УДК 538.9,548 : 537.611.46

ФЕРРИМАГНИТНОЕ СПИНОВОЕ СТЕКЛО С ФЛУКТУИРУЮЩЕЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Бах Тхань Конг (Вьетнам), А. В. Ведяев

(*кафедра магнетизма*)

В рамках двухподрешеточной модели с бесконечным радиусом взаимодействия обсуждается влияние флуктуирующей одноионной анизотропии на температуру перехода из парамагнитного состояния в состояние спинового стекла. Показано, что в рамках предлагаемой теории удается объяснить имеющиеся экспериментальные данные для некоторых замещенных ферримагнитных спиновых стекол.

1. Введение

В последнее время возрастает число экспериментальных работ, посвященных исследованию ферримагнитного спинового стекла (см. работу [1] и цитируемую там литературу). Такой класс магнитных веществ, как ферримагнитные окислы, привлекает большое внимание ввиду того, что конкуренция меж- и внутриподрешеточного взаимодействий может стимулировать появление состояния спинового стекла (СС). В работе [1] была экспериментально получена концентрационная x—T фазовая диаграмма разбавленной многоподрешеточной системы $BaFe_{12-x}Ga_xO_{19}$, особенностью которой являются высокие значения температуры замерзания в нулевом магнитном поле T_g. При сравнении этих результатов с данными для двухподрешеточной слабоанизотропной системы $Li_{0,5}Fe_{2,5-x}Ga_xO_4$ [2] авторы предположили, что увеличение температуры перехода в состояние СС в первой системе связано с наличием в ней значительной магнитной анизотропии. Кроме этого, на x—T фазовой диаграмме хорошо виден рост температуры перехода из парамагнитного (ПМ) состояния в состояние СС в узком интервале концентрации диамагнитных атомов Ga, замещающих магнитоактивные ионы Fe ($8{,}5 \geqslant x \geqslant 7{,}75$). Очевидно, что наличие локальных флуктуаций одноионной анизотропии (ОА) по величине и направлению будет благоприятствовать случайной ориентации атомных спинов, и температурная зависимость флуктуации ОА (которая зависит от конкретного состава ферритов и способа их приготовления) должна определять температурную устойчивость случайной конфигурации спинов. Поэтому можно предположить, что существование высокотемпературных спиновых стекол (см. [3]) связано с флуктуирующей анизотропией.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование влияния флуктуирующей ОА на величину T_g и объяснение ее концентрационной зависимости в области фазового перехода из ПМ-состояния в состояние СС неметаллических ферритов. До сих пор главное внимание исследователей было уделено флуктуации анизотропии типа Дзялошинского—Мория в металлических СС, а ОА во многих работах по теории ферромагнитного или антиферромагнитного СС считалась нефлуктуирующей [4—6].

Для решения поставленной задачи можно, как в [7], использовать модель Изинга СС с бесконечным радиусом взаимодействия (модель Шеррингтона—Киркпатрика). Однако в рамках работы [7] не представлялось возможным рассмотреть влияние анизотропии из-за использования модели Изинга с двумя фиктивными состояниями спинов подрешеток. Поэтому в простейшем варианте мы будем исходить из обобщенной модели Изинга ферримагнитного СС, где в одной подрешетке спины принимают два значения: $\pm 1/2$, а в другой три: 1, 0, -1. Одноионная анизотропия изначально предполагается во второй подрешетке. Ясно, что в рамках этой упрощенной модели мы можем лишь исследовать влияние флуктуаций константы ОА второй подрешетки на состояние СС всего феррита. Гамильтониан системы записывается в следующем виде:

$$H=-\sum_{p=1}^{2}\sum_{i,j} I_{p,ij}S_{pi}S_{pj}-\sum_{i,j} J_{ij}S_{1i}S_{2j}-\sum_{i} D_i S_{2i}^2-\sum_{p=1}^{2}\sum_{i} h_p S_{pi}, \qquad (1)$$

где p — индекс подрешеток; $I_{p,ij}$ — константы внутриподрешеточных взаимодействий; J_{ij} — константы межподрешеточного взаимодействия; D_i — энергия локальной одноионной анизотропии во второй подрешетке; $h_p=g_p\mu_B h$; h — внешнее поле, действующее на каждую подрешетку; $S_{1i}=\pm 1/2$, $S_{2i}=\pm 1$, 0 — значения спинов атомов, находящихся в узлах первой и второй подрешеток.

