Вариант от 12.05.05 г

Ферромагнетизм вещества

1. Явление ферромагнетизма. Классическая теория Вейсса.
2. Элементы квантовой теории ферромагнетизма.
3. Ферромагнитные материалы и их применение .

Лекция № 12.-2005г.

1. Явление ферромагнетизма. Классическая теория Вейсса.

Литература

1. *Вонсовский С.В. Магнетизм - 1971 г. Глава 18; с. 400.*
2. *Вонсовский С.В. Современное учение о магнетизме -1953г. с. 200-244.*
3. *Кринчик Г.С. ФМЯ- 1985г., стр. 69-97.*
4. *Преображенский А.А., Бишард Е.Г. Магнитные материалы- 1986 с. 42-53.*

1. Введение

Ферромагнетики (ферромагнитные материалы) по разнообразию и широте применения материалы не имеют прецедента среди других магнитных материалов. Ферромагнитные свойства вещества характеризуются тем, что при температурах ниже определенной температуры (ниже температуры Кюри $T < T_к$), магнитные моменты атомов ориентируются параллельно друг другу даже в отсутствие внешнего магнитного поля , (при H =0); в результате чего макроскопические области (домены) в ферромагнитных телах оказываются намагниченными до насыщения ($\vec{M} = \vec{M}_s$) даже до включения внешнего магнитного поля H . В пределах объемов отдельных макроскопических областей (доменов) магнитные моменты $\vec{M}_s$ ориентированы вдоль различных направлений таким образом, что результирующий момент ферромагнитного тела оказывается равным нулю (в целом тело не обладает результирующим магнитным моментом)

$$M_{рез} = \sum_{\Delta V_i} M_S \Delta V_i \cos\vartheta_i = 0 = M_S \sum_{\Delta V_i} \cos\vartheta_i d\Delta V = 0 . \qquad (12.0)$$

Здесь: ϑ_i - угол между любым фиксированным направлением в пространстве и вектором $\vec{M}_s$ i-той области, намагниченной до насыщения; ΔV_i - объем домена.

Параллельная ориентация некомпенсированных магнитных моментов атомов $\vec{m}_a$ внутри доменов (областей самопроизвольной намагниченности) устанавливается благодаря силам обменного взаимодействия, имеющим квантово-механический характер.
Ферромагнетиками при комнатных (и ниже) температурах являются четыре металла (элемента таблицы Менделеева: Fe, Ni, Co, Cd , а также их многочисленные сплавы; ряд других материалов и соединений, например $EuO, CrTe, MnS, EuS, CrO_2$.

2. Изложение теории Вейсса (теории молекулярного поля).

Примечание 1. *А.Г. Столетов (1871г.) при измерениях кривых намагничивания впервые учел влияние формы образцов на вид кривых* $B(H)$ *; определил кривые* $\mu(H)$ *для целого ряда известных к тому времени материалов на образцах в виде колец – тороидов вращения его метод прочно вошел в современную практику физического эксперимента. Он точно определил зависимости намагничивания насыщения от температуры* $\vec{M}_s(T)$*, что явилось базой для построения теории ферромагнетизма. Естественно, что такая теория (ферромагнетизма) впервые была построена там, где научная мысль оказалось к этому наиболее подготовлена - во Франции. Кюри, как известно, установил экспериментально температурную зависимость*

$x(T)$ *для пара и диамагнетиков:* $x_{пм} = \dfrac{C_к}{T}$ *; Ланжевен (1905) построил теорию диа- и парамагнетизма, обосновав закон Кюри и нашел при этом постоянную* $C_к$ *Поэтому и сама теория (классическая) ферромагнетизма в 1907 году была построена там же, во Франции - французом Вейссом.*

В основу теории ферромагнетизма Вейса положены две следующих гипотезы.

1)- Согласно первой гипотезе внутри ферромагнетиков, благодаря особенностям их структуры, действуют «молекулярные поля», вызывающие спонтанное намагничивание ферромагнетика, т.е. параллельную ориентацию магнитных моментов атомов, даже при отсутствии внешнего магнитного поля (при H =0). Такое состояние место только в определенной области температур (от 0^{o} до $T_к$).

