

Магнитное упорядочение в гранулированной системе

© Ю.И. Горобец, Ю.И. Джежеря*, А.Ф. Кравец

Институт магнетизма Академии наук Украины,
252680 Киев, Украина

*Киевский политехнический институт,
252056 Киев, Украина

E-mail: kravets@imag.kiev.ua

(Поступила в окончательном виде 21 июня 1999 г.)

В рамках феноменологического подхода для гранулированных материалов, содержащих подсистему ферромагнитных гранул, рассмотрены условия формирования различных магнитных структур с ферромагнитным и антиферромагнитным упорядочением. Предполагается, что магнитная структура формируется под действием магнитостатического поля в комплексе с обменным взаимодействием между электронами проводимости и магнитными ионами.

Открытие эффекта гигантского магнитосопротивления [1] в многослойных пленках с последовательно чередующимися слоями магнитного и немагнитного металлов и в гранулированных пленках (ГП) с ферромагнитными включениями (гранулами), диспергированными в немагнитной матрице [2,3], открыло широкие перспективы для создания нового класса приборов микромагнитной электроники и стимулировало комплексные исследования физических свойств указанных структур.

Степень регулярности в расположении гранул, их форма, концентрация и размеры существенным образом влияют на магнитные характеристики ГП, такие как статическая и динамическая восприимчивости, эффект гигантского магнитосопротивления, температурные фазовые переходы и т. д. Установлено, что верхняя граница полей насыщения различных эффектов в таких структурах определяется, в частности, размерами и формой гранул. При этом максимальной восприимчивостью обладают образцы с крупными сферическими гранулами, а также тонкие гранулы дисковой формы, которые достаточно легко перемагничиваются в своей плоскости при условии слабой магнитокристаллической анизотропии материала феррогранул [4]. Расположение магнитных включений в ГП, полученных обычным способом, как правило, нерегулярно. Однако имеются данные по созданию с помощью литографии регулярных двумерных магнитных решеток [5,6].

В данной работе рассмотрены условия формирования различных структур с ферромагнитным (FM), антиферромагнитным (AFM) и парамагнитным (PM) упорядочением магнитных моментов гранул в ГП. Для описания обменного взаимодействия развита феноменологическая теория, на основании которой определены условия установления FM, AFM и PM состояния в гранулированной и квазигранулированной пленках (последняя получается путем отжига многослойной магнитной пленки), а также построена температурная фазовая диаграмма для таких систем. Как известно, многослойные магнитные пленки в процессе отжига превращаются в квазигранулярные структуры с магнитными включениями дисковой формы, плоскость которых параллельна плоскости пленки [7,8].

Исследуем магнитные свойства таких систем, полагая, что ферромагнитные включения имеют форму диска со следующим соотношением параметров: $L \ll d$ (где L, d — соответственно толщина и поперечный размер феррогранул). Полагаем, что плоскость дисковых феррогранул (в дальнейшем просто гранул) параллельна плоскости YOX .

Очевидно, что при наномасштабных размерах гранулы находятся в монокристаллическом состоянии. Благодаря анизотропии формы собственная магнитостатическая энергия тонких дисковых гранул равна $E_i^a = 2\pi M_i^2 / v_i$. Поэтому их намагниченность ориентирована ортогонально оси OZ и лежит в плоскости пленки ($\mathbf{M}_i, v_i = \pi d_i^2 L_i / 4$ — соответственно магнитный момент и объем i -й гранулы).

Как показывают расчеты, для решеток из тонких цилиндрических гранул с прямоугольной ячейкой при учете магнитостатического взаимодействия энергетически выгодным является формирование магнитных нитей, магнитные моменты в которых выстраиваются в виде цепочек так, что намагниченности соседних цепочек направлены в противоположные стороны (рис. 1). Цепочки магнитных гранул, изображенных на этом рисунке, напоминают ферромагнитные домены. Данная структура характеризуется отсутствием результирующего магнитного момента и наличием двух подсистем, намагниченных в противоположные стороны. Поэтому в дальнейшем она будет классифицироваться как обладающая AFM порядком. Анализ показывает, что магнитостатическая энергия системы в таком состоянии ниже энергии при ферромагнитном упорядочении.

