МАГНЕТИКИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

1. Магнитные моменты электронов и атомов

Магнетиками называются вещества, способные приобретать во внешнем магнитном поле собственное магнитное поле, т.е., намагничиваться. Магнитные свойства вещества определяются магнитными свойствами электронов и атомами (молекулами) вещества. По магнитным свойствам магнетики подразделяются на три основные группы: диамагнетики, парамагнетики и ферромагнетики.

Рассмотрим движение электрона по орбите в атоме. Его можно считать эквивалентным некоторому замкнутому контуру с током (орбитальный ток). Такой контур будет обладать магнитным моментом, значение которого будет определяться профилем контура и величиной силы тока. Если поверхность контура площадью S плоская (орбита электрона), все нормали к поверхности имеют одинаковое направление. Магнитный момент такого “витка” с током называется *орбитальным магнитным моментом* электрона. Он равен:

$$\vec{p}_m = IS\vec{n} \quad , \qquad (1)$$

где $I = en$ - сила тока, e – абсолютная величина заряда электрона, n - число оборотов электрона по орбите в единицу времени, S - площадь орбиты электрона, $\vec{n}$ – единичный вектор нормали к площади S.

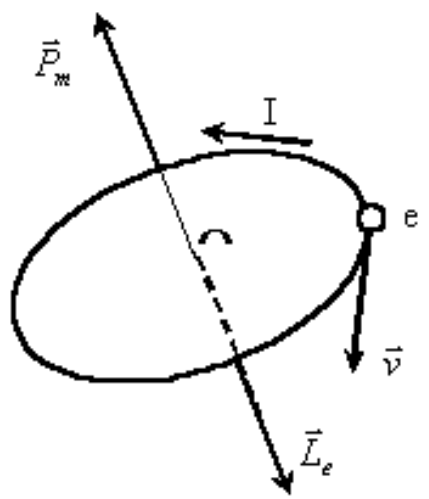


Рис.1.

Электрон, движущийся по орбите, имеет *орбитальный момент импульса* $\vec{L}_e$. Орбитальный магнитный момент пропорционален орбитальному моменту импульса:

$$\vec{p}_m = g\vec{L}_e, \qquad (2)$$

где

$$g = -\frac{e}{2m} \quad . \qquad (3),$$

Здесь $\boldsymbol{m}$ – масса электрона. Величина g называется *гиромагнитным отношением орбитальных моментов*.

PDF created with FinePrint pdfFactory Pro trial version http://www.fineprint.com

Векторы $\vec{p}_m$ и $\vec{L}_e$ направлены в противоположные стороны и перпендикулярны к плоскости орбиты электрона (рисунок 1.).

Кроме названных выше величин электрон обладает *собственным моментом импульса* $\vec{L}_{es}$, который называется спином электрона. Абсолютная величина спина электрона равна:

$$L_{es} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{h}{2p} = \frac{\sqrt{3}}{2}\mathbf{h}, \qquad (4)$$

где h - постоянная Планка, $\mathbf{h} = \frac{h}{2p}$.

Важнейшей особенностью спина электрона является наличие только двух его проекций на направление вектора $\vec{B}$ индукции магнитного поля.

$$L_{es_B} = \pm\frac{\mathbf{h}}{2}. \qquad (5)$$

Спину электрона $\vec{L}_{es}$ соответствует *спиновой магнитный момент* $\vec{p}_{ms}$ пропорциональный спину и направленный в противоположную сторону:

$$\vec{p}_{ms} = g_s \vec{L}_{es}. \qquad (6)$$

Величина g_s называется *гиромагнитным отношением спиновых моментов:*

$$g_s = -\frac{e}{m} \qquad (7),$$

Проекция спинового магнитного момента электрона p_{ms_B} на направление магнитного поля

$$p_{ms_B} = \pm\frac{e\mathbf{h}}{2m} = \pm m_Б \quad , \qquad (8),$$

где $m_Б$- *магнетон Бора*, являющейся единицей измерения магнитных моментов.

