

## МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ

### Намагничивание вещества. Гипотеза Ампера

Все вещества, будучи внесенными в магнитное поле, намагничиваются – становятся источниками дополнительного магнитного поля. Магнитное поле  $\vec{B}_0$ , вызывающее процесс намагничивания данного вещества, будем называть *первичным, внешним, намагничивающим*.

**Вещества, способные намагничиваться, называются магнетиками.** Так как намагничиваются все без исключения вещества, то все вещества – магнетики.

Внесем какой-либо магнетик во внешнее магнитное поле  $\vec{B}_0$ . Под действием этого поля как внутри магнетика, так и вне его, возникает дополнительное, *вторичное собственное магнитное поле* вещества  $\vec{B}'$ . Результирующее поле в любой точке равно сумме полей  $\vec{B}_0$  и  $\vec{B}'$ :

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' \quad (1)$$

При намагничивании магнетика каждый его атом создает магнитное поле так, как если бы в атоме циркулировал некоторый замкнутый ток. Этот элементарный ток Ампер называл *молекулярным током*; мы его будем называть *микротоком*. Магнитное поле микротока можно охарактеризовать магнитным моменте  $\vec{\rho}_m$

$$\vec{\rho}_m = i' \vec{S} \quad (2)$$

где  $i'$  – сила микротока;  $\vec{S}$  – вектор, численно равный площади, охватываемой микротоком, и связанный с направлением микротока правилом правого буравчика.

Магнитные поля микротоков, складываясь, дают результирующее собственное поле вещества  $\vec{B}'$ , магнитные моменты этих токов дают некоторый результирующий магнитный момент. Интенсивность намагничивания вещества характеризует вектор намагниченности  $\vec{J}$ .

**Вектор намагниченности  $\vec{J}$  – физическая величина, равная магнитному моменту единицы объема вещества.**

Если  $\vec{J}$  всюду одинаков, намагниченность называется однородной, если различен – неоднородной. В случае однородной намагниченности

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{\rho}_m}{\Delta V} \quad (3)$$

где  $\vec{\rho}_m$  – магнитный момент отдельного атома;  $\Delta V$  – объем, по которому производится суммирование всех  $\vec{\rho}_m$ . В случае неоднородной намагниченности

$$\vec{J} = \lim \frac{\sum \vec{\rho}_m}{\Delta V} \quad (4)$$

*Магнетик называется однородным, если его магнитные свойства одинаковы во всех его точках. В противном случае магнетик называется неоднородным.*

*Магнетик называется изотропным, если его магнитные свойства одинаковы по всем направлениям. В противном случае магнетик называется анизотропным.*

Теория и опыт показывают, что в изотропных неферромагнитных магнетиках в не очень сильных полях и при не очень высоких частотах внешнего поля  $\vec{B}_0$  вектор намагниченности  $\vec{J}$  пропорционален  $\vec{B}_0$ :

$$\vec{J} = \chi \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} \quad (5)$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная;  $\chi$  – безразмерный коэффициент пропорциональности, называемый объемной магнитной восприимчивостью вещества.

Теория и опыт показывают, что

$$\vec{B}' = \chi \vec{B}_0 \quad (6)$$

Тогда

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \vec{B}_0 + \chi \vec{B}_0 = (1 + \chi) \vec{B}_0 \quad (7)$$

Безразмерная величина

$$\mu = 1 + \chi \quad (8)$$

называется относительной магнитной проницаемостью вещества. Используя обозначение (7) и соотношение (8) можно записать:

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0 \quad (9)$$

*Относительная магнитная проницаемость показывает, во сколько раз изменяется магнитное поле в веществе по сравнению с магнитным полем в вакууме:*

$$\mu = \frac{B}{B_0} \quad (10)$$

## Напряженность магнитного поля

Одним из фундаментальных положений электромагнетизма является положение о том, что магнитное поле создается любыми токами – как макроскопическими, так и микроскопическими. Следовательно, циркуляция вектора  $\vec{B}$  в веществе пропорциональна сумме макро- ( $\sum I_i$ ) и микротоков  $\sum i'$ , охватываемых контуром, по которому берется циркуляция:

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum I_i + \mu_0 \sum i' \quad (11)$$

Для того чтобы найти циркуляцию вектора  $\vec{B}$ , нужно знать сумму микротоков, которая в свою очередь зависит от  $\vec{B}$ . Это затруднение можно обойти путем нахождения вспомогательной величины, циркуляция которой определяется лишь суммой микротоков.