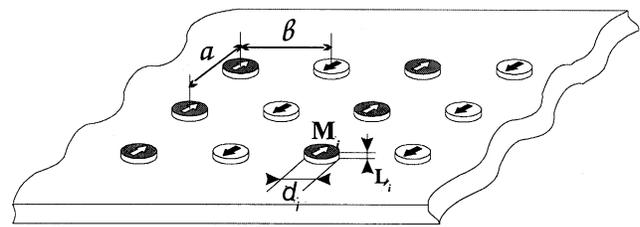


Рис. 1. Магнитное упорядочение двумерной решетки цилиндрических магнитных гранул.

Если бы магнитостатика была единственным взаимодействием между гранулами, то, очевидно, в системе реализовалось бы распределение, изображенное на рис. 1. Однако исследования [9,10] показали, что между гранулами, находящимися даже в непроводящей матрице (например, Co–Al–O) в случаях плотного их расположения возникает обменное взаимодействие, приводящее к установлению магнитного порядка и появлению эффектов гигантского магнитосопротивления в результате спин-зависимого туннелирования электронов проводимости.

При изучении магнитных свойств системы под намагниченностью гранул \mathbf{M}_i/v_i условимся подразумевать вклад магнитных ионов, обусловленный электронами внутренних оболочек, которые хорошо локализованы в магнитных атомах. При этом участие этих электронов в процессах переноса незначительно. Под матрицей подразумевается подсистема электронов проводимости, заполняющая все межионное пространство исследуемой системы. Намагниченность матрицы $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ определяется поляризацией электронов проводимости материала.

Для описания магнитной энергии матрицы воспользуемся феноменологическим подходом, основывающимся на применении в качестве параметра порядка функции спиновой плотности [11]

$$\psi(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \psi_1(\mathbf{r}) \\ \psi_2(\mathbf{r}) \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Намагниченность матрицы выражается через функции $\psi(\mathbf{r})$ посредством известных соотношений

$$m_\alpha(\mathbf{r}) = \mu_B \psi^\dagger \hat{\sigma}_\alpha \psi, \quad (2)$$

где $\hat{\sigma}_\alpha$ — матрицы Паули, μ_B — магнетон Бора.

Представим магнитную энергию пленки с гранулами эллипсоидной формы в виде суммы

$$E = E_M + E_\psi + E_{M\psi}, \quad (3)$$

где

$$E_M = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} J^{\alpha\beta}(\mathbf{R}_{ij}) M_i^\alpha M_j^\beta + 2\pi \sum_i (N_\alpha M_i^{\alpha 2} / v_i) \quad (4)$$

— магнитостатическая энергия гранул,

$$J^{\alpha\beta}(\mathbf{R}_{ij}) = \frac{1}{v_i v_j} \times \int_{v_i} d\mathbf{r} \int_{v_j} d\mathbf{r}' \left(\frac{3(x_\alpha - x'_\alpha)(x_\beta - x'_\beta) - (\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta_{\alpha\beta}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^5} \right),$$

где i, j — номера феррогранул, n_α — размагничивающие коэффициенты гранулы, $\alpha, \beta = x, y, z$, \mathbf{R}_{ij} — вектор, соединяющий центры гранул (здесь и в дальнейшем по дважды повторяющимся индексам α, β проводится суммирование), \mathbf{M}_i — магнитный момент гранулы, компоненты

которого в сферической системе координат с полярной осью OZ имеют вид

$$\mathbf{M}_i = M_i (\cos \varphi_i \sin \theta_i, \cos \varphi_i \sin \theta_i, \cos \theta_i).$$

Первое слагаемое в (4) описывает обменную, а второе — собственную магнитодипольные энергии системы феррогранул,

$$E_{M\psi} = -J \mu_B \int d\mathbf{r} (\psi^\dagger \hat{\sigma}_\alpha \psi) \sum_i \Theta_i(\mathbf{r}) (M_i^\alpha / v_i) \quad (5)$$

— энергия обменного взаимодействия между намагниченностью электронов проводимости и магнитным материалом гранул, J — постоянная обменного взаимодействия. Функция $\Theta_i(\mathbf{r})$, введенная в рассмотрение в (5), определяется следующим образом:

$$\Theta_i(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1, & \mathbf{r} \in v_i, \\ 0, & \mathbf{r} \notin v_i. \end{cases}$$

Значение E_ψ , соответствующее магнитной энергии матрицы, представим в виде

$$E_\psi = \int d\mathbf{r} \{ A \nabla \psi^\dagger \nabla \psi + (I/2) \mu_B^2 (\psi^\dagger \hat{\sigma} \psi)^2 \}, \quad (6)$$

где A, I — некоторые феноменологические параметры.