Соотношения (1) – (8) справедливы для каждого из $\boldsymbol{Z}$ электронов в атоме. Число $\boldsymbol{Z}$ совпадает с порядковым номером химического элемента в периодической системе Менделеева.

В атоме, содержащем $\boldsymbol{Z}$ электронов, их орбитальные магнитные моменты $\vec{p}_m$ и орбитальные моменты импульса $\vec{L}_{es}$ складываются векторно. В результате каждый атом может быть охарак-

PDF created with FinePrint pdfFactory Pro trial version http://www.fineprint.com

теризован орбитальным магнитным моментом $\vec{P}_m$ и орбитальным моментом импульса $\vec{L}$.

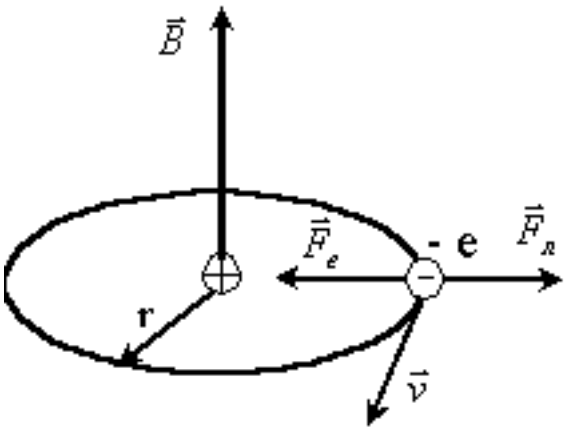


Рис.2

Орбитальным магнитным моментом $\vec{P}_m$ атома называется векторная сумма орбитальных магнитных моментов $\vec{p}_m$ всех его электронов:

$$\vec{P}_m = \sum_{i=1}^{z} \vec{p}_{mi} . \qquad (9)$$

Орбитальным моментом импульса $\vec{L}$ атома называется векторная сумма орбитальных моментов импульса $\vec{L}_e$ всех $\boldsymbol{Z}$ электронов:

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^{z} \vec{L}_{ei} . \qquad (10)$$

Атомные моменты $\vec{P}_m$ и $\vec{L}$ связаны соотношением:

$$\vec{P}_m = g\vec{L}, \qquad (11)$$

где $\boldsymbol{g}$ – гиромагнитное отношение (3).

Все вещества, с которыми нам приходится иметь дело, состоят из атомов. Поведение вещества в целом под воздействием каких-либо физических факторов будет определяться взаимодействием составляющих его частиц, то есть, атомов с этим физическим фактором. Рассмотрим поведение атома, имеющего $\boldsymbol{Z}$ электронов, в магнитном поле.

2. Атом в магнитном поле

Если вещество находится во внешнем магнитном поле, то в пределах атома можно считать магнитное поле однородным. Это следует из малости линейных размеров атома. Предположим, что электрон в атоме движется по круговой орбите, плоскость которой перпендикулярна к вектору индукции $\vec{B}$ магнитного поля. Действие на электрон силы Лоренца $F_Л$ приведет к уменьшению силы притяжения электрона к ядру. Центростремительная сила окажется равной разности $F_e - F_Л$, где F_e - кулоновская сила притяжения электрона к ядру (рис. 2.). В результате изменится

PDF created with FinePrint pdfFactory Pro trial version http://www.fineprint.com

угловая скорость w движение электрона по круговой орбите. Она станет отличной от той, которую электрон имел в отсутствии внешнего магнитного поля.

Если внешнее магнитное поле переменное, то изменение угловой скорости движения электрона происходит в процессе нарастания магнитного поля, в которое вносится атом. Нарастание магнитного поля, действующего на атом, происходит за конечное время.

При этом возникает индукционное вихревое электрическое поле, действующее на электрон в атоме. Напряженность $\vec{E}$ этого поля направлена по касательной к орбите электрона, а сила действующая на электрон, равна $\vec{F} = e\vec{E}$.