Выберем внутри намагниченного вещества произвольный замкнутый контур  $L$ . При нахождении циркуляции  $\vec{B}$  по этому контуру в сумму микро-токов должны войти те микротоки, которые «нанизываются» на контур обхода (только эти токи пронизывают поверхность, ограниченную контуром  $L$ , один раз) и поэтому дают некоторый суммарный микроток. Все остальные микро-токи, пересекающиеся с этой поверхностью, пронизывают ее дважды – один раз в одном направлении, другой раз в другом – и поэтому не дают вклада в  $I'$ .

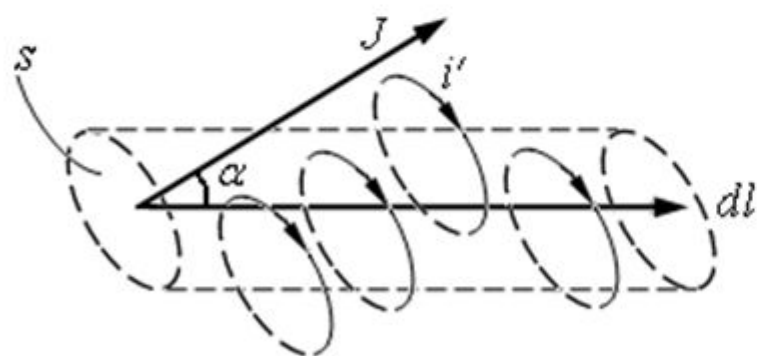


Рис. 1

Подсчитаем число микро-токов, «нанизывающихся» на произвольный элемент  $dl$  контура  $L$ . Пусть  $i'$  – сила микротока,  $S$  – площадь, которую он охватывает,  $\alpha$  – угол между  $dl$  и намагниченностью  $J$ .

Из рисунка 1 видно, что на вектор  $dl$  «нализываются» все микротоки, центры которых лежат внутри наклонного цилиндра объемом  $dV = Sdl \cos \alpha$ . Если  $n$  – число микротоков в единице объема магнетика, то число микротоков, попадающих в этот цилиндр, равно

$$ndV = nSdl \cos \alpha$$

а суммарный ток, связанный с  $dl$ , равен  $i' Sndl \cos \alpha$ . Произведение  $i' S$  есть модуль магнитного момента, создаваемого микротоком  $i'$ ; произведение  $i' Sn = J$  – модуль намагниченности  $J$ :

$$i' Sn = J$$



Следовательно, суммарный микроток, связанный с элементом  $dl$  контура обхода, равен

$$i' \sin \alpha \, dl \cos \alpha = J \, dl \cos \alpha = \vec{J} \cdot \vec{dl}$$

Полный микроток  $i'$ , охватываемый всем контуром  $L$ , равен

$$i' = \int_L \vec{J} \cdot \vec{dl} \quad (12)$$

Таким образом, суммарный микроток, охватываемый произвольным замкнутым контуром  $L$ , равен циркуляции вектора намагниченности, взятой по этому же контуру.

Подставим (12) в (11):

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum I + \mu_0 \oint_L \vec{J} d\vec{l}$$

Разделим обе части этого равенства на  $\mu_0$  и перенесем слагаемое  $\oint_L \vec{J} d\vec{l}$  в левую часть:

$$\oint \left( \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \right) d\vec{l} = \sum I \quad (13)$$

Можно ввести еще одну характеристику магнитного поля

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} \quad (14)$$

**Величина  $\vec{H}$  называется напряженностью магнитного поля.**

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \sum I \quad (15)$$

Если макроскопические токи распределены в пространстве с переменной плотностью  $j$ , то сумма  $\sum I$  заменяется интегралом  $\oint_S \vec{j} d\vec{S}$ , где  $S$  – произвольная поверхность, опирающаяся на контур, по которому берется циркуляция:

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \oint_S \vec{j} d\vec{S} \quad (16)$$

**Таким образом, циркуляция вектора напряженности магнитного поля, созданного электрическими токами, равна полному макроскопическому току, протекающему через любую поверхность  $S$ , опирающуюся на контур интегрирования. Это утверждение носит название теоремы о циркуляции вектора  $\vec{H}$ .**

Поле  $\vec{H}$  можно изобразить графически – с помощью линий вектора  $\vec{H}$ . Линии  $\vec{H}$  строятся так же, как и линии вектора  $\vec{B}$ .