Второе слагаемое в (6) отражает увеличение энергии немагнитной матрицы при поляризации электронов проводимости. Первое слагаемое в феноменологической теории традиционно описывает изменение энергии при пространственных модуляциях параметра порядка.

Слагаемые, описывающие вклады электронов проводимости в магнитостатическую энергию системы, в силу малого значения их намагниченности исключены из рассмотрения для упрощения расчетов.

Будем рассматривать систему с малой концентрацией магнитных включений. При этом на одну магнитную гранулу в среднем приходится объем $a^3 = V/N \gg v_i$ (где V — объем системы, N — количество гранул). Величину a , таким образом, можно рассматривать в качестве характерного масштаба неоднородности в расположении гранул.

В результате варьирования энергии системы (1) по ψ^\dagger получим уравнение для функции спиновой плотности

$$-\left(\frac{1}{a}\right)^2 \nabla^{*2} \psi = \frac{1}{m_0} \left(\sum_i \Theta_i(\mathbf{r}) \frac{\mathbf{M}_i}{v_i} - \frac{I}{J} \mu_B (\psi^\dagger \hat{\sigma} \psi) \right) \hat{\sigma} \psi, \quad (7)$$

где $\nabla^{*2} = a^2 \nabla^2$ — оператор Лапласа в безразмерных переменных, $l = \sqrt{A/J \mu_B m_0}$ — характерная длина магнитного взаимодействия, $m_0 = M_i / v_i$ — намагниченность материала гранулы (в рамках данного исследования есть постоянная величина).

Рассмотрим случай, когда характерная длина l значительно превосходит среднее межгранульное расстояние так, что выполняется соотношение

$$l \gg a. \quad (8)$$

Правая часть уравнения (7) при этом может рассматриваться как возмущение, а его решение представимо в виде

$$\psi(\boldsymbol{\rho}) = \psi_0 + (a/l)^2 \psi_1(\boldsymbol{\rho}) + \dots, \quad (9)$$

где $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}/a$, $\psi_0 = \text{const}$, величина которой определяется из условия разрешимости уравнения для поправки $\psi_1(\boldsymbol{\rho})$.

Это условие имеет вид

$$\int dV \left\{ \sum_i \Theta_i(\mathbf{r}) \frac{\mathbf{M}_i}{v_i} - \frac{I}{J} \mu_B (\psi_0^+ \hat{\boldsymbol{\sigma}} \psi_0) \right\} = 0. \quad (10)$$

Интегрирование в (10) проводится по всему объему системы.

В результате вычислений (10) в рамках использованных приближений определим намагниченность электронов проводимости

$$\mu_B (\psi_0^+ \hat{\boldsymbol{\sigma}} \psi_0) = \frac{J}{I} \frac{1}{V} \sum_i \mathbf{M}_i. \quad (11)$$

Таким образом, в случае, когда выполняется условие (8), имеет место результат, аналогичный полученному в теории парамагнетизма системы Ферми-частиц, если полагать, что электроны проводимости движутся в эффективном магнитном поле $\mathbf{H} = (J/I) \sum_i \mathbf{M}_i$. При этом величина I^{-1} играет роль парамагнитной восприимчивости электронов проводимости. Поэтому при определении ее значения можно воспользоваться следующей оценкой: $I^{-1} \approx \chi = \nu(\varepsilon_F) \mu_B^2$, где $\nu(\varepsilon_F)$ — плотность состояния электронов проводимости на уровне Ферми.

