Физика низких температур, 1997, т. 23, № 10, с. 1054–1059

Плотность электронных состояний и спиновые флуктуации в слабых зонных магнетиках

А. А. Повзнер, В. Г. Волков, П. В. Баянкин

Уральский государственный технический университет, Россия, 620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 19
E-mail: pav@alfa.e-burg.ru

Статья поступила в редакцию 30 сентября 1996 г., после переработки 5 мая 1997 г.

Рассматривается влияние нулевых и тепловых спиновых флуктуация на электронную структуру и магнитные свойства слабых зонных магнетиков. На примере $Fe_{1-x}Co_xSi$ продемонстрирована возможность значительной перенормировки плотности электронных состояний во флуктуирующих обменных и зарядовых полях. Найденная температурная зависимость парамагнитной восприимчивости согласуется с экспериментальными данными для $Fe_{1-x}Co_xSi$.

Розглянуто вплив нульових та теплових спінових флуктуацій на електронну структуру і магнітні властивості зонних магнетиків. На прикладі $Fe_{1-x}Co_xSi$ продемонстровано можливість значного перенормування густини електронних станів у флуктуюючих обмінних та зарядових полях. Отримана температурна залежність парамагнітної сприйнятливості узгоджується з експериментальними даними для $Fe_{1-x}Co_xSi$.

PACS: 75.10.Lp, 75.30.Mb, **75.40.–s**

1. К слабым зонным магнетикам относят группу соединений переходных металлов, отличающихся аномально малыми значениями температур Кюри и Нееля (T_c ~ 10 K) и значений намагниченности основного состояния ($m_0(0) = 0{,}1\mu_B$; μ_B — магнетон Бора). При этом в данной группе веществ имеются как слабые зонные ферромагнетики ($ZrZn_2$, Ni_3Al и др. [1]), так и гелимагнетики (например, MnSi, $Fe_{1-x}Co_xSi$ [1,2]) с малыми по модулю величинами волновых векторов (q_0 ~ ~ 10^{-2}–10^{-3} Å^{-1} [2,3]), которые в сравнительно слабых внешних магнитных полях ($h_0 > h_{0,c}$, $h_{0,c}$ ~ 10 кЭ) становятся слабоферромагнитными. Еще одной важной и до сих пор мало изученной особенностью слабых зонных магнетиков являются возникающие наряду с тепловыми спиновыми флуктуациями (с амплитудой $\langle m\rangle_T = \langle m^2\rangle_T^{1/2}$ ~ ~ $T^{2/3}$ [1]) нулевые спиновые флуктуации, амплитуда которых $\langle m\rangle_0 = \langle m^2\rangle_0^{1/2}$ слабо зависит от температуры и может оказаться равной или даже большей, чем амплитуда намагниченности основного состояния $m_0(0)$ [4–6]. Экспериментальным указанием на реализацию подобной возможности являются данные о неупругом рассеянии нейтронов в MnSi [7].

В настоящей работе развивается подход к теории слабого зонного магнетизма, описывающий влияние тепловых и нулевых спиновых флуктуация на плотность электронных состояний слабых зонных магнетиков. Конкретный анализ этого влияния, так же как и оценки амплитуд спиновых флуктуаций, сделан для сплавов $Fe_{1-x}Co_xSi$, в которых, судя по экспериментальным данным о магнитных, магнитоупругих и магнитообъемных характеристиках, перенормировка плотности электронных состояний оказывается существенной [8–12].