При произвольном расположении орбиты электрона относительно вектора $\vec{B}$, орбитальный магнитный момент $\vec{p}_m$ электрона (1) составляет угол a с направлением магнитного поля (рисунок 3.). В этом случае орбита прецессирует вокруг направления

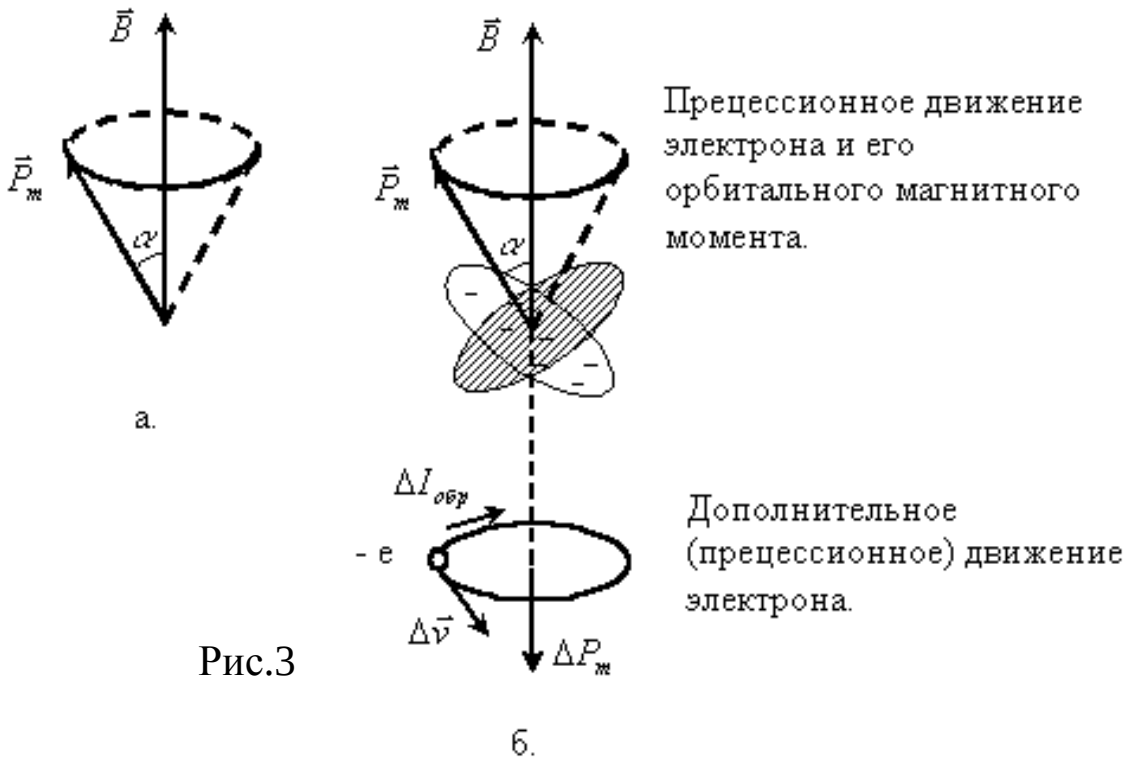


Рис.3

вектора $\vec{B}$. Это означает, что вектор $\vec{p}_m$, перпендикулярный к плоскости орбиты, сохраняя неизменный угол a наклона к полю, вращается вокруг направления $\vec{B}$ с угловой скоростью w_L:

$$w_L = \frac{eB}{2m} \quad , \qquad (12)$$

PDF created with FinePrint pdfFactory Pro trial version http://www.fineprint.com

Это вращение вектора $\vec{p}_m$ вокруг направления $\vec{B}$ при неизменном угле a называется *ларморовской прецессией*. Величина w_L называется *угловой скоростью ларморовской прецессии*.

