Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. Б. Перкинс, Н. М. Плакида, Спиновая динамика в обобщенной ферромагнитной модели Кондо для манганитов, *ТМФ*, 1999, том 120, номер 3, 438–450

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf789>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.157.27.8

26 апреля 2023 г., 11:30:17

© 1999 г.

Н. Б. Перкинс*, Н. М. Плакида*

СПИНОВАЯ ДИНАМИКА В ОБОБЩЕННОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ КОНДО ДЛЯ МАНГАНИТОВ

Проведено вычисление динамической спиновой восприимчивости в обобщенной модели Кондо, описывающей взаимодействие зонных e_g -электронов с локализованными t_{2g} -электронами, связанными антиферромагнитным обменом. Показано, что спин-волновой спектр системы в ферромагнитной фазе в приближении среднего поля имеет акустическую и оптическую ветви. Рассчитаны собственно-энергетические поправки к спектру, и оценено затухание акустических магнонов.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время сильно возрос интерес к комплексным оксидам марганца — манганитам $R_{1-x}B_x\text{MnO}_3$ (R — трехвалентный редкоземельный ион и B — двухвалентный ион, обычно Ca , Ba или Sr), имеющим перовскитную структуру. Это связано с тем, что легированные манганиты проявляют так называемое “колоссальное” магнитосопротивление (КМС), которое интересно как для исследований, так и для практического применения [1, 2]. Явление КМС наблюдается вблизи фазовых переходов металл–изолятор и парамагнетик–ферромагнетик, где особенно ярко проявляется взаимосвязь транспортных, магнитных и структурных свойств твердого тела [3]. Суть явления КМС состоит в резком падении (на несколько порядков) сопротивления в узком температурном интервале, в котором наблюдается фазовый переход из высокотемпературного парамагнитного состояния с большим диэлектрическим сопротивлением в ферромагнитную (ФМ-) металлическую фазу. Важнейшим элементом манганитов является ион Mn . В недопированном соединении LaMnO_3 ионы Mn^{+3} имеют электронную конфигурацию $t_{2g}^3 e_g$. Трехкратно вырожденный уровень t_{2g}^3 (d_{xy} , d_{yz} , d_{xz}) полностью занят тремя электронами, имеющими в соответствии с правилом Хунда одинаковое направление спинов из-за сильной внутриорбитальной обменной связи и образующими локальные гейзенберговские спины S_i ($S = 3/2$). Конфигурация t_{2g}^3 очень стабильна и остается неизменной при любой концентрации допирования.

В недопированном случае e_g -уровень содержит только один электрон, который может находиться на одной из двух вырожденных e_g -орбиталей типа $d_{x^2-y^2}$ или $d_{3z^2-r^2}$. Вследствие теоремы Яна–Теллера такая высокосимметричная орбитальная конфигурация неустойчива [4]. Происходит искажение кислородного октаэдра, вырождение

*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

снимается, и орбитали упорядочиваются, например, из-за упругого взаимодействия. При низких температурах e_g -электроны занимают орбитали $d_{3x^2-r^2}$ и $d_{3y^2-r^2}$, упорядоченные антиферромагнитно в ab -плоскости. Такое орбитальное упорядочение приводит к антиферромагнитному (АФМ-) основному состоянию А-типа (с волновым вектором $Q = (0, 0, 0.5)$ [5] и локализованным спином $S = 2$) и диэлектрическому поведению LaMnO_3 . При дырочном допировании путем замещения La ионами Sr или любого другого двухвалентного атома энергия системы может быть понижена за счет делокализации дырки при ее перескоках между соседними ионами марганца. Амплитуда перескока максимальна при параллельном упорядочении локализованных спинов и минимальна, когда они антипараллельны, что приводит к эффективному ФМ-обмену между соседними спинами и, следовательно, ведет к ФМ-металлическому основному состоянию в легированных составах. ФМ-фаза наблюдается при концентрации дырок $0.15 < x < 0.5$. Механизм двойного обмена [6–8] дает хорошее качественное описание ФМ-части магнитной фазовой диаграммы. При более высоком уровне допирования ($x \geq 0.5$) сильное кулоновское взаимодействие может приводить к образованию периодической структуры ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} , которую можно обнаружить по искажениям решетки, т.е. может наблюдаться фаза с зарядовым упорядочением. В предельном случае $x = 1$ (CaMnO_3) осуществляется АФМ-изолирующая фаза G-типа с волновым вектором $Q = (0.5, 0.5, 0.5)$. Эти участки фазовой диаграммы уже не могут быть описаны в рамках модели двойного обмена хотя бы качественно. Для того чтобы описать даже максимально упрощенный вариант экспериментально наблюдаемой фазовой диаграммы [9], необходимо учитывать как прямой АФМ-обмен между соседними локализованными спинами t_{2g} -электронов, так и сильный внутриатомный хундовский обмен между t_{2g} - и e_g -электронами [10, 11]. Конкуренция между этими обменными взаимодействиями приводит к сосуществованию АФМ- и ФМ-фаз, что было подтверждено в недавно проведенных экспериментах по нейтронному рассеянию в образцах $(\text{La}_{0.25}\text{Pr}_{0.75})_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ [12] и в двухслойных соединениях $\text{La}_{1.2}\text{Sr}_{1.8}\text{Mn}_2\text{O}_7$ [13]. Более детального рассмотрения требует и спиновая динамика манганитов. Переход от идеального изотропного спин-волнового спектра при низких температурах к диффузионной спиновой динамике при более высоких температурах, наблюдаемый в соединениях $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ [14], не может быть объяснен только на основе модели двойного обмена. Необходимо учитывать вклад в спиновую динамику как локализованной t_{2g} -спиновой подсистемы, так и спиновой подсистемы подвижных e_g -электронов.