Модель (1) можно считать обобщением модели со спином 1 [8] на случай двух неэквивалентных подрешеток. Нетрудно видеть, что в случае большой положительной ОА: $D \gg |J|$, $|I_p|$, такая система ведет себя как ± 1-модель Изинга. Если D отрицательна и ее абсолютное значение по-прежнему превосходит энергию всех других обменных взаимодействий, то можно ожидать, что основным состоянием является парамагнитное. Более того, фазовый переход из состояния ПМ в состояние СС может быть фазовым переходом первого рода, как и в случае спина 1 [8, 9].

Пусть N_1, N_2 — число спинов каждого компонента, $N_1+N_2=N$ — полное число спинов и обменные интегралы считаются не зависящими от расстояния случайными величинами, распределенными по нормальному закону:

$$P(J_{ij})=\sqrt{\frac{N_3}{2\pi J^2}}\exp\left\{-\frac{J_{ij}^2}{2J^2}N_3\right\}, \qquad (2)$$

$$P(I_{p,ij})=\sqrt{\frac{N_p}{2\pi I_p^2}}\exp\left\{-\frac{I_{p,ij}^2}{2I_p^2}N_p\right\}, \qquad (3)$$

$$N_3=\sqrt{N_1N_2},$$

J, I_p представляют собой дисперсии межподрешеточных и внутриподрешеточных взаимодействий. В отличие от моделей, рассматриваемых в предыдущих работах, константа ОА второй подрешетки считается флуктуирующей с вероятностью

$$P(D_i)=\frac{1}{\sqrt{2\pi D^2}}\exp\left\{-\frac{(D_i-D_0)^2}{2D^2}\right\}, \qquad (4)$$

D_0 и D — среднее значение и дисперсия локальной анизотропии D_i. Ниже мы приведем вычисления в рамках приближения теории среднего поля.

2. Уравнение состояния

Как известно, в методе реплик свободная энергия замороженной спиновой системы определяется следующим предельным переходом:

$$f=-T\lim\frac{Z^n_{\text{aver}}-1}{Nn}\Bigg|_{\substack{n\to 0\\ N\to\infty}}, \tag{5}$$

n является числом реплик. Значение n-й степени статистической суммы после конфигурационного усреднения с законом распределения (2)—(4) принимает вид

$$Z^n_{\text{aver}}=T_r\exp\Bigg\{\frac{J^2}{2N_3T^2}\sum_{i,j}\sum_{\alpha,\beta}S_{1i\alpha}S_{2j\alpha}S_{1i\beta}S_{2j\beta}+$$
$$+\frac{1}{2T^2}\sum_p\frac{I_p^2}{N_p}\sum_{i,j}\sum_{\alpha,\beta}S_{pi\alpha}S_{pj\alpha}S_{pi\beta}S_{pj\beta}+\frac{D_0}{T}\sum_{j,\alpha}S^2_{2j\alpha}+$$
$$+\frac{D^2}{2T^2}\sum_{i,\alpha,\beta}S^2_{2j\alpha}S^2_{2j\beta}+\frac{1}{T}\sum_{p,i}h_pS_{pi\alpha}\Bigg\}. \tag{6}$$