Влияние магнитного поля на орбиту электрона отражено в теореме Лармора: единственным результатом влияния магнитного поля на орбиту электрона в атоме является прецессия орбиты и вектора $\vec{p}_m$ с угловой скоростью w_L вокруг оси, проходящей через ядро атома и параллельной вектору $\vec{B}$ индукции магнитного поля.

Прецессионное движение орбиты приводит к появлению дополнительного орбитального тока $\Delta I_{орб}$ (рисунок 3) и соответствующего ему наведенного орбитального магнитного момента $\Delta\vec{p}_m$, модуль которого равен:

$$\Delta p_m = \Delta I_{орб} S_\perp = \frac{e^2 S_\perp}{4p\ m} B \quad , \tag{13}$$

где $S_\perp$ - площадь проекции орбиты электрона на плоскость, перпендикулярную к направлению $\vec{B}$. Вектор $\Delta\vec{p}_m$ направлен противоположно вектору магнитной индукции $\vec{B}$:

$$\Delta\vec{p}_m = -\frac{e^2 S_\perp}{4p\ m}\vec{B}, \tag{14}$$

Общий, наведенный внешним магнитным полем, орбитальный магнитный момент $\Delta\vec{P}_m$ атома

$$\Delta\vec{P}_m = -\frac{e^2 Z\langle S_\perp\rangle}{4p\ m}\vec{B}, \tag{15}$$

где $\boldsymbol{Z}$ – число электронов в атоме, $\langle S_\perp\rangle = \frac{\sum_{i=1}^{Z} S_{\perp i}}{Z}$ - средняя площадь проекции орбит электронов в атоме на плоскость, перпендикулярную к направлению вектора $\vec{B}$.

Таким образом, электронные орбиты атома под действием внешнего магнитного поля совершают прецессионное движение, которое эквивалентно круговому току. Так как этот микроток индуцирован внешним магнитным полем, то, согласно правилу

PDF created with FinePrint pdfFactory Pro trial version http://www.fineprint.com

Ленца, у атома появляется составляющая магнитного поля, направленная противоположно внешнему полю, наведенные составляющие магнитных полей атомов (молекул) складываются и образуют собственное магнитное поле вещества, ослабляющее внешнее магнитное поле. Этот эффект получил название диамагнитного эффекта. Вещества, у которых магнитные моменты атомов (или молекул) в отсутствие внешнего магнитного поля равны нулю и намагничивающиеся во внешнем магнитном поле против направления поля называются *диамагнетиками*.

В отсутствие внешнего магнитного поля диамагнетик немагнитен, поскольку в данном случае магнитные моменты электронов взаимно компенсируются, и суммарный магнитный момент атома равен нулю. Диамагнетиками являются многие металлы (Bi, Ag, Au, Cu), большинство органических соединений, смолы, углерод и т.д.

Наряду с диамагнитными веществами существуют и такие вещества, у которых в отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты электронов не компенсируют друг друга, и атомы (или молекулы) в отсутствии внешнего магнитного поля всегда обладают некоторым постоянным магнитным моментом $\vec{P}_m$. Однако вследствие теплового движения молекул их магнитные моменты ориентированы беспорядочно. Поэтому такие вещества магнитными свойствами не обладают. Их называют *парамагнетиками*.

При внесении парамагнетика во внешнее магнитное поле магнитные моменты атомов (молекул) прецессируют вокруг вектора $\vec{B}$ с ларморовской угловой скоростью w_L, устанавливается *преимущественная* ориентация собственных магнитных моментов атомов $\vec{P}_{mi}$ по направлению внешнего поля (полной ориентации препятствует тепловое движение атомов). Таким образом, парамагнетик намагничивается, создавая собственное магнитное поле, совпадающее по направлению с внешним полем и усиливающее его. Этот эффект называется парамагнитным. При ослаблении внешнего магнитного поля до нуля ориентация магнитных моментов вследствие теплового движения нарушается и парамагнетик размагничивается. Парамагнетиками являются редкоземельные элементы, Pt, Al и т.д. Диамагнитный эффект наблюда-

PDF created with FinePrint pdfFactory Pro trial version http://www.fineprint.com

ется и в парамагнетиках, но он значительно слабее парамагнитного и поэтому остается незаметным.