Итак, для описания магнитного поля вводятся индукция  $\vec{B}$  и напряженность  $\vec{H}$ . Из этих двух характеристик важнейшей характеристикой является  $\vec{B}$ . Введение  $\vec{H}$  связано с тем, что циркуляция  $\vec{H}$  зависит только от *макродтоков*, которые легко измерять. Однако из (16) не следует, что напряженность вообще не зависит от среды (напряженность в каждой точке поля при наличии среды такая же, как и в ее отсутствие). *От среды не зависит не сама напряженность, а ее интегральная функция – циркуляция  $\vec{H}$ .* Напряженность же в общем случае зависит от среды. Так, в неоднородной среде вектор  $\vec{H}$  зависит от распределения магнитной проницаемости; в ограниченных телах, напряженность зависит от формы и размеров тел.

Только в двух весьма особых случаях  $\vec{H}$  не зависит от среды:

– когда однородная изотропная среда заполняет все пространство, где имеется магнитное поле;

– когда такая среда заполняет область, границы которой нигде не пересекаются с линиями внешнего поля.

В качестве примера рассмотрим бесконечно длинный соленоид. Магнитное поле такого соленоида сосредоточено только внутри соленоида. Если сердечник в соленоиде отсутствует, то  $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0}$ . Заполним весь объем соленоида

однородным изотропным магнетиком. Напряженность поля будет равна

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \frac{\vec{B}_0 + \vec{B}'}{\mu_0} - \vec{J}. \quad (17)$$

Но  $\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}$ . Подставив это выражение в (17), получим

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} = \vec{H}_0 \quad (18)$$

Если однородная изотропная среда заполняет все пространство, где имеется магнитное поле, то напряженность магнитного поля в этой среде  $\vec{H}$  совпадает с напряженностью внешнего поля  $\vec{H}_0$ , т. е. напряженность такова, как если бы вещества вообще не было.

В случае безграничной изотропной неферромагнитной среды связь между индукцией и напряженностью выражается более простой формулой. В такой среде справедливо соотношение

$$\vec{B} = \mu \vec{B}_0 \quad (19)$$

Следовательно

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} \quad (20)$$

## Граничные условия для магнитной индукции и напряженности

При наличии ограниченных магнетиков важное значение приобретают граничные условия, определяющие поведение векторов  $\vec{B}$  и  $\vec{H}$  на границах раздела магнетиков. Можно показать, что при переходе через границу раздела двух магнетиков нормальная составляющая вектора  $\vec{B}$  и тангенциальная составляющая вектора  $\vec{H}$  не изменяются; тангенциальная же составляющая вектора  $\vec{B}$  и нормальная составляющая вектора  $\vec{H}$  скачкообразно изменяются — испытывают разрыв. Так как одна из составляющих вектора  $\vec{B}$  и вектора  $\vec{H}$  изменяется, то оба вектора при переходе через границы скачкообразно изменяются и по модулю и по направлению, т. е. и  $\vec{H}$  и  $\vec{B}$  зависят от среды.

Из граничных условий для  $\vec{B}$  и  $\vec{H}$  следует, что на границах магнетиков линии  $\vec{B}$  преломляются, но остаются непрерывными. Линии  $\vec{H}$  – и преломляются и испытывают разрыв (рисунок 2).