Из формулы (6) видно, что среднее значение константы ОА связано с квадрупольным моментом и ее дисперсия привела к появлению члена, описывающего квадрупольное взаимодействие между репликами. Поскольку вычисление ведется в рамках теории среднего поля, запишем предпоследнее слагаемое в (6) в следующем виде:

$$\begin{gathered}\sum_{\alpha j}S^4_{2i\alpha}\Rightarrow\sum_{\alpha j}Q_\alpha S^2_{2\alpha j},\\ \sum_{j(\alpha,\beta)}(S_{2j\alpha}S_{2j\beta})^2\Rightarrow\sum_{j(\alpha,\beta)}q_{2(\alpha\beta)}S_{2j\alpha}S_{2j\beta},\end{gathered} \tag{7}$$

где (α,β) означает разные пары индексов α, β. Параметры Q_α и $q_{2(\alpha\beta)}$ определяются формулами (13). Смысл расцепления (7) заключается в том, что в пределе одной реплики квадрупольное взаимодействие эквивалентно действию однородного поля Q_α, а между репликами — действию поля Эдвардса—Андерсона $q_{2(\alpha\beta)}$. В термодинамическом пределе получаем выражение для свободной энергии системы в расчете на один спин:

$$f=-T\lim\frac{1}{n}\Phi_n(q_{p(\alpha\beta)},\ Q_\alpha)|_{n\to 0}, \tag{8}$$

где

$$\Phi_n(q_{p(\alpha\beta)},\ Q_\alpha)=-\frac{1}{2T^2}\sum_{(\alpha,\beta)}\{n_1I_1^2q^2_{1(\alpha\beta)}+n_2I_2^2q^2_{2(\alpha\beta)}+2n_3q_{1(\alpha\beta)}q_{2(\alpha\beta)}\}+$$
$$+\frac{n_1I_1^2}{64T^2}-\frac{n_2I_2^2}{4T^2}\sum_\alpha Q^2_\alpha+\sum_{p=1}^{2}n_p\ln\mathrm{Tr}\exp\{\mathcal{L}_p\}, \tag{9}$$

$$\mathcal{L}_p=\Bigg\{\sum_\alpha\frac{h_p}{T}S_p+\sum_{(\alpha\beta)}b_{p(\alpha\beta)}S_{p\alpha}S_{p\beta}+\sum_\alpha C_\alpha S^2_{2\alpha}\delta_{p,2}\Bigg\}. \tag{10}$$

Здесь $n_p=(N_p/N)$ — концентрация p-го компонента, $n_3=(N_3/N)$,

$$b_{p(\alpha\beta)}=\frac{1}{T^2}\left\{(I_p^2+D^2\delta_{p,2})\,q_{p(\alpha\beta)}+J^2\sqrt{\frac{n_{p'}}{n_p}}\,q_{p'(\alpha\beta)}\right\}\quad (p'\neq p),$$

$$C_\alpha=\frac{D_0}{T}+\frac{1}{T^2}\left\{\frac{1}{2}(I_2^2+D^2)\,Q_\alpha+\frac{J^2}{8}\sqrt{\frac{n_1}{n_2}}\right\}.$$

Параметр Эдвардса—Андерсона $q_{p(\alpha\beta)}$ и квадрупольный момент Q_α подчиняются уравнениям

$$q_{p(\alpha\beta)}=\langle S_{p\alpha}S_{p\beta}\rangle_p, \tag{11}$$

$$Q_\alpha=\langle S_{2\alpha}^2\rangle_2, \tag{12}$$

где угловые скобки $\langle\ldots\rangle_p$ означают усреднение с эффективным гамильтонианом $\mathscr{L}_p$ (10). Совокупность параметров $q_{p(\alpha\beta)}$, Q_α должна обеспечить максимум функции Φ_n. В реплично-симметричном приближении усреднения, фигурирующие в (11), (12), легко выполняются и тогда мы имеем:

