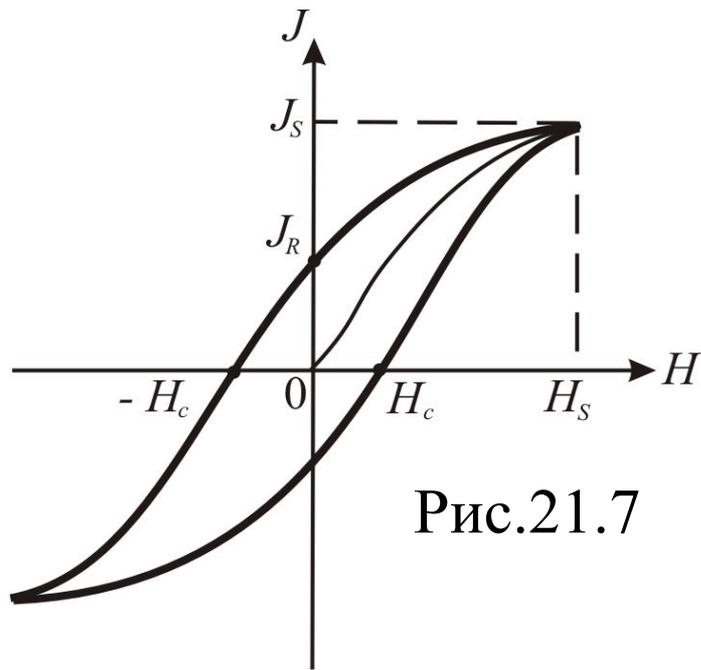


Рис.21.7

Большой коэрцитивной силой (широкой петлей гистерезиса) обладают *магнитотвердые материалы*, используемые для изготовления постоянных магнитов. Малую коэрцитивную силу имеют *магнито-мягкие материалы*, используемые для изготовления сердечников трансформаторов.

Измерение гиромангнитного отношения для ферромагнетиков показали, что элементарными носителями магнетизма в них являются спиновые магнитные моменты электронов.