Таким образом, магнитная энергия (1) гранулированной пленки определяется состоянием подсистем магнитных гранул и в рамках приближения (8) на основании (5), (6), (11) принимает вид

$$E = E_M - \frac{1}{2} \frac{J^2 I^{-1}}{V} \sum_{i,j} \mathbf{M}_i \mathbf{M}_j. \quad (12)$$

Полное исследование магнитной конфигурации системы возможно лишь для регулярных решеток, состоящих из гранул одинаковой формы и размера. В настоящее время разрабатываются способы получения пленок с подобными характеристиками [5,6,12]. Так, с помощью стандартной методики микрофотографии в многослойных пленках [FeNi/Ag] была получена регулярная квадратная решетка магнитных дисков диаметром $2 \cdot 10^{-4}$ см с периодом $4 \cdot 10^{-4}$ см [5]. В такой двумерной упорядоченной системе, покрытой тонкой проводящей немагнитной пленкой, наблюдается эффект гигантского магнитосопротивления. При этом магнитосопротивление

такой системы насыщается в малых магнитных полях, что свидетельствует о слабом антиферромагнитном упорядочении магнитных моментов гранул. Подобные регулярные двумерные структуры также могут быть получены путем лазерно-фокусированного атомного осаждения ферромагнитных пленок [13].

В настоящее время широко доступными являются ГП со случайными параметрами гранул, полученные путем напыления. Следует отметить, что исследования магнитной структуры поверхности ГП подтверждает наличие в них доменной структуры в виде цепочек магнитных гранул [14], что подтверждает упорядочение магнитных моментов гранул.

На основании (12) определим условия реализации FM и AFM порядка в ГП, когда можно выделить по крайней мере ближний порядок между группами гранул. Отметим, что существование ближнего порядка в ориентации моментов отдельных гранул вытекает из свойств магнитостатического поля, которое индуцировано магнитными моментами этих гранул и является потенциальным. Как известно, силовые линии потенциальных полей не пересекаются, поэтому в некотором фрагменте гранулированной пленки существует выделенное направление, соответствующее усредненной ориентации силовых линий. Магнитные моменты гранул направлены параллельно силовым линиям поля, поэтому в их ориентации также будет прослеживаться соответствующий порядок.

Нетрудно убедиться, что $J^{\alpha\beta}(\mathbf{R}_{ij})$ — однородная функция со степенью однородности $k = -3$, поэтому при переходе к безразмерным переменным $\boldsymbol{\rho}_{ij} = \mathbf{R}_{ij}/a$ выполняется соотношение

$$J^{\alpha\beta}(\mathbf{R}_{ij}) = a^{-3} J^{\alpha\beta}(\boldsymbol{\rho}_{ij}). \quad (13)$$

Для гранулы с геометрией в форме плоского диска, лежащего в плоскости YOX , размагничивающие коэффициенты удовлетворяют соотношениям $n_z \approx 1$, $n_x = n_y \ll n_z$. При этом на основании (12), (13) с учетом интеграла движения $\mathbf{M}_i^2 = \text{const}$ эффективное поле, действующее на магнитный момент гранулы, можно представить в виде

$$\mathbf{H}_i^{\text{ef}} = -4\pi m_0 \cos \theta_i \mathbf{e}_z + \varepsilon_i \mathbf{H}_i^m, \quad (14)$$

где

$$\varepsilon_i = \frac{v_i}{a^3} \ll 1,$$

$$\mathbf{H}_i^m = v_i^{-1} \sum_j \mathbf{e}_\alpha J^{\alpha\beta}(\boldsymbol{\rho}_{ij}) M_j^\beta + V^{-1} \sum_j J^2 \chi \mathbf{M}_j.$$

Поскольку гранулы обладают большим результирующим моментом, то для определения состояния их намагниченности можно применить статистическое усреднение Ланжевена. При этом на основании (14) среднее значение компонент намагниченности i -й гранулы пред-

ставимо в виде

$$\langle \mathbf{m}_i \rangle = Z^{-1} \int d\Omega_i \mathbf{m}_i \exp(-D_i \cos^2 \theta_i + \varepsilon D_i \mathbf{h}_i^m \mathbf{m}_i),$$

$$Z = \int d\Omega_i \exp(-D_i \cos^2 \theta_i + \varepsilon D_i \mathbf{h}_i^m \mathbf{m}_i), \quad (15)$$

где

$$D_i = \frac{2\pi m_0^2 v_i}{(k_B T)}, \quad \mathbf{h}_i^m = \mathbf{H}_i^m / 2\pi m_0, \quad d\Omega_i = -d \cos \theta_i d\varphi_i,$$

$\mathbf{m}_i = \mathbf{M}_i / M_i$, k_B — постоянная Больцмана.