Целью данной работы является изучение спиновой динамики в манганитах в рамках обобщенной одноорбитальной ферромагнитной модели Кондо. В последнее время эта модель привлекла к себе внимание многих исследователей, т.к. с ее помощью удастся объяснить, хотя бы на качественном уровне, поведение манганитов [15, 16]. ФМ-спин-волновой спектр был подробно изучен многими авторами в модели двойного обмена [17, 18], в которой рассматривается предельный случай бесконечно большого внутриатомного хундовского взаимодействия ($J_H/t \rightarrow \infty$). В этом случае спектр определяется только подвижными электронами. В данной работе при расчете спектра мы стремились самосогласованно учитывать флуктуации как локализованной, так и делокализованной спиновых подсистем. Мы не обсуждаем влияние орбитального упорядочения на магнитную структуру, ограничиваясь одноэлектронной моделью, т.к. влияние орбитального упорядочения на ФМ-фазу не слишком велико. Однако при изучении полной магнитной

фазовой диаграммы необходимо исследовать влияние орбитального упорядочения, особенно при объяснении различных типов АФМ-упорядочения в изоляторной фазе [11, 19]. Для того чтобы учесть сильное кулоновское взаимодействие между e_g -электронами и исключить возможность двойного заполнения на одном узле, мы используем технику проекционных операторов Хаббарда. Спектр спиновых волн в ФМ-фазе получен в рамках метода уравнений движения для неприводимых матричных функций Грина как для локализованных спинов, так и для спинов подвижных носителей.

Во втором разделе рассматривается модель и излагается общий формализм получения системы самосогласованных уравнений для спиновой восприимчивости. В третьем разделе исследуется спектр спиновых волн в приближении среднего поля. В четвертом разделе рассматриваются поправки, обусловленные собственно-энергетической частью и исследуется затухание спиновых волн.

2. МОДЕЛЬ

Эффективный гамильтониан обобщенной ФМ-модели Кондо имеет вид [10]

$$H = - \sum_{i,j,\sigma} t_{ij} X_i^{\sigma 0} X_j^{0\sigma} - \frac{J_H}{2S} \sum_i \mathbf{S}_i \boldsymbol{\sigma}_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{ij} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j. \quad (1)$$

Первый член в правой части уравнения (1) описывает перескоки электронов между ближайшими ($t_{ij} = t$) ионами Mn. Оператор Хаббарда $X_i^{\sigma 0}$ описывает рождение e_g -электрона со спином σ на узле i . Второй член описывает ферромагнитное хундовское взаимодействие ($J_H > 0$) между e_g - и t_{2g} -спинами. Третье слагаемое отвечает гейзенберговскому взаимодействию между локализованными на соседних узлах спинами S_i ($S = 3/2$). В данной модели оставлены только однократно занятые узельные e_g -состояния, т.к. двукратно занятые состояния энергетически невыгодны как с точки зрения большого кулоновского отталкивания ($U \sim 7 \div 8$ эВ), так и из-за внутриаомного хундовского взаимодействия ($J_H \sim 1$ эВ) [11]. Ширина зоны проводимости существенно меньше, чем хундовская энергия, и с помощью метода функционала плотности может быть оценена как $t \simeq 0.15$ эВ [20].

Операторы Хаббарда в уравнении (1) определены как $X_i^{\alpha\beta} = |i, \alpha\rangle\langle i, \beta|$ для трех возможных состояний узла i : $|i, \alpha\rangle = |i, 0\rangle$, $|i, \sigma\rangle$ соответственно для свободного и для однократно занятого узла электроном со спином $\sigma = (\uparrow, \downarrow) = (+, -)$. Условие полноты для хаббардовских операторов имеет вид

$$X_i^{00} + \sum_{\sigma} X_i^{\sigma\sigma} = 1. \quad (2)$$

Операторы спина и плотности e_g -электронов в уравнении (1) выражаются через X -операторы с помощью соотношений

$$\sigma_i^+ = X_i^{\uparrow\downarrow}, \quad \sigma_i^- = X_i^{\downarrow\uparrow}, \quad \sigma_i^z = \frac{1}{2}(X_i^{\uparrow\uparrow} - X_i^{\downarrow\downarrow}), \quad n_i = X_i^{\uparrow\uparrow} + X_i^{\downarrow\downarrow}. \quad (3)$$

Операторы Хаббарда имеют следующие правила умножения:

$$X_i^{\alpha\beta} X_j^{\gamma\delta} = \delta_{ij} \delta_{\beta\gamma} X_i^{\alpha\delta}, \quad (4)$$