2. Для анализа влияния тепловых и нулевых спиновых флуктуация на плотность электронных состояний слабых зонных магнетиков воспользуемся моделью Хаббарда, в которой наряду с зонным движением электронов учитывается их внутриатомное отталкивание на одном узле (см., например, [1]). Гамильтониан системы электронов представим в виде

$$H = H_0 + \sum_{\mathbf{q}} I N_{\mathbf{q},\sigma} N_{\mathbf{q},-\sigma} - h_0 S_0^{(z)} , \qquad (1)$$

где

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k},\sigma=\pm 1/2} \varepsilon_{\mathbf{k}}\, a^{+}_{\mathbf{k},\sigma}\, a_{\mathbf{k},\sigma}\,, \qquad (2)$$

$\varepsilon_{\mathbf{k}}$ — энергия зонного движения электронов; $a^{+}_{\mathbf{k},\sigma}$ ($a_{\mathbf{k},\sigma}$) — оператор рождения (уничтожения) электронов в состоянии с квазиимпульсом $\mathbf{k}$ и спином $\sigma = \pm 1/2$; I — параметр межэлектронного спинового и зарядового взаимодействий;

$$N_{\mathbf{q},\sigma} = \sum_{\mathbf{k}} a^{+}_{\mathbf{k},\sigma}\, a_{\mathbf{k+q},\sigma} \qquad (3)$$

— оператор фурье-образа электронной плотности с волновым вектором $\mathbf{q}$ и спином σ; $\mathbf{S}_{\mathbf{q}}$ — вектор оператора спиновой плотности,

$$S^{z}_{\mathbf{q}} = \sum_{\sigma} \sigma N_{\mathbf{q},\sigma}\,, \quad S^{\pm}_{\mathbf{q}} = \sum_{\mathbf{k}} a^{+}_{\mathbf{k},\sigma}\, a_{\mathbf{k+q},-\sigma}\, \delta_{\sigma,\pm 1/2}$$

— его продольные (параллельные оси $0Z$) и циркулярные компоненты; h_0 — напряженность внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси $0Z$.

В работе [5] данная модель использовалась для самосогласованного расчета электронного термодинамического потенциала. При этом развивался формализм функциональных преобразований Стратоновича—Хаббарда, сводящих исследуемую модель к изучению движения электронов во флуктуирующих обменных (ξ) и зарядовых (η) полях. Развитый в [5] формализм применим к расчету мацубаровской одноэлектронной функции Грина [13], непосредственно связанной с плотностью электронных состояний:

$$G_{\mathbf{k},\sigma} = \frac{1}{T} \langle T_{\tau}\, a^{+}_{\mathbf{k},\sigma}\, a_{\mathbf{k},\sigma}\, \sigma(1/T)\rangle_0\,, \qquad (4)$$

где T_{τ} — оператор упорядочения по мнимому времени τ; $k = (\mathbf{k}, \omega_{2n+1})$, $\omega_{2n+1} = (2n+1)T$ — фермиевская мацубаровская частота (n — целое число); $\sigma(1/T)$ — матрица рассеяния; T — температура в энергетических единицах; $\langle\ldots\rangle_0$ — квантовостатистическое среднее с гамильтонианом H_0.

Для вычисления (5) введем производящий функционал

$$\Omega(\lambda_{\mathbf{k},\sigma}) = \Omega_0 -$$

$$- T \ln \langle \exp\left(-[H - H_0 + \sum_{\mathbf{k},\sigma} \lambda_{\mathbf{k},\sigma}\, a^{+}_{\mathbf{k},\sigma}\, a_{\mathbf{k},\sigma}]/T\right)\rangle_0 \qquad (5)$$

(Ω_0 — термодинамический потенциал невзаимодействующих электронов) и запишем искомую функцию Грина в виде

$$G_{\mathbf{k},\sigma} = \lim_{\lambda_{\mathbf{k},\sigma}\to 0} \partial\Omega(\lambda_{\mathbf{k},\sigma})/\partial\lambda_{\mathbf{k},\sigma}\,. \qquad (6)$$