Для гранул с $m_0 = 10^3$ Г диаметром и толщиной соответственно $d \approx 6$ нм и $L_z \approx 2$ нм при $T \approx 300$ К величина $D \approx 6 \gg 1$. Следовательно, в соотношении (15) интегрирование по $\cos \theta_i$ с хорошей точностью может быть произведено асимптотическим методом Лапласа. В результате получаем

$$\langle m^z \rangle = 0,$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle m_1^x \rangle \\ \langle m_1^y \rangle \end{array} \right\} = \frac{\int_0^{2\pi} d\varphi_i \begin{pmatrix} \cos \varphi_i \\ \sin \varphi_i \end{pmatrix} \exp\{D_i \varepsilon (h_i^x \cos \varphi_i + h_i^y \sin \varphi_i)\}}{\int_0^{2\pi} d\varphi_i \exp\{D_i \varepsilon (h_i^x \cos \varphi_i + h_i^y \sin \varphi_i)\}}. \quad (16)$$

Для упрощения дальнейших расчетов параметры магнитных включений заменим средними значениями, при этом $M_i = M$, $v_i = v$.

Будем полагать, что в некотором фрагменте пленки имеются две подсистемы магнитных гранул, так что средние значения их моментов $\langle \mathbf{M}_1 \rangle$, $\langle \mathbf{M}_2 \rangle$ ориентированы по оси OX .

В уравнении (16) при записи h_i^y , h_i^x заменим M_j^α средними значениями. В результате получим

$$h_i^x = \langle m_1^x \rangle (2\pi)^{-1} \sum_j^{N_1} J^{xx}(\rho_{ij}) + \langle m_2^x \rangle (2\pi)^{-1} \sum_j^{N_2} J^{xx}(\rho_{ij}),$$

$$h_i^y = \langle m_1^x \rangle (2\pi)^{-1} \sum_j^{N_1} J^{yx}(\rho_{ij}) + \langle m_2^x \rangle (2\pi)^{-1} \sum_j^{N_2} J^{yx}(\rho_{ij}), \quad (17)$$

где $\langle m_1^x \rangle = \langle M_1^x \rangle / M$, $\langle m_2^x \rangle = \langle M_2^x \rangle / M$, а $N_1, N_2 = N/2$ — количество частиц в подсистемах.

Учитывая свойства функций $J^{\alpha\beta}(\rho_{ij})$, нетрудно показать, что для регулярных решеток гранул $h_i^y = 0$. В общем же случае $h_i^y \neq 0$, но в силу знакопеременного характера $J^{yx}(\rho_{ij})$ будет выполняться соотношение $|\sum_j^{N_{1,2}} J^{yx}(\rho_{ij})| \ll |\sum_j^{N_{1,2}} J^{xx}(\rho_{ij})|$, поэтому значение h_i^y пренебрежимо мало и опускается в дальнейшем рассмотрении.

С учетом указанных значений уравнения (16) после интегрирования принимают вид

$$\langle m_1^x \rangle = I_1\{X_1\} / I_0\{X_1\},$$

$$\langle m_2^x \rangle = I_1\{X_2\} / I_0\{X_2\}, \quad (18)$$

где

$$\begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \end{pmatrix} = \frac{T_c}{T} \frac{2}{\gamma_1 + \gamma_2} \left\{ \frac{1}{2} J^2 I^{-1} (\langle m_1^x \rangle + \langle m_2^x \rangle) + \gamma_1 \begin{pmatrix} \langle m_1^x \rangle \\ \langle m_2^x \rangle \end{pmatrix} - \gamma_2 \begin{pmatrix} \langle m_2^x \rangle \\ \langle m_1^x \rangle \end{pmatrix} \right\},$$

$$T_c = \frac{M^2 (\gamma_1 + \gamma_2)}{2a^3 k_B}.$$

При записи (18) введены усредненные параметры

$$\gamma_1 = \frac{1}{N_1} \sum_i^{N_1} \sum_j^{N_1} J^{xx}(\rho_{ij}) = \frac{1}{N_2} \sum_i^{N_2} \sum_j^{N_2} J^{xx}(\rho_{ij}),$$

$$\gamma_2 = -\frac{1}{N_1} \sum_i^{N_1} \sum_j^{N_2} J^{xx}(\rho_{ij}) = -\frac{1}{N_2} \sum_i^{N_2} \sum_j^{N_1} J^{xx}(\rho_{ij}), \quad (19)$$

где $I_0(x)$, $I_1(x)$ — функция Бесселя мнимого аргумента. Отличия от теории Ланжевена связаны с "замораживанием" степени свободы магнитных моментов в направлении OZ .