и коммутационные соотношения:

$$[X_i^{\alpha\beta} X_j^{\gamma\delta}]_{\pm} = \delta_{ij} (\delta_{\beta\gamma} X_i^{\alpha\delta} \pm \delta_{\delta\alpha} X_i^{\gamma\beta}). \quad (5)$$

В уравнении (5) верхний знак стоит для случая, когда оба оператора являются ферми-подобными (например, $X_i^{0\sigma}$). Операторы спина и плотности (3) бозе-подобные, и для них следует брать нижний знак. Сложные коммутационные соотношения между этими операторами не позволяют применить хорошо развитую диаграммную технику. Предполагается, что локализованные спины S_i^{α} подчиняются стандартным коммутационным соотношениям

$$[S_i^+, S_j^-] = 2\delta_{i,j} S_j^z. \quad (6)$$

Одной из целей данной работы является учет флуктуаций локализованных спинов и спинов подвижных носителей на одном уровне аппроксимации, поэтому мы вводим матричную форму динамической спиновой восприимчивости

$$\chi(q, \omega) = \begin{pmatrix} \chi_{11} & \chi_{12} \\ \chi_{21} & \chi_{22} \end{pmatrix} = \langle\langle A_q | A_q^+ \rangle\rangle_{\omega}, \quad (7)$$

где

$$A_q = \begin{pmatrix} \sigma_q^+ \\ S_q^+ \end{pmatrix}, \quad A_q^+ = (\sigma_q^- \ S_q^-)$$

и

$$\langle\langle A_q | A_q^+ \rangle\rangle_{\omega} = -i \int_0^{\infty} dt e^{-i\omega t} \frac{1}{N} \sum_{l,m} e^{-iq(l-m)} \langle[A_l(t), A_m^+(0)]\rangle \quad (8)$$

обозначает фурье-образ двухвременной запаздывающей коммутаторной функции Грина (ФГ) [21, 22]. Диагональные элементы $\chi_{11}(q, \omega)$ и $\chi_{22}(q, \omega)$ являются ФГ, описывающими флуктуации в каждой из спиновых подсистем, а недиагональные элементы $\chi_{12}(q, \omega)$ и $\chi_{21}(q, \omega)$ описывают корреляции между двумя спиновыми подсистемами. Уравнения движения для ФГ (7) имеют вид

$$\begin{aligned} \omega \langle\langle A_q | A_q^+ \rangle\rangle_{\omega} &= \langle[A_q, A_q^+]\rangle + \langle\langle i\dot{A}_q | A_q^+ \rangle\rangle_{\omega}, \\ \omega \langle\langle i\dot{A}_q | A_q^+ \rangle\rangle_{\omega} &= \langle[i\dot{A}_q, A_q^+]\rangle + \langle\langle i\dot{A}_q | -i\dot{A}_q^+ \rangle\rangle_{\omega}. \end{aligned} \quad (9)$$

Уравнения (9) могут быть переписаны в более удобном виде [22]:

$$\begin{aligned} \omega \langle\langle A_q | A_q^+ \rangle\rangle_{\omega} &= \langle[A_q, A_q^+]\rangle + \\ &+ \left(\langle[i\dot{A}_q, A_q^+]\rangle + \langle\langle i\dot{A}_q | -i\dot{A}_q^+ \rangle\rangle_{\omega}^{\text{irr}} \right) \frac{1}{\langle[A_q, A_q^+]\rangle} \langle\langle A_q | A_q^+ \rangle\rangle_{\omega}, \end{aligned} \quad (10)$$

где величина $i\dot{A} = i dA/dt = [A, H]$ и в матричной форме может быть записана как

$$i\dot{A}_q = \begin{pmatrix} i\dot{\sigma}_q^+ \\ i\dot{S}_q^+ \end{pmatrix}, \quad (11)$$

а

$$\begin{aligned} \langle\langle i\dot{A}_q | -i\dot{A}_q^+ \rangle\rangle_{\omega}^{\text{irr}} &= \langle\langle i\dot{A}_q | -i\dot{A}_q^+ \rangle\rangle_{\omega} - \\ &- \langle\langle i\dot{A}_q | A_q^+ \rangle\rangle_{\omega} \langle\langle A_q | A_q^+ \rangle\rangle_{\omega}^{-1} \langle\langle A_q | -i\dot{A}_q^+ \rangle\rangle_{\omega} \end{aligned} \quad (12)$$

является неприводимой частью $\Phi\Gamma$ более высокого порядка.

Напишем уравнение (10) для динамической спиновой восприимчивости в дайсоновской форме:

$$\chi_q(\omega) = [\omega \hat{\tau}_0 - \tilde{\Omega}_q - \tilde{\Pi}(q, \omega)]^{-1} I, \quad (13)$$

где $\hat{\tau}_0$ – единичная матрица, а

$$I = \langle [A_q, A_q^+] \rangle = \begin{pmatrix} \langle [\sigma_q^+, \sigma_q^-] \rangle & \langle [\sigma_q^+, S_q^-] \rangle \\ \langle [S_q^+, \sigma_q^-] \rangle & \langle [S_q^+, S_q^-] \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\langle \sigma^z \rangle & 0 \\ 0 & 2\langle S^z \rangle \end{pmatrix} \quad (14)$$

и введены следующие обозначения: $\langle \sigma^z \rangle = \langle \sigma_l^z \rangle$, $\langle S^z \rangle = \langle S_l^z \rangle$.