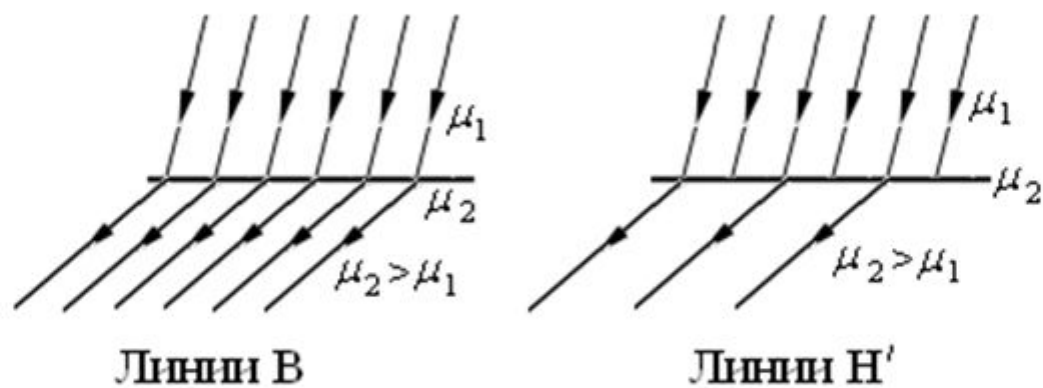


Рисунок 2

Часть линий  $\vec{H}$  либо заканчивается, либо начинается на границах магнетиков.



## Классификация магнитных материалов

Все вещества по их магнетизму можно разделить на два больших класса: *магнитно–неупорядоченные* и *магнитно–упорядоченные*. К первому классу относятся *диамагнетики* и *парамагнетики*. Ко второму – *ферромагнетики*, *антиферромагнетики* и *ферримагнетики*.

Элементарные магнитные моменты магнетиков первого класса хаотично расположены в пространстве, в магнетиках второго класса моменты расположены упорядоченно.

В магнитно–упорядоченных твердых телах локализованные в узлах решетки элементарные магнитные моменты располагаются упорядоченно за счет обменного взаимодействия между электронами, носящего электростатический характер.

## Классификация магнитных материалов

Если локальные моменты имеют одинаковую величину и одно и то же направление, то мы имеем дело с явлением *ферромагнетизма*. В *антиферромагнетиках* равные по величине моменты направлены противоположно и компенсируют друг друга. В *ферримагнетиках* параллельные противоположно направленные моменты имеют разную величину. Поскольку в них соседние магнитные моменты не компенсируют друг друга, то ферримагнетики так же, как и ферромагнетики, являются спонтанно намагниченными, то есть обладают макроскопической объемной намагниченностью даже в отсутствие внешнего магнитного поля.

## Диамagnetики

С точки зрения макроскопической теории, диамagnetики – это вещества, имеющие отрицательную магнитную восприимчивость и меньшую единицы магнитную проницаемость:

$$\chi < 0, \quad \mu < 1$$

Диамagnetиками являются инертные газы, многие органические соединения, некоторые металлы (*Bi*, *Zn*, *Au*, *Cu*, *Ag*, *Hg*) смолы, молекулярный водород, стекло, мрамор и др.

Вектор намагниченности в диамагнетиках антипараллелен намагничивающему полю  $B_0$ , поэтому результирующее поле в диамагнетиках  $B$  всегда слабее внешнего поля  $B_0$ . Восприимчивость диамагнетиков не зависит от температуры и намагничивающего поля (в не очень сильных полях) и весьма мала по абсолютной величине. Так, у меди  $\chi = -8,4 \cdot 10^{-7}$ , у висмута  $\chi = -1,7 \cdot 10^{-4}$

Вектор намагниченности диамагнетиков пропорционален намагничивающему внешнему полю  $\vec{B}_0$ . С точки зрения микроскопической теории, диамагнетики – это вещества, молекулы которых в отсутствие внешнего магнитного поля не обладают магнитными моментами.

Основным механизмом намагничивания диамагнетиков – является *атомный диамагнетизм* (диамагнетизм связанных электронов).

**Приобретение атомами магнитных моментов во внешнем магнитном поле за счет прецессии электронных орбит называется атомным диамагнетизмом, или диамагнетизмом связанных электронов. Этот эффект имеет место во всех без исключения веществах.**

В металлах, полупроводниках, ионизированных газах и т.д. имеет место диамагнетизм свободных электронов. В таких веществах диамагнетизм обусловлен движением свободных электронов по винтовой траектории. За счет такого движения создается магнитный момент, направленный против поля.