3. Диамагнетики и парамагнетики в однородном магнитном поле

Диамагнетиками называются такие вещества, у которых магнитные моменты атомов (или молекул) в отсутствие внешнего магнитного поля равны нулю. Это означает, что у диамагнетиков векторная сумма орбитальных магнитных моментов всех электронов атома равна нулю и только при включении магнитного поля возникают наведенные магнитные моменты. Диамагнетиками являются многие металлы (Bi, Ag, Au, Cu), большинство органических соединений, смолы, углерод и т.д.

Парамагнетиками называются вещества, у которых атомы (или молекулы) в отсутствии внешнего поля обладают некоторым постоянным магнитным моментом $\vec{P}_m$. Это означает, что векторная сумма орбитальных магнитных моментов всех электронов атома (молекулы) отлична от нуля.

Итак, в результате воздействия внешнего магнитного поля у каждого атома возникает наведенный орбитальный магнитный момент (15). Выделим малый объем ΔV вещества. Магнитный момент выделенного объема будет $\sum_{i=1}^{N} \vec{P}_{mi}$, где $\vec{P}_{mi}$ - магнитный момент i - го атома (молекулы), N – общее число атомов (молекул) в малом объеме ΔV. В пределах выделенного объема ΔV магнитное поле можно считать однородным. Одновременно в этом объеме должно содержатся достаточно большое число частиц N, $(N >> 1)$, чтобы имело смысл усреднение физических величин, характеризующих систему частиц.

Отношение магнитного момента малого объема ΔV вещества к величине этого объема является характеристикой намагничивания вещества. Эта величина называется *вектором намагниченности (интенсивность намагничивания)* $\vec{J}$:

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^{N} \vec{P}_{mi}, \qquad (16)$$

Поместим изотропный диамагнетик в магнитное поле с индукцией $\vec{B}$. В объеме ΔV такого диамагнетика наведенные моменты

PDF created with FinePrint pdfFactory Pro trial version http://www.fineprint.com

$\Delta \vec{P}_m$ всех атомов (молекул) одинаковы и будут направлены противоположно вектору $\vec{B}$.

Вектор намагниченности $\vec{J}$ равен:

$$\vec{J} = \frac{N\Delta \vec{P}_m}{\Delta V} = n_0 \Delta \vec{P}_m, \qquad (17)$$

или с учетом (15):

$$\vec{J} = -\frac{n_0 e^2 Z \langle S_\perp \rangle}{4p\ m} \vec{B}, \qquad (18)$$

где $n_0 = \dfrac{N}{\Delta V}$ - число атомов (молекул) в единице объема.

Обозначив

$$c'_m = -\frac{n_0 e^2 Z \langle S_\perp \rangle m_0}{4pm}, \qquad (19)$$

получим:

$$\vec{J} = c'_m \frac{\vec{B}}{m_0} \qquad (20)$$

c'_m - безразмерная величина, характеризующая магнитные свойства магнетиков. Для всех диамагнетиков $c'_m < 0$.

Обычно для характеристики магнитных свойств веществ используют величину, называемую *относительной магнитной восприимчивостью* c_m, связанную с c'_m соотношением::

$$1 + c_m = \frac{1}{1 - c'_m} \quad . \qquad (21)$$

Откуда:

$$c_m = \frac{c'_m}{1 - c'_m}, \qquad (22)$$

Практически для диамагнетиков $c_m = c'_m$, ибо абсолютная величина c'_m очень мала: $|c'_m| \approx 10^{-6}$.

При внесении парамагнитного вещества в однородное магнитное поле постоянные магнитные моменты атомов (молекул) прецессируют вокруг направления вектора $\vec{B}$ индукции магнитного поля с ларморовской угловой скоростью w_L (12).