Выражая далее (5) через функциональные интегралы по переменным ξ и η, для $\Omega(\lambda_{\mathbf{k},\sigma})$ получаем выражение, отличающееся от найденного в [5] для термодинамического потенциала заменой $\varepsilon_{\mathbf{k}} \to \varepsilon_{\mathbf{k}} + \lambda_{\mathbf{k},\sigma}$. При этом, применяя для оценок $\Omega(\lambda_{\mathbf{k},\sigma})$ метод седловой точки по переменным $m^{\gamma}_{q} = |\xi^{\gamma}_{q}|$ и η_q ($q = (\mathbf{q}, \omega_{2n})$, где $\omega_{2n} = 2nT$ — бозевская мацубаровская частота [13]), с помощью (6) находим электронную функцию Грина

$$G_{\mathbf{k},\sigma} = \frac{1}{2N_0} \times$$

$$\times \sum_{\nu,\sigma'=\pm 1} \int \prod_{q,\gamma} \frac{d\Theta_{q,\gamma}}{2\pi} (i\omega_{2n+1} - \varepsilon_{\mathbf{k}} - \sigma'\xi_{\nu})^{-1} \left(1 + 2\sigma\sigma' \frac{\xi^{z}_{\nu}}{\xi_{\nu}}\right). \qquad (7)$$

Здесь

$$\sum_{\nu} (\ldots) = \frac{T}{N_0} \sum_{\mathbf{\nu}} \int_0^{1/T} (\ldots)\, d\tau; \quad \nu = (\mathbf{\nu}, \tau)\ ;$$

ξ_{ν} — модуль флуктуирующего обменного поля на узле $\mathbf{\nu}$ в представлении мнимого времени τ; ξ^{γ}_{ν} — проекция вектора обменного поля на ось γ, $\gamma = x, y, z$; $\Theta_{q,\gamma} = \arg \xi^{\gamma}_{q}$, ξ^{γ}_{q} — фурье-образ ξ^{γ}_{ν} по переменным $\mathbf{\nu}$ и τ (см. [5]); N_0 — число узлов кристаллической решетки, занятых d-атомами.

Далее, осуществляя аналитическое продолжение выражения (7) на действительную ось ($i\omega_{2n+1} \to \omega + i\theta$) и переходя к температурным двухвременным функциям Грина [14], находим выражение для плотности электронных состояний и амплитуды спиновых флуктуаций:

$$g_{\sigma}(\varepsilon, \xi, m_0) =$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{\sigma'=\pm 1} g(\varepsilon + \sigma'\xi)[1 + (2\sigma\sigma' m_0/m_L)(1 + \langle m^2\rangle)/3m_L^2]\,, \qquad (8)$$

$$\langle m^2\rangle = \frac{T}{I} \sum_{q,\gamma} m^{\gamma}_{q} =$$

$$= \frac{1}{I\pi N_0} \sum_{\mathbf{q},\gamma} \int_0^{\infty} \left[f_B(\omega/T) + \frac{1}{2}\right] \mathrm{Im}\left\{D^{-1}(\xi) + X(\mathbf{q}, \omega)\right\}^{-1} d\omega, \qquad (9)$$

где $g(\varepsilon)$ — плотность состояний невзаимодействующих электронов (т.е. при $I = 0$); $\xi = Im_L$; $m_L^2 = m_0^2 + \langle m^2 \rangle$, $m_0(T)$ — однородная намагниченность; $\langle m^2 \rangle = \langle m^2 \rangle_0 + \langle m^2 \rangle_T$ — квадрат амплитуды спиновых флуктуаций, причем $\langle m^2 \rangle_0$ отвечает слагаемое с множителем $1/2$ в (9), а $\langle m^2 \rangle_T$ — с функцией Бозе—Энштейна ($f_B(\omega/T)$):

$$D(\xi)^{-1} = 1 - \frac{I}{3}\,\chi^{\|}(\chi) - \frac{2I}{3}\,\chi^{\perp}(\xi)\ , \qquad (10)$$

$$\chi^{\|}(\xi) = 2g(\mu + \xi)g(\mu - \xi)/\sum_{\sigma=\pm 1} g(\mu + \sigma\xi)\ ,$$

$$\chi^{\perp} = \sum_{\sigma=\pm 1} (\sigma/2\xi) \int g(\varepsilon + \sigma\xi) f(\varepsilon - \mu)\, d\varepsilon\ ,$$

$$X_{q,\omega} = I\chi_0^0 - I\chi_{q,\omega}^0 =$$

$$= [a\mathbf{q}^2 - (iIb\omega/v_F\,|\mathbf{q}|)\,\theta(\omega - v_F|\mathbf{q}|)]\ \theta(\mathbf{q} - \mathbf{q}_c), \qquad (11)$$