Матрица $\tilde{\Omega}_q = \Omega_q I^{-1}$ описывает среднеполевой спектр, а $\tilde{\Pi}(q, \omega) = \Pi(q, \omega) I^{-1}$ – собственнo-энергетическая матрица:

$$\Omega_q = \langle [i\dot{A}_q, A_q^+] \rangle = \begin{pmatrix} \langle [i\dot{\sigma}_q^+, \sigma_q^-] \rangle & \langle [i\dot{\sigma}_q^+, S_q^-] \rangle \\ \langle [i\dot{S}_q^+, \sigma_q^-] \rangle & \langle [i\dot{S}_q^+, S_q^-] \rangle \end{pmatrix}, \quad (15)$$

$$\Pi(q, \omega) = \langle \langle i\dot{A}_q | - i\dot{A}_q^+ \rangle \rangle^{\text{irr}} = \begin{pmatrix} \langle \langle i\dot{\sigma}_q^+ | i\dot{\sigma}_q^- \rangle \rangle^{\text{irr}} & \langle \langle i\dot{\sigma}_q^+ | i\dot{S}_q^- \rangle \rangle^{\text{irr}} \\ \langle \langle i\dot{S}_q^+ | i\dot{\sigma}_q^- \rangle \rangle^{\text{irr}} & \langle \langle i\dot{S}_q^+ | i\dot{S}_q^- \rangle \rangle^{\text{irr}} \end{pmatrix}, \quad (16)$$

причем

$$i\dot{\sigma}_l^+ = \sum_m t_{ml} (X_m^{\uparrow 0} X_l^{0\downarrow} - X_l^{\uparrow 0} X_m^{0\downarrow}) - \frac{J_H}{2S} (S_l^+ \sigma_l^z - S_l^z \sigma_l^+), \quad (17)$$

$$i\dot{S}_l^+ = -\frac{J_H}{2S} (S_l^z \sigma_l^+ - S_l^+ \sigma_l^z) - \sum_m J_{ml} (S_m^z S_l^+ - S_l^z S_m^+). \quad (18)$$

3. ПРИБЛИЖЕНИЕ СРЕДНЕГО ПОЛЯ

Исследуем спин-волновой спектр и динамическую спиновую восприимчивость (ДСВ) в приближении среднего поля. Закон дисперсии спиновых волн является решением уравнения

$$\det(\omega \hat{\tau}_0 - \tilde{\Omega}_q) = 0. \quad (19)$$

Из уравнения (15) определим матричные элементы $\tilde{\Omega}_q$:

$$\tilde{\Omega}_q = \begin{pmatrix} \frac{[d+a(1-\gamma_q)]}{2\langle \sigma^z \rangle} & -\frac{d}{2\langle S^z \rangle} \\ -\frac{d}{2\langle \sigma^z \rangle} & \frac{[d-b(1-\gamma_q)]}{2\langle S^z \rangle} \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Мы используем следующие обозначения:

$$d = \frac{J_H}{2S} (2\langle \sigma_l^z S_l^z \rangle + \langle \sigma_l^+ S_l^- \rangle), \quad (21)$$

$$a = zt(n_1^\uparrow + n_1^\downarrow), \quad b = zJN_1, \quad (22)$$

где $t_q = zt\gamma_q$, $\gamma_q = (2/z)(\cos q_x + \cos q_y + \cos q_z)$, $z = 6$ для идеальной трехмерной кубической решетки с перескоками только между ближайшими соседями. Параметр d определяет перекрестные корреляции спиновых подсистем. В выражение (22) входят

частично-дырочная и спиновая корреляционные функции на ближайших соседях, определенные следующим образом:

$$\begin{aligned} n_1^\sigma &= \frac{1}{N} \sum_k \gamma_k n_k^\sigma, \quad n_k^\sigma = \langle X_k^{\sigma 0} X_k^{0 \sigma} \rangle, \\ N_1 &= \frac{1}{N} \sum_k \gamma_k N_k, \quad N_k = 2 \langle S_k^z S_{-k}^z \rangle + \langle S_k^+ S_{-k}^- \rangle. \end{aligned} \quad (23)$$

Уравнение (19) имеет два решения, соответствующие двум ветвям спин-волнового спектра:

$$E_q^{1(2)} = \frac{1}{2} \left[\tilde{\Omega}_q^{11} + \tilde{\Omega}_q^{22} \mp \sqrt{(\tilde{\Omega}_q^{11} - \tilde{\Omega}_q^{22})^2 + 4 \tilde{\Omega}_q^{12} \tilde{\Omega}_q^{21}} \right]. \quad (24)$$