## Парамагнетики

Если собственный магнитный момент атомов отличен от нуля, вещество оказывается парамагнитным. Магнитное поле стремится установить магнитные моменты атомов вдоль  $\vec{B}_0$ , а тепловое движение стремится разориентировать их равномерно по всем направлениям. В результате устанавливается некоторая преимущественная ориентация моментов вдоль поля, тем большая, чем больше  $\vec{B}_0$ , и тем меньшая, чем выше температура.

С точки зрения макроскопической теории, парамагнетики – это вещества, для которых  $\chi$ , как и у диамагнетиков, невелика, но положительна, а  $\mu$  несколько больше единицы:

$$\chi > 0, \mu > 1$$

Парамагнетиками являются Na, K, Rb, Cs, Mg, Al, Mn, Pt, O, растворы солей железа и др. Восприимчивость парамагнетиков при обычных температурах лежит в пределах от  $10^{-3}$  до  $10^{-6}$ . Так у алюминия  $\chi = 2 \cdot 10^{-5}$ , у платины  $\chi = 3 \cdot 10^{-4}$

## Ферромагнетики

*Ферромагнетики* – вещества, способные намагничиваться очень сильно, внутреннее поле в таких веществах может в  $10^2 - 10^6$  раз превышать внешнее магнитное поле:

$$\chi > 0, \quad \mu \gg 1$$

Ферромагнетиками являются Fe, Co, Ni, Gd, сплавы и соединения этих элементов, некоторые сплавы и соединения Mn и Cr с ферромагнитными элементами и др.

Ферромагнетики, кроме способности сильно намагничиваться, обладают рядом свойств, существенно отличающих их от других магнетиков.

1. Зависимость намагниченности  $\vec{J}$ , а, следовательно, и индукции результирующего поля  $\vec{B}$  от намагничивающего внешнего поля  $\vec{B}_0$  в ферромагнетиках *нелинейная*.

2. Намагниченность ферромагнетика определяется не только существующим внешним магнитным полем, но и предысторией намагничивания. Зависимость намагниченности ферромагнетика при данной напряженности намагничивающего поля от предшествующих состояний называется *магнитным гистерезисом*.



## Магнитные характеристики ферромагнитных материалов

При насыщении все магнитные моменты атомов ориентированы вдоль поля, то величина *намагниченности насыщения*  $J_{нас}$  определяется только числом электронов, находящихся на незаполненных оболочках. Если после получения основной кривой намагничивания предварительно размагниченного образца уменьшать значение магнитного поля, то значения намагниченности не будут совпадать с основной кривой (рисунок 3).

Это явление называется *магнитным гистерезисом*. Значение намагниченности (магнитной индукции), получаемое при равной нулю напряженности внешнего магнитного поля называется *остаточной намагниченностью*  $J_{ост}$  (остаточной индукцией  $B_{ост}$ ).

## Классификация магнитных материалов

Значение магнитного поля, при которой индукция станет равной нулю, называется *коэрцитивной силой  $H_k$* . При полном цикле перемагничивания кривая намагничивания приобретает вид симметричной замкнутой петли, называемой *петлей гистерезиса*. При уменьшении амплитуды изменения внешнего магнитного поля петля гистерезиса сужается, и при малой амплитуде, когда намагничивание происходит только за счет обратимого перемещения доменных стенок (стадия 1 намагничивания), петля вырождается практически в прямую линию. Площадь, ограниченная петлей гистерезиса, пропорциональна работе, затрачиваемой на перемагничивание образца за один цикл.