$f(\varepsilon - \mu)$ — функция Ферми—Дирака; $\chi_{q,\omega}^0$ — паулиевская неоднородная восприимчивость; v_F — скорость на поверхности Ферми; a и b — параметры, определяемые из нейтронографических экспериментов или прямыми зонными расчетами; $\mathbf{q}_c$ — вектор обрезания.

Найденные соотношения (8)–(10) не только описывают влияние спиновых флуктуация на плотность электронных состояний, но и в выражениях для их амплитуды содержат перенормированную плотность состояний $g_\sigma(\varepsilon,\ \xi,\ m_0)$ либо ее часть $g(\varepsilon + \sigma'\xi)$. При этом в парамагнитном случае и при $h_0 = 0$

$$g(\varepsilon,\ \xi,\ m_0 = 0) = \frac{1}{2} \sum_{\sigma'=\pm 1} g(\varepsilon + \sigma'\xi)\ .$$

Кроме того, используя выражение (8), находим перенормированные спиновыми флуктуациями уравнения магнитного состояния и электронейтральности

$$m_0 = \sum_{\sigma=\pm 1/2} \sigma \int g_\sigma(\varepsilon,\ \xi,\ m_0) f(\varepsilon - \mu)\ d\varepsilon\ , \qquad (12)$$

$$N = \sum_{\sigma=\pm 1/2} \int g_\sigma(\varepsilon,\ \xi,\ m_0) f(\varepsilon - \mu)\ d\varepsilon\ , \qquad (13)$$

в которых N — число d-электронов.

Дифференцируя намагниченность по внешнему магнитному полю, получаем выражение для парамагнитной однородной восприимчивости

$$\chi = \partial m_0/\partial h_0\Big|_{h_0=0} = 2(1 - D^{-1}(\xi))I^{-1}D(\xi)\ , \qquad (14)$$

согласно которому $D(\xi)$ является фактором обменного усиления магнитной восприимчивости, а $\chi^{\|}$ и $\chi^{\perp}$ соответствуют продольной и поперечной паулиевским восприимчивостям, перенормированным спиновыми флуктуациями.

Следует отметить, что выражения (10), (14) отличаются от полученных ранее в работах [1,15] учетом влияния не только поперечных, но и продольных спиновых и зарядовых флуктуаций (связанных с изменением модуля обменного поля на узле). Это совокупное влияние трех типов флуктуаций электронной плотности наряду с изменением числа состояний в подзонах, отвечающих разным направлениям спина, обуславливает появление в формуле (10) слагаемого $\chi^{\|}$ и весового множителя $2/3$ перед поперечной компонентой неусиленной восприимчивости. При этом, когда $(\mu + \xi)$ либо $(\mu - \xi)$ оказываются за пределами d-зоны либо узкого пика на кривой $g(\varepsilon)$, в системе d-электронов возникают температурно-индуцированные локальные магнитные моменты. Так же как в [1,15], индуцированные локальные моменты реализуются при $T > T^*$, причем

$$T^* = (Ib)^{-1}[\mu^* - \frac{2}{3}\,IN^*]/(1 + (a/2)),$$

где μ^* — химический потенциал, который отсчитывается от нижнего (при $N > 5N_0$) или верхнего (при $N < 5N_0$) края d-зоны и определяется из условия электронейтральности (13) при $T = T^*$, $\xi = \xi(T^*)$, $m_0 = 0$; $2N^*$ — число свободных ($N > 5N_0$) или занятых ($N < 5N_0$) состояний в исходной ($I = 0$) пятикратно вырожденной d-зоне. При этом выражение для характерной температуры T^* практически совпадает с приведенными в [15] (с точностью до замены $I \to 2I/3$). Далее, вычисляя в соответствии с (9) амплитуды нулевых и тепловых спиновых флуктуаций, находим, что с ростом температуры амплитуда нулевых спиновых флуктуаций убывает, тогда как тепловых возрастают. Уменьшение амплитуды нулевых флуктуаций спиновой плотности в рамках аппроксимации (11) описывается соотношением