$$\begin{gathered}
q_1=\left\langle\left[\frac{1}{2}\,\mathrm{th}\left(\frac{E_1(z)}{2T}\right)\right]^2\right\rangle_{\rm aver},\\
q_2=\left\langle\left[\frac{\mathrm{sh}\,[E_2(z)/T]}{(1/2)\exp\{-C\}+\mathrm{ch}\,[E_2(z)/T]}\right]^2\right\rangle_{\rm aver},\\
Q=\left\langle\frac{\mathrm{ch}\,[E_2(z)/T]}{(1/2)\exp\{-C\}+\mathrm{ch}\,[E_2(z)/T]}\right\rangle_{\rm aver},
\end{gathered}\tag{13}$$

$$\begin{gathered}
f=-\frac{n_0I_1^2}{4T}\left(q_1-\frac{1}{4}\right)^2-\frac{n_2I_2^2}{4T}(q_2^2-Q^2)-\frac{1}{2T}n_3J^2q_2\left(q_1-\frac{1}{4}\right)-\\
-Tn_1\left\langle\ln\left[2\,\mathrm{ch}\left[\frac{E_1(z)}{T}\right]\right]\right\rangle_{\rm aver}-\\
-Tn_2\left\langle\ln\left[1+2\exp\{-C\}\cdot\mathrm{ch}\left[\frac{E_2(z)}{T}\right]\right]\right\rangle_{\rm aver},
\end{gathered}\tag{14}$$

$$E_1(z)=h_1+\left[I_1^2q_1+J^2q_2\sqrt{\frac{n_2}{n_1}}\right]^{1/2}z,$$

$$E_2(z)=h_2+\left[(I_2^2+D^2)\,q_2+J^2q_1\sqrt{\frac{n_1}{n_2}}\right]^{1/2}z,$$

$$C=\frac{D_0}{T}+\frac{1}{2T^2}(I_2^2+D^2)(Q-q_2)+\frac{J^2}{2T^2}\left(\frac{1}{4}-q_1\right)\sqrt{\frac{n_1}{n_2}},$$

$$\langle U\rangle_{\rm aver}=\int U(z)\exp\left\{-\frac{z^2}{2}\right\}\frac{dz}{\sqrt{2\pi}}.$$

Уравнения состояния (13)—(14) используются лишь в эргодической фазе, когда устойчиво реплично-симметричное решение Шеррингтона—Киркпатрика.

Проблема устойчивости реплично-симметричного решения для одноподрешеточной модели Изинга со спином 1 впервые рассматривалась в работе [9]. Следуя этой работе, определим условие устойчивости решения через условие неотрицательности собственных значений матрицы:

$$S_{x,y} = \lim \frac{\partial^2 \Phi_n}{\partial X \partial Y} \Bigg|_{n\to 0}, \tag{15}$$

$$(X, Y) \equiv (q_{1(\alpha\beta)}, q_{2(\alpha\beta)}, Q_\alpha),$$

Поступая аналогично [9, 10], получим

$$\left(1 - \frac{I_1^2}{16T^2} \left\langle \operatorname{ch}^{-4}\left(\frac{E_1(z)}{2T}\right)\right\rangle_{\text{aver}}\right)\left(1 - \frac{I_2^2}{T^2}\left\langle \left[1 + \frac{1}{2}\exp\{-C\} \times \right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left.\times \operatorname{ch}\left(\frac{E_2(z)}{T}\right)\right]^2 \Big/ \left[\frac{1}{2}\exp\{-C\} + \operatorname{ch}\left(\frac{E_2(z)}{T}\right)\right]^4\right\rangle_{\text{aver}}\right) -$$

$$- \frac{J^4}{16T^4}\left\langle \operatorname{ch}^{-4}\left(\frac{E_1(z)}{2T}\right)\right\rangle_{\text{aver}} \left\langle \frac{[1 + (1/2)\exp\{-C\}\operatorname{ch}[E_2(z)/T]]^2}{[(1/2)\exp\{-C\} + \operatorname{ch}(E_2(z)/T)]^4}\right\rangle_{\text{aver}} > 0, \tag{16}$$

$$\frac{T^2}{I_2^2} - \left\langle \frac{\operatorname{ch}[E_2(z)/T]}{[(1/2)\exp\{-C\} + \operatorname{ch}[E_2(z)/T]]^3}\right\rangle_{\text{aver}} > 0. \tag{17}$$