2)- В отсутствии внешнего поля (явление остаточной намагниченности относится к числу вторичных эффектов и обсуждаться здесь не будет) результирующая намагниченность ферромагнитных тел равна нулю $M_{рез} = 0$. Этот факт, с учетом гипотезы доменов, потребовал необходимости введения второй гипотезы Вейсса. Согласно 2-ой гипотезе, в отсутствие внешнего магнитного поля (при H =0) любое ферромагнитное тело конечных размеров ниже температуры Кюри самопроизвольно (в соответствии с требованиями минимума свободной энергии) разбивается на довольно большие (макроскопические) области, намагниченные до насыщения ($\vec{M} = \vec{M}_s$). Эти области называю областями самопроизвольной намагниченности или доменами. Как уже упоминалось выше, в пределах доменов векторы $\vec{M}_s$ ориентированы по объему так, что результирующий магнитный момент тела равен нулю : $M_{рез} = 0$. Указанное «нулевое» распределение по объему тела намагниченности $\vec{M}_s$ нарушается только при наложении внешнего поля ($\mathrm{H} \neq 0$) ; образец при этом получает результирующий магнитный момент ($M_{рез} \neq 0$).

В соответствии с этими двумя гипотезами теория ферромагнетизма может быть разбита на две части: **1*) теорию самопроизвольной намагниченности,*** объясняющую саму природу ферромагнетизма (зависимость намагничиваемости $\vec{M}_s$ от температуры; природу сил, обеспечивающую взаимную параллельную ориентацию магнитных моментов атомов). ***2)-теорию структуры ферромагнитных областей (теорию доменной структуры);*** этот раздел магнетизма называют также теорией технического намагничивания. Она объясняет поведение структуры доменов и ферромагнитных тел во внешнем магнитном поле при ($H \neq 0$).

В этом курсе лекций мы подробно рассмотрим суть классической теории самопроизвольной намагниченности Вейсса.

А. Случай, когда внешнее поле отсутствует (H =0); задача сводится к нахождению зависимости $M_s = f(H,T) = f(T)$.

Рассмотрим простейшую модель ферромагнетика - классический (свободный) газ магнитных моментов атомов (спиновых магнитных моментов). В качестве такого можно рассматривать совокупность не скомпенсированных магнитных моментов в углах решетки ферромагнитного кристалла.

Пусть N - общее число магнитных моментов; которые могут иметь лишь две возможные ориентации: «влево» и «вправо»; r - число моментов с правой ориентацией; l - число магнитны моментов с «левой» ориентацией, тогда относительная намагниченность будет равна

$$\frac{M_S}{M_{SO}} = y = \frac{r-l}{\mathrm{N}}. \qquad (12.1)$$

Здесь: M_s - намагниченность насыщения при некоторой абсолютной температуре Т, M_{so} - при Т=0К.

Учитывая, что $r + l = \mathrm{N}$, получаем:

$$r = \frac{N}{2}(1+y), \quad l = \frac{N}{2}(1-y) \,. \tag{12.2}$$

Для получения уравнения магнитного состояния $M = f(H,T)$ необходимо определить один из термодинамических потенциалов системы, например, свободную энергию рассматриваемого газа (магнитных моментов) , как функцию от намагниченности y и, далее, найти ее минимум.

Как известно, по определению

$$F = U - ST \quad , \tag{12.3}$$

где: S - энтропия тела (U - внутренняя энергия ферромагнетика $U \approx (-M^2)$, F - функция Гельмгольца (свободная энергия системы).

В случае пренебрежения взаимодействием между отдельными магнитными моментами энтропия $S(y)$ рассматриваемого газа равна (по Больцману):

$$S = \kappa \ln W \,. \tag{12.4}$$

(Эта знаменитая формула написана на надгробье выдающемуся ученому).