$$\langle m^2 \rangle_0 = (3/\pi I b)[1 - (aD(\xi))^{-2}] \times$$

$$\times \{1 + \ln (1 + b\varepsilon_F (D(\xi)^{-1} + a)^{-1}\} , \qquad (15)$$

причем при $D(\xi)^{-1} \geq a$ она обращается в нуль. Амплитуда тепловых спиновых флуктуаций при $T < T^*$ и $D(\xi)^{-1} \leq a$ вычисляется по формуле

$$\langle m^2 \rangle_T = (T/T_0)^{4/3} , \qquad (16)$$

а в области температур $T > T^*$ и при $D(\xi)^{-1} \geq a$ для нее выполняется соотношение

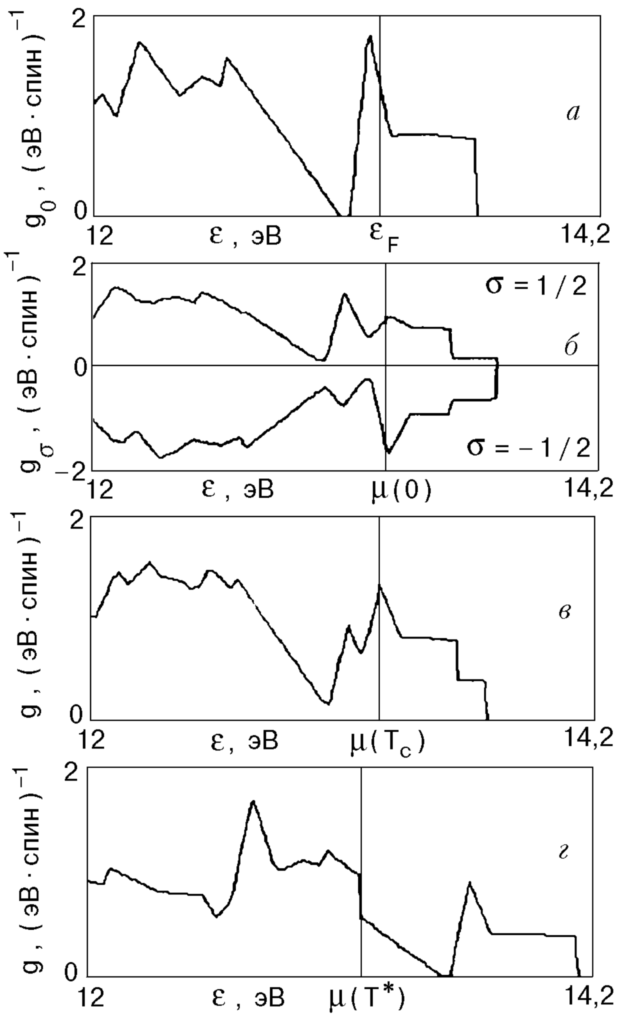

Рис. 1. Плотность электронных состояний в зависимости от энергии и температуры: модельная кривая, построенная по данным [12], для неперенормированной обменными полями плотности электронных состояний $Fe_{1-x}Co_xSi$ (значение энергии Ферми указано для $x = 0{,}3$) (*а*); для $Fe_{0,7}Co_{0,3}Si$ в подзонах с разными направлениями спина при $T = 0$ K и ферромагнитном упорядочении (*б*); для $Fe_{0,7}Co_{0,3}Si$ в подзонах при $T = T_c$ (*в*) и T^* (*г*) (вырождение по спину

$$\langle m^2 \rangle_T = (bT)^2 D^{-1}(\xi)[D^{-1}(\xi) + a]^{-1} , \qquad (17)$$