Неравенство (16) эквивалентно условию де Альмейда—Таулесса, полученному в двухподрешеточной модели [7] с различием, состоящим в том, что вид функции, связанной со спином 1, был другим. На границе перехода ПМ—СС аргументы под знаком гиперболических функций равны единице. Из (16), (17) следует, что граница между ПМ—СС-фазами в различных областях определяются линиями

$$d_0 = -\frac{kj^2}{8t_g} - \frac{1+d^2}{2\sqrt{1 + \dfrac{j^4}{16t_g^2 - j_1^2}}} -$$

$$- t_g \ln\left[2\left(\frac{1}{t_g}\sqrt{1 + \frac{j^4}{16t_g^2 - j_1^2}} - 1\right)\right], \tag{18}$$

$$d_0 = -\frac{1+d^2}{4t_g}\left(1 \pm \sqrt{1 - 8t_g^2}\right) - \frac{kj^2}{8t_g} + 2t_g \ln\left(\frac{1 \pm \sqrt{1-8t_g^2}}{4t_g}\right), \tag{19}$$

где введены безразмерные величины

$$d_0 = \frac{D_0}{I_2}, \quad d = \frac{D}{I_2}, \quad j = \frac{J}{I_2}, \quad j_1 = \frac{I_1}{I_2}, \quad k = \sqrt{\frac{n_1}{n_2}}, \quad t_g = \frac{T_g}{I_2}.$$

Эти величины выбраны в такой форме, чтобы их было легко сравнить с соответствующими величинами, фигурирующими в модели СС со спином 1 [8, 9]. Как и в работах [8, 9], линия (18) является линией фазового перехода второго рода, а (19) — первого рода.

3. Влияние анизотропии на фазовую диаграмму

1. Прежде всего можно заметить, что при отсутствии меж- ($j=0$) и внутриподрешеточных взаимодействий первой решетки ($j_1=0$) формулы (18), (19) дают непосредственное обобщение результатов работ

[8, 9] на случай флуктуирующей ОА в однокомпонентной модели со спином 1. Из рис. 1 следует, что дисперсия ОА привела к расширению области фазы СС, особенно в сторону отрицательных значений средней

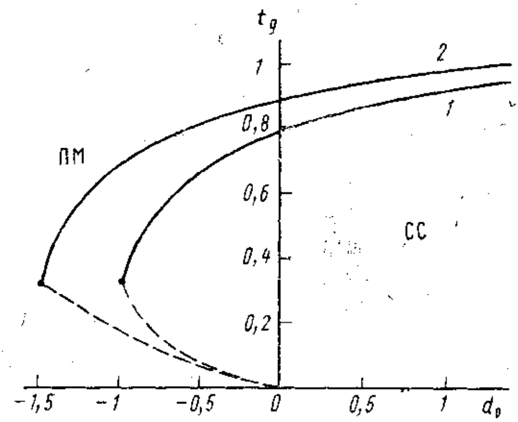

Рис. 1. Расширение области СС за счет увеличения дисперсии ОА в модели одной подрешетки при фазовых переходах первого (штриховые кривые) и второго рода (сплошные): $j=0$, $k=1$, $j_1=0$, $d=0$ (*1*) и 1 (*2*)