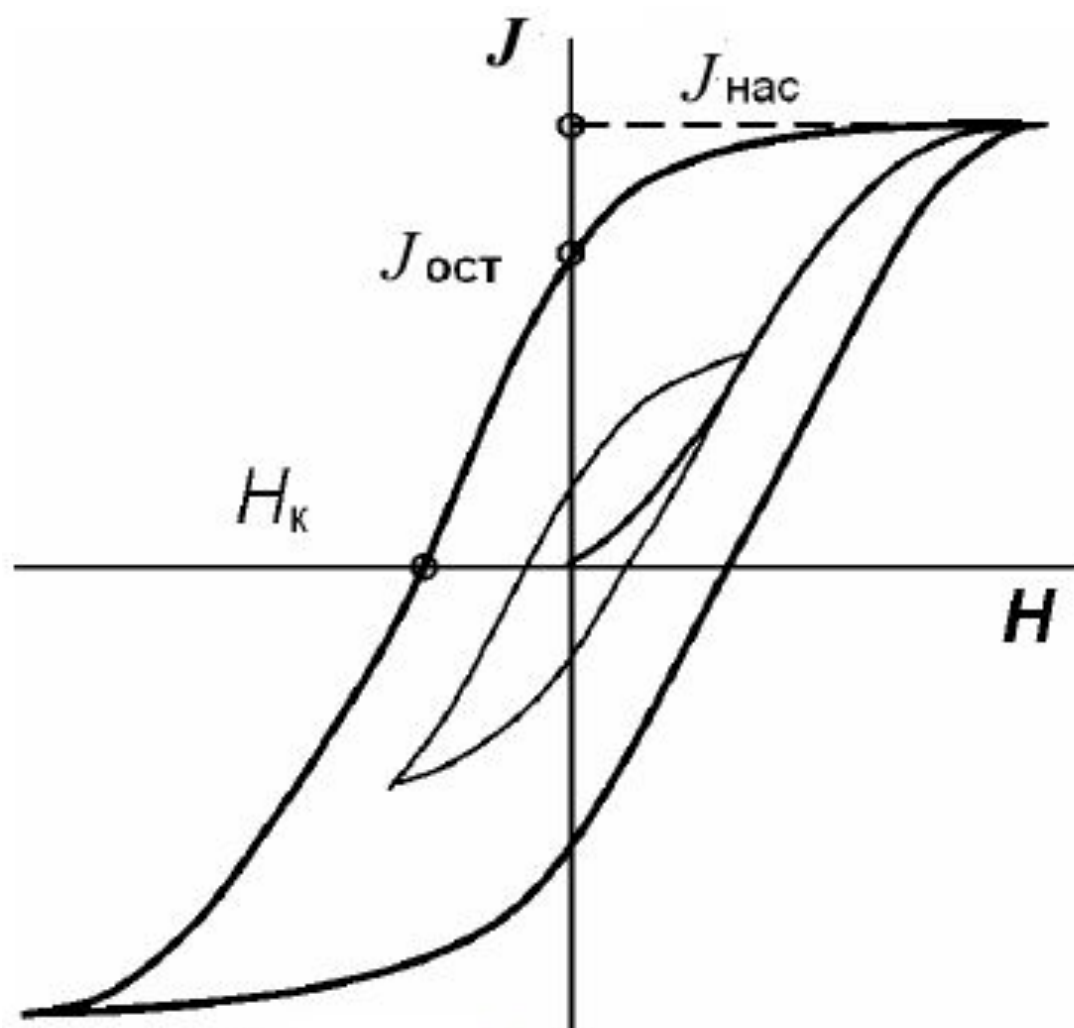


Рисунок 3 Гистерезис  
намагничивания ферромагнетика

3. При некоторой температуре, называемой *точкой Кюри*, ферромагнетик утрачивает свои особые свойства. Точка Кюри для чистого железа составляет 1043 К (770 °С), для никеля 663 К (360 °С), кобальта 1422 К (1149 °С).

При температуре выше точки Кюри ферромагнетик превращается в обычный парамагнетик.

Свойства ферромагнетиков можно объяснить действием между атомами так называемого *обменного взаимодействия*, благодаря которому энергетически выгодным оказывается состояние с параллельной ориентацией электронных спинов и, следовательно, спиновых магнитных моментов. Силы, ориентирующие спины электронов параллельно друг другу, немагнитные. Области ферромагнетика, в которых спины параллельны, называются *доменами*. В пределах каждого домена ферромагнетик самопроизвольно (спонтанно) намагничен до насыщения.