где

$$T_0 = a 3^{5/8} 2^{2/3} [b\Gamma(4/3)\zeta(4/3))]^{-3/4} I^{1/4} ,$$

$\Gamma(x)$ и $\zeta(x)$ — гамма- и дзета-функции. Видно, что температура образования температурно-индуцированных локальных магнитных моментов T^* может приближенно совпадать с температурой исчезновения нулевых спиновых флуктуаций. Последнее находит дополнительное подтверждение в работах [8,10,12,15,16] из анализа свойств слабых зонных магнетиков и сильных парамагнетиков при $T > T^*$.

3. Конкретный количественный анализ влияния спиновых флуктуаций на плотность электронных состояний и парамагнитную восприимчивость слабых зонных магнетиков проведем для сплавов, температурно-индуцированные локальные магнитные моменты в которых подробно изучены ранее [10,12,16]. Оценим амплитуды нулевых спиновых флуктуаций с помощью уравнений (11), (12) и экспериментных данных о намагниченности слабоферромагнитного состояния [3]* этих сплавов, индуцированного внешним магнитным полем. При этом используем приведенную на рис. 1,*а* кривую $g(\varepsilon)$ и величину параметра $I = 0{,}76$ эВ (см. [12]). Найденные таким образом величины $\langle m \rangle_0$ приводятся в таблице. Там же указываются данные эксперимента [3,16] и проведенных ранее расчетов [12,16] других магнитных и спин-флуктуационных параметров рассматриваемых сплавов. При этом оказывается, что расчет величины $\langle m \rangle_0$ по формуле (15) требует замены соответствующих тепловым спиновым флуктуациям параметров их частотного спектра b на величины b', которые также даны в таблице.

Таблица

Экспериментальные данные [3,12,16,17] и результаты расчетов магнитных характеристик и спин-флуктуационных параметров сплавов $Fe_{1-x}Co_xSi$

x	$\frac{m_0}{2\mu_B}$	ε_F, эВ	T_c, K	$\frac{\langle m \rangle_0}{2\mu_B}$	T^*, K	$a \cdot 10^2$	Ib	Ib'

* Отметим, что критическое поле образования слабоферромагнитного состояния в слабых зонных гелимагнетиках при $T \to T_c$ стремится к нулю.

0,10	0,050	13,220	15,0	0,000	650	3,0	5,55	0,00
0,30	0,075	13,294	44,0	0,106	350	3,6	4,80	9,80
0,40	0,100	13,324	39,0	0,439	275	4,0	4,60	2,38
0,50	0,085	13,356	34,0	0,536	200	4,4	4,40	1,95
0,60	0,050	13,391	4,8	0,049	150	4,0	1,14	21,36

Для количественного анализа необходимо учесть влияние на магнитные свойства и концентрационных флуктуаций, связанных с замещением d-атомов атомами кремния или наоборот. Для этого в формулах, содержащих фактор усиления, достаточно произвести замену [18]

$$D^{-1}(\xi) \to D^{-1}(\xi)[1 + \Delta p^2 D(\xi)] \ ,$$

где параметр $\Delta p^2 = {}^1\!/_{N_0} \sum (p_\nu - p)^2$; p_ν — вероятность заполнения $^\nu$ данного узла кристаллической решетки атомом d-металла; p — среднее значение p_ν .

Оценки величины Δp^2 для сплавов $Fe_{1-x}Co_xSi$ проводятся, как в [18], по экспериментально полученным зависимостям намагниченности от внешнего магнитного поля [3]. При этом оказывается, что для исследованных образцов влиянием концентрационных флуктуаций на магнитные и электронные свойства можно пренебречь, поскольку $\Delta p^2 \sim 10^{-2}$.