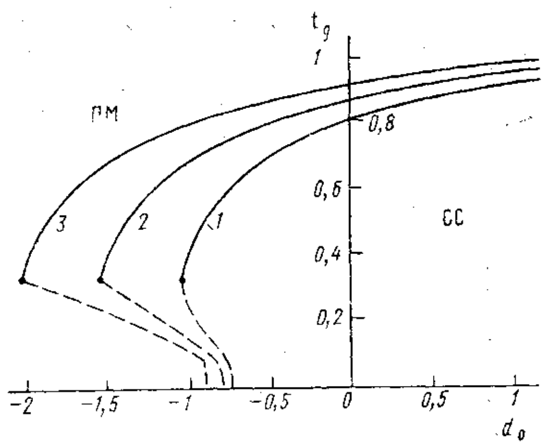

Рис. 2

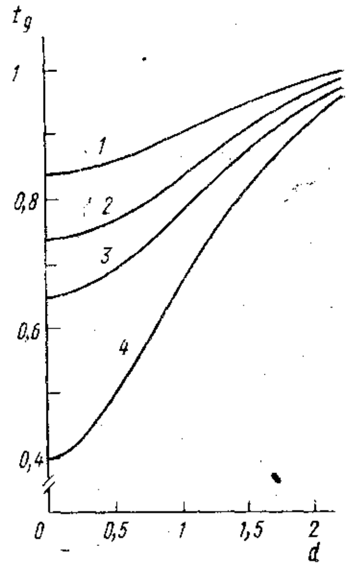

Рис. 3

Рис. 2. Расширение области СС за счет увеличения дисперсии ОА в двухподрешеточной модели: $j=0{,}4$, $j_1=0$, $k=1$, $d=0$ (*1*), 1 (*2*) и 1,4 (*3*)

Рис. 3. Зависимость t_g от дисперсии ОА: $k=1$, $j=0{,}5$, $j_1=0{,}1$, $d_0=0{,}3$ (*1*), —0,3 (*2*), —0,6 (*3*) и $k=1$, $j=0{,}7$, $j_1=0{,}1$, $d_0=-1{,}1$ (*4*)

величины ОА константы (d_0). При одном значении d_0 дисперсия приводит к возрастанию температуры замерзания t_g. Тройная точка $t_g^*=1/3$ при увеличении d сдвигается в сторону больших по модулю и отрицательных значений d_0.

2. В случае двух подрешеток со спином 1 и 1/2, как видно из рис. 2, также наблюдается подобный эффект расширения области фазы СС. Рост t_g по мере увеличения дисперсии ОА хорошо виден на рис. 3. Заметим, что кривая $t_g(d)$ становится более крутой при больших по модулю отрицательных значениях средней величины константы ОА: для кривых *3* и *4*, при $d_0=-0{,}6$ и $-1{,}1$, температура отличается на десятки процентов в интервале изменения d от 0 до 1. На рис. 4 изображена зависимость t_g от отношения концентрации спинов в первой (n_1) и второй подрешетках (n_2). Из характера изменения t_g в зависимости от дисперсии ОА (см. рис. 2, 3) и отношения концентрации (рис. 4) мы можем дать следующее объяснение существенного различия температуры перехода ПМ—СС для двух систем ($BaFe_{12-x}Ga_xO_{19}$, $Li_{0,5}Fe_{2,5-x}Ga_xO_4$) и возрастания t_g при уменьшении концентрации немагнитных атомов (x) в приведенных выше системах.

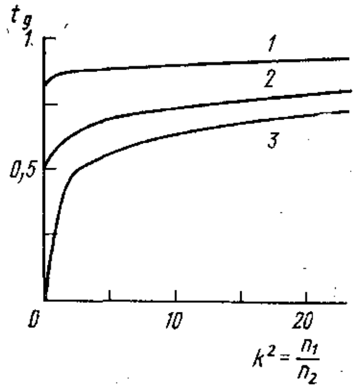

Рис. 4

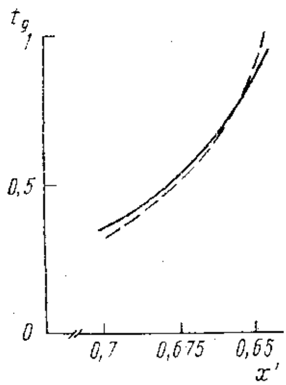

Рис. 5

Рис. 4. Зависимость t_g от отношения концентрации компонентов: $d=0$, $j=1$, $j_1=0{,}1$, $d_0=0{,}2$ (*1*), $-0{,}9$ (*2*) и $-1{,}3$ (*3*)