Для модельных расчетов рассмотрим полученные решения вблизи точки $q = 0$ и для конечных значений d . Получим следующие предельные выражения:

$$\begin{aligned} E_q^{(1)} &\simeq D_1 q^2, \\ E_q^{(2)} &\simeq \Delta + D_2 q^2, \end{aligned} \quad (25)$$

где $E_q^{(1)}$ описывает бесщелевую (акустическую) моду с константой спиновой жесткости

$$D_1 = \frac{a - b}{12(\langle S^z \rangle + \langle \sigma^z \rangle)}, \quad (26)$$

а $E_q^{(2)}$ — оптическую ветвь спиновых флуктуаций, имеющую щель Δ и эффективную жесткость D_2 , причем

$$\begin{aligned} \Delta &= d \frac{\langle S^z \rangle + \langle \sigma^z \rangle}{2 \langle S^z \rangle \langle \sigma^z \rangle}, \\ D_2 &= \frac{a \langle S^z \rangle^2 - b \langle \sigma^z \rangle^2}{12 \langle S^z \rangle \langle \sigma^z \rangle (\langle S^z \rangle + \langle \sigma^z \rangle)}. \end{aligned} \quad (27)$$

ФМ-акустическая спин-волновая мода становится нестабильной при уменьшении константы спиновой жесткости ($D_1 \rightarrow 0$) и при $a - b = 0$ (см. (26)). Это имеет место для малых концентраций подвижных носителей, $n \leq n_c \simeq 2SJ/t \simeq 0.3$. Учет собственно-энергетических поправок, рассмотренный ниже (см. уравнение (48)), приводит к росту критического значения концентрации n_c . Отметим, что полученный вклад подвижных носителей (коэффициент a в уравнении (26)) в спиновую жесткость (22) эквивалентен результату, полученному в работах [17, 18].

Спектр спиновых флуктуаций в приближении среднего поля определяется спектральными функциями

$$B_{\alpha\beta}^{\text{MF}}(q, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \chi_{\alpha\beta}^{\text{MF}}(q, \omega + i\varepsilon) \quad (28)$$

с матричными элементами

$$B_{11}^{\text{MF}}(q, \omega) = 2 \langle \sigma^z \rangle \left(\frac{\tilde{\Omega}_q^{22} - E_q^{(1)}}{E_q^{(2)} - E_q^{(1)}} \delta(\omega - E_q^{(1)}) + \frac{E_q^{(2)} - \tilde{\Omega}_q^{22}}{E_q^{(2)} - E_q^{(1)}} \delta(\omega - E_q^{(2)}) \right), \quad (29)$$

$$B_{22}^{\text{MF}}(q, \omega) = 2 \langle S^z \rangle \left(\frac{\tilde{\Omega}_q^{11} - E_q^{(1)}}{E_q^{(2)} - E_q^{(1)}} \delta(\omega - E_q^{(1)}) + \frac{E_q^{(2)} - \tilde{\Omega}_q^{11}}{E_q^{(2)} - E_q^{(1)}} \delta(\omega - E_q^{(2)}) \right), \quad (30)$$

$$B_{12}^{\text{MF}}(q, \omega) = B_{21}^{\text{MF}}(q, \omega) = \frac{d}{E_q^{(2)} - E_q^{(1)}} (\delta(\omega - E_q^{(1)}) - \delta(\omega - E_q^{(2)})). \quad (31)$$

Спектральные функции (29)–(31) удовлетворяют следующим правилам сумм:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega B_{\alpha\beta}^{\text{MF}}(q, \omega) &= I_{\alpha\beta}, \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \omega d\omega B_{\alpha\beta}^{\text{MF}}(q, \omega) &= \Omega_q^{\alpha\beta} = \langle [i\dot{A}_q, A_q^+] \rangle_{\alpha\beta}, \end{aligned} \quad (32)$$

где матрицы I и Ω_q задаются выражениями (14), (15).

4. СОБСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОПРАВКИ

Перейдем к рассмотрению влияния на среднеполевой спектр собственно-энергетических поправок. При этом уравнение, определяющее спектр, примет следующий вид:

$$\det(\omega \hat{\tau}_0 - \tilde{\Omega}_q - \tilde{\Pi}(q, \omega)) = 0. \quad (33)$$

Для вычисления неприводимой части временной корреляционной ФГ воспользуемся приближением взаимодействующих мод в терминах независимого распространения “одетых” электрон-дырочных и спиновых флуктуаций [23]. Данное приближение, в сущности, эквивалентно самосогласованному борновскому приближению, в котором пренебрегается перенормировкой вершин. Предложенная схема соответствует следующей схеме расщепления временных корреляционных функций:

$$\langle X_m^{-0}(t) X_i^{0+}(t) X_j^{+0} X_l^{0-} \rangle \simeq \langle X_m^{-0}(t) X_l^{0-} \rangle \langle X_i^{0+}(t) X_j^{+0} \rangle, \quad (34)$$

$$\langle \sigma_i^z(t) S_m^-(t) \sigma_j^z S_l^+ \rangle \simeq \langle \sigma_i^z(t) \sigma_j^z \rangle \langle S_m^-(t) S_l^+ \rangle, \quad (35)$$

$$\langle S_i^z(t) S_m^-(t) S_j^z S_l^+ \rangle \simeq \langle S_i^z(t) S_j^z \rangle \langle S_m^-(t) S_l^+ \rangle. \quad (36)$$