На рис. 1,*б–г* приведены зависимости от энергии плотности электронных состояний, рассчитанной по формуле (8) с учетом данных о функции $g(\varepsilon)$ [14], величинах $\langle m\rangle_0$, m_0 и $\langle m\rangle_T$ для нескольких характерных температур. Видно, что уже вблизи температуры абсолютного нуля перенормировка плотности электронных состояний вследствие намагничивания и нулевых спиновых флуктуаций приводит к перераспределению числа электронных состояний между разделенными энергетической щелью подзонами и к возникновению вблизи энергетической щели пика на зависимости $g(\varepsilon, \xi, m_0)$. С увеличением температуры до значений близких к T_c кривая $g(\varepsilon, \xi, m_0)$ изменяется незначительно, а в парамагнитной области температур начинается ее более резкое изменение, особенно заметное при $T > T^*$ ($\langle m\rangle_0 = 0$). Кроме того, следует иметь в виду, что из-за эффектов спин-флуктуационной перенормировки электронной полосы химический потенциал сплавов $Fe_{1-x}Co_xSi$ претерпевает дополнительный сдвиг влево по отношению к

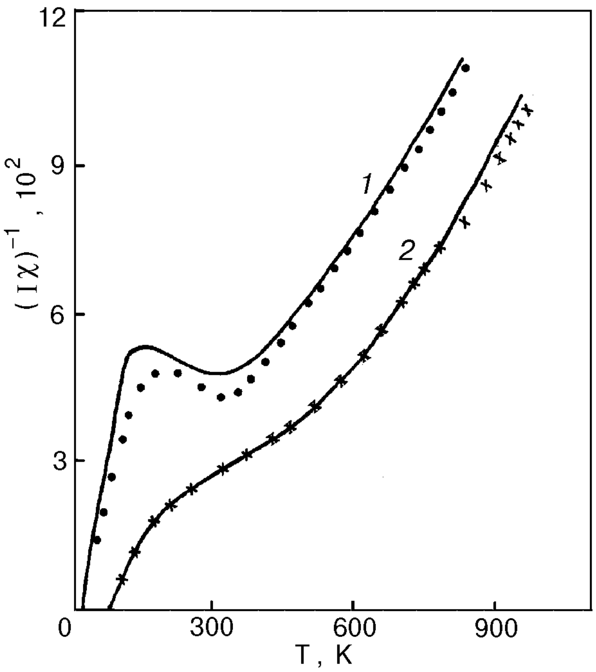

Рис. 2. Температурные зависимости парамагнитной восприимчивости сплавов $Fe_{0,9}Co_{0,1}Si$ (*1*) и $Fe_{0,7}Co_{0,3}Si$ (*2*). Сплошные линии — результаты теоретического расчета, ● и × — экспериментальные данные [16,17].

$\mu(0)$ ($\mu(0) = \varepsilon_F + 0{,}033$ эВ при $x = 0{,}3$; ε_F — энергия Ферми).

Полученная картина трансформации электронной полосы слабых зонных магнетиков $Fe_{1-x}Co_xSi$ вследствие влияния тепловых и нулевых спиновых флуктуаций подтверждается также согласием расчетов температурной зависимости парамагнитной восприимчивости с экспериментальными данными (рис. 2). Особенно заметно влияние на формирование зависимости $\chi(T)$ при $T < T^*$ эффектов флуктуационной перенормировки значений химического потенциала, а также нулевых спиновых флуктуаций. В области сравнительно высоких температур $T > T^*$ особенности тонкой структуры плотности электронных состояний становятся несущественными, а величины $\langle m\rangle_0$ и $\chi^{\|}$ обращаются в нуль. При этом результаты проведенных здесь расчетов $\chi(T)$ в рамках модельной кривой электронных состояний [12] (рис. 1,*а*) для $T > T^*$ согласуются с полученными в [16] на основе более грубого подхода [15] с несколько иной моделью $g(\varepsilon)$ (после замены $I \to 2/3$)*.