PDF created with FinePrint pdfFactory Pro trial version http://www.fineprint.com

Тепловое движение и взаимные столкновения атомов (молекул) парамагнетика приведут к постоянному затуханию прецессии магнитных моментов и уменьшению углов между направлениями векторов магнитных моментов и вектора $\vec{B}$. Совместное действие межатомных столкновений и магнитного поля приведут к преимущественной ориентации магнитных моментов атомов по направлению внешнего поля. Хотя постоянный магнитный момент $\vec{P}_m$ атома (молекулы) имеет величину порядка $10^{-23}\,\frac{Дж}{Тл}$, магнитные моменты всех частиц в единице объема создают намагничение, значительно превосходящее диамагнитные явления. В парамагнитном веществе, находящемся во внешнем магнитном поле, существует собственное магнитное поле, направленное вдоль внешнего магнитного поля.

Модуль вектора намагниченности в классической теории парамагнетизма выражается формулой:

$$J = n_0 P_m L_{(a)}, \tag{23}$$

где $L_{(a)}$ - классическая функция Ланжевена:

$$L_{(a)} = \frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}} - \frac{1}{a}, \tag{24}$$

обусловленная наличием теплового движения в парамагнетике. Его влияние определено значением параметра: $a = \frac{P_m B}{kT}$. Здесь $\boldsymbol{k}$ – постоянная Больцмана, $\boldsymbol{T}$ – абсолютная температура. При комнатных температурах и при не очень сильных внешних полях $a \langle\langle 1$ и функция $L_{(a)}$ после разложения в ряд упрощается: $L_{(a)} \approx \frac{a}{3}$. При этом вектор намагниченности равен:

$$\vec{J} = c'_m \frac{\vec{B}}{m_0}, \tag{25}$$

где c'_m определяется по формуле:

$$c'_m = \frac{n_0 P_m^2 m_0}{3kT}, \tag{26}$$

Величина c'_m связана с магнитной восприимчивостью c_m парамагнетика (22). Значения величин c'_m для парамагнетиков

PDF created with FinePrint pdfFactory Pro trial version http://www.fineprint.com

положительны и находятся в пределах от 10^{-5} до 10^{-3}, поэтому $c'_m = c_m$ с высокой точностью.

Выражение (26) называется законом Кюри: парамагнитная восприимчивость вещества обратно пропорциональна абсолютной температуре.

В очень сильных магнитных полях наступает *насыщение намагниченности*: при $a >> 1$ функция Ланжевена $L_{(a)} \to 1$. Это означает, что магнитные моменты всех атомов (молекул) ориентированны вдоль внешнего магнитного поля и $J = n_0 P_m$.

4.Магнитное поле в магнетиках

а) В веществе различают два типа токов, создающих магнитное поле, - макротоки или токи проводимости и микротоки - молекулярные токи *Макротоки* возникают, благодаря наличию в веществе свободных зарядов и определяются как направленное движение этих зарядов. *Микротоками* называются токи, обусловленные движением связанных зарядов, например электронов в атомах и молекулах.

Магнитное поле в веществе является векторной суммой двух полей: внешнего магнитного поля, создаваемого макротоками и *внутреннего* или *собственного магнитного поля*, которое создается микротоками. Вектор магнитной индукции $\vec{B}$ магнитного поля в веществе характеризует результирующее магнитное поле и равен геометрической сумме магнитных индукций внешнего $\vec{B}_0$ и внутреннего $\vec{B}_{внутр}$ магнитных полей:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_{внутр}.$$

Первичным источником магнитного поля в магнетиках являются макротоки. Их магнитные поля являются причиной намагничивания вещества, помещенного во внешнее магнитное поле.

Закон полного тока для магнитного поля в веществе является обобщением закона о циркуляции магнитного поля в вакууме:

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = m_0 \left(I_{макро} + I_{микро} \right), \qquad (27)$$

где $I_{макро}$ и $I_{микро}$ - алгебраические суммы сил макро - и микротоков сквозь поверхность, натянутую на замкнутый контур L.