Основываясь на такой схеме расщепления и используя спектральное представление для ФГ (12), можно получить выражение для матрицы собственно-энергетической части. Диагональные элементы содержат два вклада:

$$\Pi_{11(22)}(q, \omega) = \Pi_{11(22)}^{(1)}(q, \omega) + \Pi_{11(22)}^{(2)}(q, \omega). \quad (37)$$

Первый вклад описывает спиновые флуктуации внутри спиновой подсистемы. Второй определяется хундовским взаимодействием. Для подсистемы зонных дырок первый член (37) обусловлен кинематическим взаимодействием и описывает распад спиновых флуктуаций на электрон-дырочные возбуждения. Он имеет вид

$$\begin{aligned} \Pi_{11}^{(1)}(q, \omega) &= \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega' d\omega_1 \frac{n(\omega_1 - \omega') - n(\omega_1)}{\omega - \omega' + i\varepsilon} \times \\ &\times \sum_{k, \sigma} t_{kq}^2 A^\sigma(k - q, \omega_1 - \omega') A^{\bar{\sigma}}(k, \omega_1), \end{aligned} \quad (38)$$

где $t_{kq} = zt(\gamma_k - \gamma_{k-q})$, $n(\omega) = (e^{\beta\omega} + 1)^{-1}$, $A^\sigma(k, \omega)$ — функция спектральной плотности одночастичных возбуждений и $\bar{\sigma} = -\sigma$. Используя среднеполевые спектральные

функции (см. (П.7) из приложения), проинтегрируем по частотам выражение (38) и получим

$$\Pi_{11}^{(1)}(q, \omega) = \frac{1}{N} \sum_{k, \sigma} t_{kq}^2 (1 - n^\sigma) (1 - n^{\bar{\sigma}}) \frac{n(\varepsilon_{k-q}^\sigma) - n(\varepsilon_k^{\bar{\sigma}})}{\omega + \varepsilon_{k-q}^\sigma - \varepsilon_k^{\bar{\sigma}} + i\varepsilon}, \quad (39)$$

т.е. стандартную форму для однопетлевого частично-дырочного вклада в собственно-энергетическую часть [24].

Рассмотрим теперь член $\Pi_{22}^{(1)}$, описывающий флуктуации локализованных спинов. Он является результатом гейзенберговского обменного взаимодействия и имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \Pi_{22}^{(1)}(q, \omega) = & \frac{1}{N\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega' d\omega_1 \frac{1 + N(\omega' - \omega_1) + N(\omega_1)}{\omega - \omega' + i\varepsilon} \times \\ & \times \sum_k J_{kq}^2 \text{Im}\chi_{22}^z(k - q, \omega_1) \text{Im}\chi_{22}(k, \omega' - \omega_1), \end{aligned} \quad (40)$$

где $J_{kq} = zJ(\gamma_k - \gamma_{k-q})$.

Второй член в формуле (37) одинаков для обеих подсистем и совпадает с недиагональными элементами матрицы собственно-энергетической части:

$$\Pi_{11(22)}^{(2)}(q, \omega) = -\Pi_{12(21)}(q, \omega) = \Pi_H(q, \omega), \quad (41)$$

где использовано обозначение

$$\begin{aligned} \Pi_H(q, \omega) = & \left(\frac{J_H}{2S} \right)^2 \frac{1}{N\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega' d\omega_1 \frac{1 + N(\omega' - \omega_1) + N(\omega_1)}{\omega - \omega' + i\varepsilon} \times \\ & \times \sum_k [\text{Im}\chi_{22}^z(k, \omega_1) \text{Im}\chi_{11}(k - q, \omega' - \omega_1) + \\ & + \text{Im}\chi_{22}(k, \omega_1) \text{Im}\chi_{11}^z(k - q, \omega' - \omega_1)]. \end{aligned} \quad (42)$$

В этих формулах $N(\omega) = (e^{\beta\omega} - 1)^{-1}$ – распределение Бозе, χ_{11}^z и χ_{22}^z – продольные компоненты спиновой восприимчивости для подвижной и локализованной спиновых подсистем, соответственно.

В уравнения (40) и (42) входят продольные восприимчивости. Для их расчета воспользуемся простейшим однопетлевым приближением [25]. В рамках этого приближения мнимая часть $\chi_{11}^z(q, \omega)$ определяется одночастичной спектральной функцией и может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\pi} \text{Im}\chi_{11}^z(q, \omega) = & \frac{1}{4N} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega' [n(\omega' - \omega) - n(\omega')] \times \\ & \times \sum_{k, \sigma} A^\sigma(k, \omega') A^\sigma(k - q, \omega' - \omega). \end{aligned} \quad (43)$$