Итак, спиновые флуктуации приводят к существенной перенормировке плотности

* Использованная в [16] модельная кривая $g(\varepsilon)$ не подтвердилась прямыми зонными расчетами.

электронных состояний и химического потенциала слабых зонных магнетиков, которую следует учитывать не только при описании их магнитных свойств, но и при оценках амплитуды самих спиновых флуктуаций. При этом спин-флуктуационная перенормировка электронной полосы определяет величины амплитуд нулевых спиновых флуктуаций, которые оказываются тем меньше, чем ближе уровень Ферми к левому или правому краю верхней подзоны $g(\varepsilon, 0, 0)$ (см. таблицу), а при $T > T^*$ они обращаются в нуль и практически одновременно происходит образование температурно-индуцированных локальных магнитных моментов.

Рассмотренные эффекты спин-флуктуационной перенормировки $g(\varepsilon)$ могут, по нашему мнению, представлять особый интерес для анализа низкотемпературных особенностей магнитообъемных, тепловых и термоэлектрических явлений в слабых зонных магнетиках.

Работа частично поддержана грантом конкурсного центра фундаментального естествознания Министерства общего и профессионального образования РФ (проект № 95-0-7.2-165).

1. Т. Морийя, *Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами*, Мир, Москва (1988).
2. J. Beille, J. Voiron, and M. Roth, *Solid State Commun.* **47**, 399 (1983).
3. С. В. Кортов, А. А. Повзнер, Л. Ф. Ромашева, П. В. Гельд, *Известия вузов. Физика* **2**, 93 (1990).
4. А. З. Солонцов, *ФММ* **75**, 5 (1993).
5. А. А. Повзнер, *ФНТ* **19**, 1282 (1993).
6. A. Z. Solontsov and D. Wagner, *J. Magn. Magn. Mater.* **140**, 199 (1995).
7. K. R. A. Ziebek, H. Capellman, and P. J. Brown, *Zs. Phys.* **B48**, 241 (1982).
8. П. В. Гельд, А. А. Повзнер, Д. В. Лихачев, *ДАН СССР* **315**, 86 (1990).
9. П. В. Гельд, А. А. Повзнер, А. А. Тимофеев, *ДАН СССР* **299**, 1120 (1988).
10. A. A. Povzner, S. V. Kortov, and P. V. Gel'd, *Phys. Status Solidi* **A114**, 315 (1993).
11. А. С. Панфилов, И. В. Свечкарев, Л. Ф. Ромашева, *ФНТ* **19**, 284 (1993).
12. Л. И. Винокурова, А. В. Власов, Э. Т. Кулатов, *Труды ИОФАН* **32**, 26 (1992).
13. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, ГИФМЛ, Москва (1962).
14. А. Г. Тябликов, *Методы квантовой теории магнетизма*, Наука, Москва (1975).
15. А. А. Повзнер, А. Г. Волков, *ФММ* **66**, 1073 (1988).
16. П. В. Гельд, А. А. Повзнер, С. В. Кортов, Л. Ф. Ромашева, *Известия вузов. Физика* **4**, 18 (1988).
17. С. В. Кортов, *Теплофизические свойства и слабый зонный магнетизм твердых растворов* $Fe_{1-y}Mn_ySi$ и $Fe_{1-x}Co_xSi$, Дис. ... канд. физ.-мат. наук, Свердловск (1987).
18. А. А. Повзнер, А. Г. Волков, *Металлофизика* **13**, 32 (1991).

Density of electron states and spin fluctuations in weak itinerant magnets

A. A. Povzner, A. G. Volkov, and P. V. Bayankin

The influence of zero-point and thermal spin-fluctuations on electronic structure and magnetic properties of weak itinerant magnets has been discussed. Using the $Fe_{1-x}Co_xSi$ as an example, the possibility of the valuable complex reconstruction of electron state density in fluctuating exchange field is demonstrated. Found temperature dependence of paramagnetic susceptibility for $Fe_{1-x}Co_xSi$ is in agreement with experimental data.