В последней формуле :W - термодинамическая вероятность состояния с заданным значениям $y = \dfrac{M_S}{M_{SO}}$, равная числу возможных способов осуществления данного состояния с тем или иным значением намагниченности. Причем, по определению, из комбинаторики

$$W = \frac{N!}{r!\,l!} \,. \tag{12.5}$$

Подставляя (12.5) в (12.4), получим

$$S = k(\ln N! - \ln r! - \ln l!) \,. \tag{12.6}$$

Применим формулу Стирлинга:

$$\ln n_i! \cong n_i(\ln n_i - 1) = n_i \ln n_i - n_i \,.$$

Тогда, вместо (12.6) находим

$$S = k[N\ln N - N - r\ln r + r - l\ln l + l] =$$
$$= k[N\ln N - r\ln r - l\ln l + (-N + r + l)] = \quad . \quad . \qquad (12.7)$$
$$S = k(N\ln N - r\ln r - l\ln l)$$

Используя (12.1) и (12.2), получаем следующие выражение, для энтропии системы

$$S = -\frac{1}{2}Nk[(1+y)\ln(1+y) + (1-y)\ln(1-y)] \quad . \qquad (12.8)$$

- Если далее продолжить, что $H = 0$, а внутренняя энергия U не зависит от намагниченности (U$\neq \int(M)$ - парамагнитный газ магнитных моментов), тогда в соответствие с (12.3) и (12.8) можно записать:

$$F = -TS = \frac{1}{2}NkT[(1+y)\ln(1+y) + (1-y)\ln(1-y)]. \qquad (12.9)$$

Из условия минимума свободной энергии $\frac{\partial F}{\partial y} = 0$ и $\frac{\partial^2 F}{\partial y^2} > 0$, получаем

$$\ln(1+y) - \ln(1-y) = 0, \qquad (12.10)$$

что возможно только при

$$y = \frac{M_S}{M_{SO}} = 0, \quad M_S = 0. \qquad (12.11)$$

Последнее означает, что самопроизвольная намагниченность у парамагнетиков газа (для которого U$\neq \int(M)$ при H=0 отсутствует ($M_S = 0$) .

- Поэтому Вейсс для построения теории ферромагнетизма, опираясь на выше сформулированные гипотезы, постулировал зависимость их внутренней энергии U от намагниченности (в наших обозначениях – от величины $y = \frac{M_S}{M_{SO}}$). Явный вид этой зависимости зарание неизвестен. Однако, естественно было постулировать квадратичную зависимость U от y, поскольку состояние ферромагнетика не изменяется при изменении направления намагниченности ($U = f(y)$ - функция четная относительно y). Таким образом

$$U(y) = -NA_1 y^2 \ , \qquad (12.12)$$

где A_1 - энергия взаимодействия магнитных моментов атомов в расчете на одну пару спинов. Сам Вейсс назвал ее энергией магнитного момента $\vec{m}_a$ во внутреннем (собственном) молекулярном поле. Знак минус указывает на то, что минимуму энергии соответствует максимальное значение намагниченности $y = \pm 1$, т.е. полное магнитное насыщение.

Подставив (8) и (12) в (3), из условия минимума ($\frac{\partial F}{\partial y} = 0$) получим:

$$F = +\frac{1}{2} NkT[(1+y)\ln(1+y) + (1-y)\ln(1-y)] - NA_1 y^2; \qquad (12.13)$$

$$\frac{4A_1}{kT} y = \ln\frac{1+y}{1-y}. \qquad (12.14)$$

Или же:
$$y = th\frac{\theta}{T} y, \qquad (12.15)$$

где принято обозначение
$$\theta = \frac{2A_1}{k} \quad . \qquad (12.16)$$

θ - величина имеющая размерность температуры и носит название температуры Кюри.

Вообще говоря, уравнение (12.14) найденное из условия $\frac{\partial F}{\partial y} = 0$, соответствует экстремуму функции $F(y)$ и заранее не известно - максимуму или минимуму функции $F(y)$ он отвечает.

•Анализ полученных уравнений.