Система трансцендентных уравнений (18) может иметь следующие качественно различные типы решений:

$$\langle m_1^x \rangle = \langle m_2^x \rangle = 0 \text{ — PM состояние;}$$

$$\langle m_1^x \rangle = \langle m_2^x \rangle = \langle m \rangle \text{ — FM упорядочение;}$$

$$\langle m_1^x \rangle = -\langle m_2^x \rangle = \langle m \rangle \text{ — AFM упорядочение.}$$

Проанализируем более детально условия реализации того или иного состояния.

При FM упорядочении $\langle m_1^x \rangle = \langle m_2^x \rangle = \langle m \rangle$

$$X_1 = X_2 = 2\langle m \rangle \frac{T_c}{T} \frac{J I^{-1} + \gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2}. \quad (20)$$

Анализ уравнений (18) показывает, что они имеют нетривиальное решение при выполнении условия

$$\frac{T}{T_c} < \left(\frac{\gamma_1 - \gamma_2 + J^2 I^{-1}}{\gamma_1 + \gamma_2} \right). \quad (21)$$

В случае реализации AFM состояния $\langle m_1^x \rangle = -\langle m_2^x \rangle = \langle m \rangle$,

$$X_1 = -X_2 = \langle m \rangle 2 \frac{T_c}{T}. \quad (22)$$

При этом условии существования нетривиального решения уравнений (18) имеет вид

$$T < T_c. \quad (23)$$

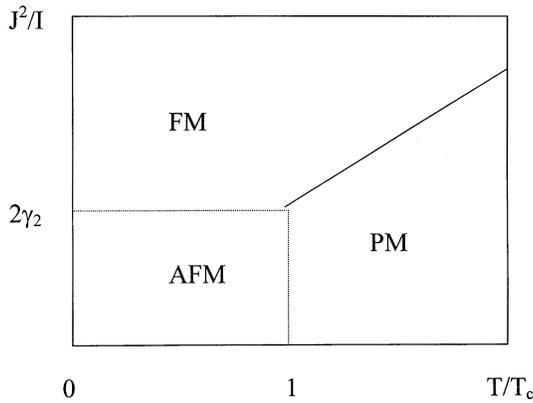


Рис. 2. Фазовая диаграмма магнитного состояния гранулированной системы.

Установленные области существования FM и AFM фаз имеют общую зону. Исследования системы, находящейся в AFM фазе, на устойчивость к появлению малых ферромагнитных возмущений в направлении OY , проведенные на основании уравнений (11), определили критерий перехода из AFM в FM состояние

$$2J^2I^{-1} \geq \gamma_2. \quad (24)$$

Это естественный результат, так как при равенстве в соотношении (24) энергии FM и AFM состояний равны.

Фазовая диаграмма состояния для гранулированных пленок в плоскости $J^2I^{-1}-T$, построенная на основании условий (21)–(24), определяющих межфазные границы, приведена на рис. 2.

Четкие межфазные границы, представленные на рис. 2, могут иметь место для материалов с идеальной решеткой. В общем случае они разделяют области с преобладанием соответствующих фаз.

Числовые параметры γ_1 , γ_2 имеют величину порядка единицы. Так, расчеты, проведенные для решеток гранул с квадратной ячейкой в пределе малых концентраций гранул $v/a^3 \ll 1$, приводят к следующим результатам: а) для двумерной решетки с квадратной ячейкой $\gamma_1 = 4.8$; $\gamma_2 = 0.3$; б) для трехмерной решетки с кубической ячейкой $\gamma_1 = 3.7$; $\gamma_2 = 1.7$.