Алгебраическая сумма сил микротоков связана с вектором намагниченности:

PDF created with FinePrint pdfFactory Pro trial version http://www.fineprint.com

$$I_{микро} = \oint_L \vec{J} d\vec{l} \ , \qquad (28)$$

где $\oint_L \vec{J} d\vec{l}$ - циркуляция вектора намагниченности $\vec{J}$ (16) вдоль замкнутого контура L, схватывающего микротоки.

Подставляя (28) в (27) получаем:

$$\oint_L \left(\frac{\vec{B}}{m_0} - \vec{J} \right) d\vec{l} = I_{макро}, \qquad (29)$$

Вектор

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{m_0} - \vec{J} \qquad (30)$$

называется напряженностью магнитного поля, а из (29) следует, что циркуляция вектора напряженности магнитного поля вдоль произвольного замкнутого контура равна (или пропорциональна) алгебраической сумме макротоков сквозь поверхность, натянутую на этот контур.

Для изотропной среды связь между векторами магнитной индукции $\vec{B}$ и намагниченности $\vec{J}$ (25) приводит для вектора $\vec{H}$ к выражению:

$$\vec{H} = (1 - c'_m) \frac{\vec{B}}{m_0}. \qquad (32)$$

Вводя величину

$$m = 1 + c_m, \qquad (33)$$

которая называется *относительной магнитной проницаемостью* вещества, для $\vec{H}$ получим: $\vec{H} = \dfrac{\vec{B}}{mm_0}$.

5.Ферромагнетики

Ферромагнетиками называются такие вещества, в которых внутреннее магнитное поле в сотни и тысячи раз превышает вызвавшее его внешнее магнитное поле.

Ферромагнетизм наблюдается у кристаллов переходных металлов – железа, кобальта и никеля и у ряда сплавов, при условии выполнения неравенства $\dfrac{d}{a} \geq 1{,}5$, где d – диаметр атома, a - диаметр незаполненной электронной оболочки атома.

PDF created with FinePrint pdfFactory Pro trial version http://www.fineprint.com

Основные свойства ферромагнитных веществ, отличающие их от других типов магнетиков:

а) Зависимость намагниченности от напряженности H внешнего магнитного поля характеризуется наличием *магнитного насыщения* $J_н$, наступающего при $H \geq H_н$ (рис.4).

б) Зависимость магнитной индукции $\vec{B}$ от $\vec{H}$ отличается возрастанием по линейному закону при $H \geq H_н$ (рис.5).

Рис. 4

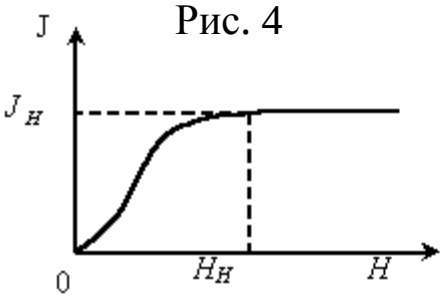
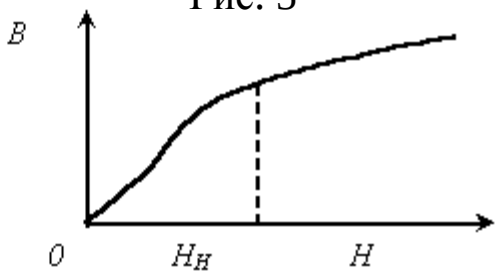


Рис. 5



в) Зависимость относительной магнитной проницаемости m от напряженности H имеет сложный характер (рис.6).

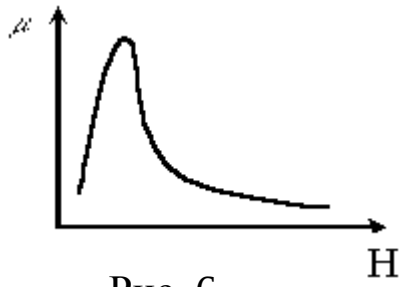


Рис. 6

г) Существование *магнитного гистерезиса ферромагнетиков* – отставания изменения намагниченности от изменения напряженности переменного по величине и направлению внешнего намагничивающего поля. Это отставание объясняется зависимостью J от предыстории намагничивания вещества.