Рис. 5. Диаграмма x'—t_g для перехода ПМ—СС: штриховая линия — экспериментальная [1], сплошная — теоретическая. Способ получения этих кривых объясняется в тексте

Хотя первая система — многоподрешеточная, а вторая — двухподрешеточная, x—t_g-диаграммы их подобны; это позволяет предположить, что характерные черты обеих систем определяются не многообразием типов меж- и внутриподрешеточных взаимодействий, а скорее всего анизотропией в какой-то одной из подрешеток (в нашей теории — в подрешетке со спином 1). Температура перехода ПМ—СС системы Ga_xMn [3] больше, чем во второй системе, так как среднее значение ОА в последней (d_0) больше. Кроме этого, многоподрешеточный характер взаимодействия может увеличить и дисперсию d в Ga_xM по сравнению со второй системой.

Поскольку t_g возрастает при уменьшении концентрации немагнитных атомов в узком интервале (в $BaFe_{12-x}Ga_xO_{19}$ этот интервал составляет несколько сотых процента магнитных атомов), отношение концентрации спинов подрешеток, возможно, изменяется незначительно, и главным фактором, определяющим концентрационную зависимость температуры замерзания, должна быть дисперсия ОА. Когда концентрация немагнитных атомов уменьшается, уменьшается и степень случайности ориентации оси анизотропии, т. е. среднее значение и дисперсия константы ОА могут увеличиться. Иными словами, можно сказать, что величины D_0, D (или в безразмерных единицах d_0, d) должны быть функциями от концентрации магнитных атомов. Из полученных выше результатов мы знаем (см. рис. 2), что возрастание d приводит к значительно большему росту t_g, чем аналогичное возрастание d_0. Поэтому учтем только изменение дисперсии ОА d с изменением концентрации немагнитных атомов по эмпирическому закону

$$d=\frac{b}{a+x'}, \tag{20}$$

где x' — концентрация (в атомных процентах) немагнитных атомов, причем $n_1+n_2+x'=1$; a, b — некоторые константы. На рис. 5 изображена теоретическая кривая (сплошная линия), при построении которой использовалась формула (20) с коэффициентами $a=-0{,}633$, $b=0{,}333$ и параметрами $d_0=-1{,}1$, $k=0{,}33$, $j=0{,}4$, $j_1=0{,}1$. Экспериментальная кривая (штриховая линия) взята из работы [1], максимальная наблюдаемая температура перехода ПМ—СС (~ 105 К) принята за единицу. Из рис. 5 ясно видно хорошее согласие результатов расчета и эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Ефимова М. Н., Ткаченко Н. В., Боковой И. И.//ФТТ. 1989. **31**, № 6. С. 254. [2] Ефимова М. Н., Попков Ю. А., Ткаченко М. В.//ЖЭТФ. 1986. **90**, № 4. С. 1413. [3] Ведяев А. В., Козлова Т. М., Прудников В. Н. и др.//Тез. докл. II Всесоюз. семинара «Магнитные фазовые переходы и критические явления». Махачкала, 1989. С. 138. [4] Cragg D. M., Sherrington D.//Phys. Rev. Lett. 1982. **49**. P. 1190. [5] Roberts S. A., Bray A. J.//J. Phys. C. 1982. **15**. P. L527. [6] Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф.//ЖЭТФ. 1987. **93**, № 3. С. 1060. [7] Коренблит И. Я., Федоров Я. В., Хоанг Зунг. Препринт № 1559 Ленинградского ин-та ядерной физики, декабрь 1989. [8] Ghatak S. K., Sherrington D.//J. Phys. C. 1977. **10**. P. 3149. [9] Lage E. J. S., De Almeida//J. Phys. C. 1982. **15**. P. L1187. [10] Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф.//ЖЭТФ. 1985. **89**, № 5(11). С. 1785.

Поступила в редакцию
15.11.90