Оценка величины критической температуры для ГП с параметрами гранул $m_0 \approx 10^3$ G, $v^{1/3} \approx 6 \cdot 10^{-7}$ см при объемной концентрации магнитного материала $v/a^3 \approx 5\%$ дает значение $T_c \approx 200$ К. При более высоких концентрациях ферромагнетика значения параметров γ_1 , γ_2 зависят от размеров гранул.

Отметим, что при исследовании предложенным способом системы сферических гранул (случай обыкновенных ГП) вместо функций Бесселя в уравнениях (18) возникнет функция Ланжана. Сопоставление результатов в этих двух случаях показывает, что критическая температура T_c системы дисковых гранул в 3/2 раза выше, чем в системе с гранулами шаровой формы. Этот факт, очевидно, связан с замораживанием степени свободы в направлении OZ для плоских гранул.

Представим далее значение для T_c в виде

$$T_c = (\gamma_1 + \gamma_2) \frac{m_0^2 v}{2k_B a^3}, \quad (25)$$

отметим, что при постоянной концентрации магнитного материала v/a^3 критическая температура растет с увеличением объема гранул по линейному закону. Данный эффект связан с соответственным изменением роли магнитостатического взаимодействия при увеличении размеров гранул.

В заключение на основании полученных результатов выразим соотношение, определяющее энергетическое преимущество магнитостатического взаимодействия AFM фазы над FM фазой. В относительных единицах оно имеет вид

$$\sigma = \frac{|E_{AFM}| - |E_{FM}|}{|E_{AFM}|} \Big|_{J=0} = \frac{2\gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2}. \quad (26)$$

Для двумерной решетки (рис. 1) $\sigma \approx 10\%$, для трехмерной решетки с кубической ячейкой $\sigma \approx 60\%$.

Эти оценки указывают на то, что установление ферромагнитного порядка в ГП с малой концентрацией гранул возможно только в результате косвенного обменного взаимодействия между гранулами через электроны проводимости при выполнении условия (21).

Список литературы

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 21, 2472 (1988).
- [2] J.Q. Xiao, J.S. Jiang, C.L. Chien. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 25, 3749 (1992).
- [3] A.E. Berkowitz, J.R. Mitchell, M.J. Carey, A.P. Young, S. Zhang, F.E. Spada, F.T. Parker, A. Hutten, G. Thomass. *Rev. Lett.* **68**, 25, 3745 (1992).
- [4] T.L. Hylton. *Appl. Phys. Lett.* **62**, 19, 2431 (1993).
- [5] T.L. Hylton, M.A. Parker, K.R. Coffey, J.K. Howard, R. Fontana, C. Tsang. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 8, 1154 (1995).
- [6] С.А. Гусев, Л.А. Мазо, Ю.Н. Ноздрин, М.В. Сапожников, Л.В. Суходеев, А.А. Фраерман. В сб.: Тез. докл. XVI Междунар. школы-семинара НМММ. М. (1998). С. 494.
- [7] T.L. Hylton, K.R. Coffey, M.A. Parker, J.K. Howard. *Science* **261**, 5124, 1021 (1993).
- [8] J.C. Sionczewski. *J. Magn. Magn. Mater.* **129**, 2–3, LI 23 (1994).
- [9] H.Fujimori, S. Mitani, S. Ohnuma. *Mater. Sci. End.* **B31**, 219 (1995).
- [10] A.F. Kravets, C.S. Kim, A.Y. Vovk, A.N. Pohorilyi, O.V. Shypil. Book of abstracts of the 7th European magnetic materials and application conference. Zaragoza, Spain (1998). P. 28.
- [11] В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Наук. думка, Киев (1988). 168 с.
- [12] С.В. Гапонов, С.А. Гусев, Л.А. Мазо, Ю.Н. Ноздрин, М.В. Сапожников, Л.В. Суходеев, А.А. Фраерман. В сб.: Тез. докл. XVI Междунар. школы-семинара НМММ. М. (1998). С. 42.
- [13] R.J. Celotta, R. Gupta, R.E. Sholten, J.McClelland. *J. Appl. Phys.* **79**, 8, 6079 (1996).
- [14] Y.J. Chen, W.Y. Cheung, I.H. Wilson, N.Ke, S.P. Wong, J.B. Xu, H. Sang, G. Ni. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 19, 2472 (1998).