д) перечисленные выше свойства ферромагнитных веществ обнаруживаются при температурах, меньших *точки Кюри* J_K. При температурах $T \geq J_K$ тепловое движение разрушает области спонтанной намагниченности и ферромагнетик, теряя свои свойства, превращается в парамагнитное вещество. Точка Кюри для железа 1063 К, для никеля 623 К, для кобальта 1423 К, для пермаллоя 823 К.

Петлей гистерезиса - называется кривая изменения намагниченности ферромагнетика, находящегося во внешнем магнитном поле, при изменении напряженности этого поля от $+H_H$ до $-H_H$ и обратно, где H_H - напряженность поля, соответствующая магнитному насыщению (рис.7). Величина $\pm J_П$ намагниченности при $H = \pm H_H$ называется *намагниченностью насыщения*. Вели-

PDF created with FinePrint pdfFactory Pro trial version http://www.fineprint.com

чина намагниченности $\pm J_R$, сохраняющейся у ферромагнетика в отсутствии внешнего поля (при $H = 0$) называется *остаточной намагниченностью*. Наличие J_R является основной для создания постоянных магнитов. Напряженность $\pm H_K$ внешнего поля, которое полностью размагничивает вещество, называется *коэрцитивной силой (задерживающей напряженностью)*. Коэрцитивная сила определяет свойство ферромагнетика сохранять остаточную намагниченность. Большой коэрцитивной силой обладают «твердые» магнитные материалы, дающие широкую петлю гистерезиса и используемые для создания постоянных магнитов. Малую коэрцитивную силу имеют «мягкие» магнитные материалы, дающие мягкую петлю гистерезиса и используемые для изготовления сердечников трансформаторов.

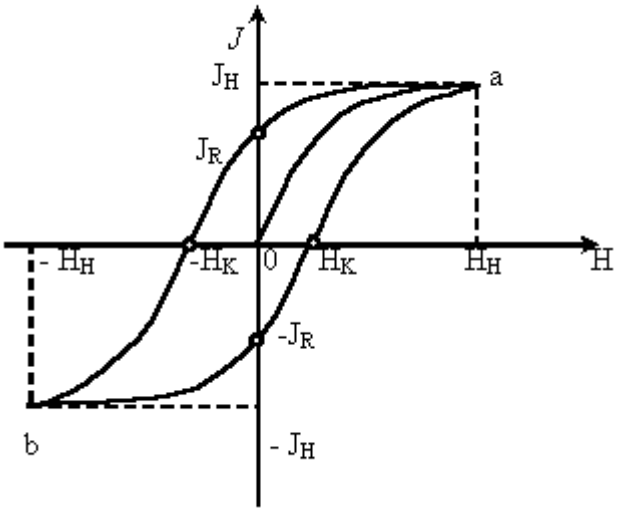


Рис. 7

Перемагничивание ферромагнетика связано с изменением ориентации областей спонтанной намагниченности и требует совершения работы за счет внешнего магнитного поля. Количество теплоты, выделяющейся при перемагничивании, пропорционально площади петли гистерезиса.

При температурах ниже точки Кюри ферромагнетик разбивается на малые *области* однородной *самопроизвольной (спонтанной) намагниченности – домены*. Линейные размеры доменов – $(10^{-5} \div 10^{-4})$м. Внутри каждого домена вещество намагничено до насыщения. В отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты отдельных доменов ориентированны в пространстве так, что и результирующий магнитный момент всего ферромагнитного тела равен нулю.

Под влиянием внешнего поля в ферромагнетике происходит ориентация магнитных моментов не отдельных частиц, как в случае парамагнетиков а целых доменов. В результате вещество оказывается намагниченным.

PDF created with FinePrint pdfFactory Pro trial version http://www.fineprint.com