Уравнение (12.14) проще всего проанализировать графически. Для этого представим его в виде двух уравнений:

$q = \dfrac{4A_1}{kT} y$ - уравнение прямой; (12.17-а)

$q = \ln \dfrac{1+y}{1-y}$ - логарифмическая кривая. (12.17-б)

Возможные значения $y = \dfrac{M_S}{M_{SO}}$ (находим из условия $\dfrac{\partial F}{\partial y} = 0$), удовлетворяющие уравнению (12.14), могут быть найдены как точки пересечения прямой $q = \dfrac{4A_1}{\kappa T} y$ (см. прямые II, III, IV на рисунке.12.1).и «логарифмической» кривой $q = \ln \dfrac{1+y}{1-y}$ (кривая1), для различных температур T.

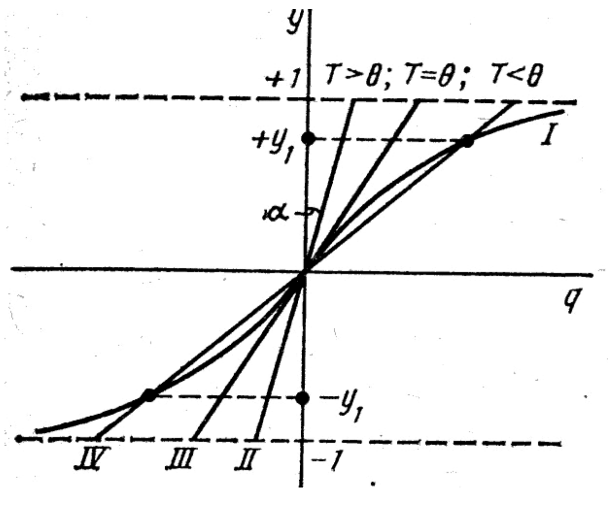

Рис. 12.1

Как видно из этого рисунка, в зависимости от температуры T намагниченность, $y = \dfrac{M_S}{M_{SO}}$ может приниматьпринципиально различные значения: либо $y = 0$ при $T > \theta$, или же $y \neq 0$ при $T < \theta$, удовлетворяющие условию $\dfrac{\partial F}{\partial y} = 0$. Причем температура $T = \theta$ -

некоторая характеристическая температуры (точка Кюри!), которая может быть найдена из условия совпадения прямой (12.17а) с касательной к логарифмической кривой (12.17б) в начале координат (точке $y = q = 0$):

$$\left[\frac{\partial}{\partial y}\left(\ln\frac{1+y}{1-y}\right)\right]_{y=0} = \frac{4A_1}{\kappa T}. \qquad (12.18)$$

Дополнение 1:

$$\left[\frac{\partial}{\partial y}\left(\ln\frac{1+y}{1-y}\right)\right]_{y=0} = \left[\frac{\partial}{\partial y}\big(\ln(1+y) - \ln(1-y)\big)\right]_{y=0}.$$

Воспользуемся такими формулами логарифмической функции:)

$$\frac{\partial}{\partial x}(\ln y)' = \frac{y'}{y}$$, *где y - некоторая функция от x ;*

$$\frac{\partial}{\partial x}\ln x = \frac{x'}{x} = \frac{1}{x} \ ; \qquad \frac{\partial}{\partial x}(\ln y) = \frac{y'}{y}.$$

Для десятичных логарифмов: $$\frac{\partial}{\partial x}\lg x = \frac{1}{x\ln(10)}.$$

Для логарифмов с произвольными основаниями:

$$\frac{\partial}{\partial x}\log_a x = \frac{1}{x\ln a}.$$

Таким образом, в нашем случае будем иметь:

$$\frac{\partial}{\partial y}\left[\left(\ln(1+y)-\ln(1-y)\right)\right]_{y=0}=\left[\left(\frac{\partial}{\partial y}\ln(1+y)-\frac{\partial}{\partial y}\ln(1-y)\right)\right]=$$

$$=\left[\frac{1}{1+y}+\frac{1}{1-y}\right]_{y=0}=\left[\frac{2}{1-y^2}\right]_0=2$$

Наконец, из (12.18) получаем следующее выражение для температуры Кюри:

$$2=\frac{4A_1}{\kappa T}\Rightarrow T=\theta=\frac{2A_1}{\kappa}. \qquad (12.19)$$

(см. продолжение в лекции №13)