Мнимая часть спиновой восприимчивости локализованной подсистемы χ_{22}^z может быть выражена в линейном спин-волновом приближении, что непосредственно следует из разложения Холстейна–Примакова:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\pi} \text{Im}\chi_{22}^z(q, \omega) = & \frac{1}{\pi^2 4S^2 N} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega' (N(\omega' - \omega) - N(\omega')) \times \\ & \times \sum_k \text{Im}\chi_{22}(k - q, \omega' - \omega) \text{Im}\chi_{22}(k, \omega'). \end{aligned} \quad (44)$$

Рассмотрим предельные свойства спектра с учетом собственно-энергетических поправок. Сначала исследуем гидродинамический предел ($q \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow 0$). В этом пределе матрица собственно-энергетической части может быть записана в виде

$$\lim_{q \rightarrow 0} \Pi(q, 0) = \begin{pmatrix} -Aq^2 - d_1 & d_1 \\ d_1 & -Bq^2 - d_1 \end{pmatrix}, \quad (45)$$

где

$$A = -\lim_{q \rightarrow 0} \frac{\Pi_{11}^{(2)}(q, 0)}{q^2}, \quad B = -\lim_{q \rightarrow 0} \frac{\Pi_{22}^{(2)}(q, 0)}{q^2}, \quad d_1 = -\Pi_H(0, 0). \quad (46)$$

Все коэффициенты A , B , d_1 положительны, т.к. $\Pi(q, 0) < 0$ во втором порядке теории возмущений. Заметим, что собственно-энергетические поправки, обусловленные хундовским взаимодействием, не перенормируют константу спиновой жесткости, а дают свой вклад только в размер щели (см. выражения (45) и (46)). Таким образом, спин-волновой спектр в длинноволновом пределе может быть записан как

$$\omega_q^{(1)} \simeq \tilde{D}_1 q^2, \quad \omega_q^{(2)} \simeq \tilde{\Delta} + \tilde{D}_2 q^2, \quad (47)$$

а выражения для константы спиновой жесткости и щели имеют вид

$$\begin{aligned} \tilde{D}_1 &= \frac{a - b - A - B}{12(\langle S^z \rangle + \langle \sigma^z \rangle)}, \\ \tilde{D}_2 &= \frac{(a - A)\langle S^z \rangle^2 - (b + B)\langle \sigma^z \rangle^2}{12\langle S^z \rangle \langle \sigma^z \rangle (\langle S^z \rangle + \langle \sigma^z \rangle)}, \\ \tilde{\Delta} &= \frac{(d - d_1)(\langle S^z \rangle + \langle \sigma^z \rangle)}{2\langle S^z \rangle \langle \sigma^z \rangle}. \end{aligned} \quad (48)$$

Рассмотрим теперь вопрос о затухании акустической спин-волновой моды, определяемом мнимой частью собственно-энергетической части. Затухание, связанное с частично-дырочными возбуждениями, получим, используя выражение (39) для одночастичной $\Phi\Gamma$ в среднеполевом приближении:

$$\begin{aligned} \Gamma_{11}^{(1)}(q, \omega) &= -\text{Im}\Pi_{11}^{(1)}(q, \omega + i\varepsilon) = \\ &= \frac{\pi}{N} \sum_{k, \sigma} t_{kq}^2 (1 - n^\sigma)(1 - n^{\bar{\sigma}}) [n(\varepsilon_{k-q}^\sigma) - n(\varepsilon_k^{\bar{\sigma}})] \delta(\omega + \varepsilon_{k-q}^\sigma - \varepsilon_k^{\bar{\sigma}}). \end{aligned} \quad (49)$$

Этот вклад (из-за наличия щели в одночастичном спектре в ФМ-фазе) исчезает в низко-частотном пределе: $\Gamma_{11}^{(1)}(q, \omega) = 0$ при $\omega < h$. Затухание, возникающее из-за АФМ-обменного взаимодействия, определяется мнимой частью $\Pi_{22}^{(1)}(q, \omega)$ (40) и дает в длинноволновом пределе малый, пропорциональный q^2 вклад. Наибольший вклад в затухание спиновых волн вносит мнимая часть собственно-энергетической части, обусловленная хундовским взаимодействием (42):

$$\begin{aligned} \Gamma_H(q, \omega) &= -\text{Im}\Pi_H(q, \omega + i\varepsilon) = \\ &= \left(\frac{J_H}{2S}\right)^2 \frac{1}{\pi N} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_1 (1 + N(\omega - \omega_1) + N(\omega_1)) \times \\ &\quad \times \sum_k [\text{Im}\chi_{22}(k - q, \omega - \omega_1) \text{Im}\chi_{11}^z(k, \omega_1) + \\ &\quad + \text{Im}\chi_{11}(k - q, \omega - \omega_1) \text{Im}\chi_{22}^z(k, \omega_1)]. \end{aligned} \quad (50)$$

Для мнимых частей спиновых восприимчивостей $\chi_{11}(k, \omega)$ и $\chi_{22}(k, \omega)$ используются среднеполевые значения акустической моды для (29), (30):

$$-\frac{1}{\pi} \text{Im} \chi_{11}^{\text{MF}}(q, \omega) \simeq 2 \langle \sigma^z \rangle \frac{\tilde{\Omega}_q^{22} - E_q^{(1)}}{E_q^{(2)} - E_q^{(1)}} \delta(\omega - E_q^{(1)}) = \Lambda_q^{11} \delta(\omega - E_q), \quad (51)$$

$$-\frac{1}{\pi} \text{Im} \chi_{22}^{MF}(q, \omega) \simeq 2 \langle S^z \rangle \frac{\tilde{\Omega}_q^{11} - E_q^{(1)}}{E_q^{(2)} - E_q^{(1)}} \delta(\omega - E_q^{(1)}) = \Lambda_q^{22} \delta(\omega - E_q). \quad (52)$$

Для продольных восприимчивостей, входящих в уравнение (50), воспользуемся представлением (43), (44).

После интегрирования в уравнении (50) по ω_1 получаем

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{H}}(q, \omega) = & \left(\frac{J_{\text{H}}}{2S} \right)^2 \frac{\pi}{4N^2} \sum_{k, k_1, \sigma} \left\{ \Lambda_{k-q}^{22} (1 - n_{\sigma})^2 \times \right. \\ & \times [1 + N(\omega - E_{k-q}) + N(E_{k-q})] [n(\varepsilon_{k_1-k}^{\sigma}) - n(\varepsilon_{k_1}^{\sigma})] \times \\ & \times \delta(\omega - E_{k-q} + \varepsilon_{k_1-k}^{\sigma} - \varepsilon_{k_1}^{\sigma}) + \Lambda_{k-q}^{11} \Lambda_{k_1}^{22} \Lambda_{k_1-k}^{22} [N(E_{k-q}) - N(E_{k_1})] \times \\ & \left. \times [1 + N(E_{k_1-k}) + N(\omega - E_{k-q})] \delta(\omega - E_{k-q} + E_{k_1-k} - E_{k_1}) \right\}. \quad (53) \end{aligned}$$

Выражение (53) описывает затухание спиновых волн в результате рассеяния на парных возбуждениях частица-дырка (первый член) и трехмагнного процесса рассеяния (второй член) [25]. Перепишем формулу (53) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{H}}(q, \omega) = & \left(\frac{J_{\text{H}}}{2S} \right)^2 \frac{\pi}{4N^2} (e^{\beta\omega} - 1) \sum_{k, k_1, \sigma} N(E_{k-q}) \times \\ & \times [\Lambda_{k-q}^{22} (1 - n_{\sigma})^2 n(\varepsilon_{k_1}^{\sigma}) [1 - n(\varepsilon_{k_1-k}^{\sigma})] \times \\ & \times \delta(\omega - E_{k-q} + \varepsilon_{k_1-k}^{\sigma} - \varepsilon_{k_1}^{\sigma}) + \Lambda_{k-q}^{11} \Lambda_{k_1}^{22} \Lambda_{k_1-k}^{22} N(E_{k_1}) \times \\ & \times [1 + N(E_{k_1-k})] \delta(\omega - E_{k-q} + E_{k_1-k} - E_{k_1})]. \quad (54) \end{aligned}$$

При получении выражения (54) мы использовали следующие тождества для функций распределения:

$$\begin{aligned} [1 + N(\omega - E_1) + N(E_1)] [n(\varepsilon_3) - n(\varepsilon_2)] \delta(\omega - E_{k-q} + \varepsilon_{k_1-k}^{\sigma} - \varepsilon_{k_1}^{\sigma}) = \\ = (e^{\beta\omega} - 1) N(E_1) n(\varepsilon_2) (1 + n(\varepsilon_3)) \delta(\omega - E_{k-q} + \varepsilon_{k_1-k}^{\sigma} - \varepsilon_{k_1}^{\sigma}), \\ [1 + N(\omega - E_1) + N(E_1)] [N(E_3) - N(E_2)] \delta(\omega - E_{k-q} + E_{k_1-k} - E_{k_1}) = \\ = (e^{\beta\omega} - 1) N(E_1) N(E_2) (1 + N(E_3)) \delta(\omega - E_{k-q} + E_{k_1-k} - E_{k_1}). \end{aligned}$$

В низкоэнергетическом длинноволновом пределе ($\omega \rightarrow 0$, $q \rightarrow 0$) требования сохранения энергии и импульса допускают только малые значения волновых векторов и, следовательно, малые значения энергии. Поэтому можно рассматривать Λ_k^{11} и Λ_k^{22} при $k \rightarrow 0$ следующим образом:

$$\Lambda_k^{11} \simeq \Lambda_0^{11} = 2 \langle \sigma^z \rangle \frac{\langle \sigma^z \rangle}{\langle S^z \rangle + \langle \sigma^z \rangle}, \quad \Lambda_k^{22} \simeq \Lambda_0^{22} = 2 \langle S^z \rangle \frac{\langle S^z \rangle}{\langle S^z \rangle + \langle \sigma^z \rangle}. \quad (55)$$

При этих допущениях из уравнения (54) следует, что при низких энергиях ($\omega \ll T$) затухание имеет линейную частотную зависимость, $\Gamma_H(q, \omega) \sim \omega$, и явным образом не зависит от волнового вектора q . Простейшие оценки показывают, что первый член в выражении (54) дает вклад, пропорциональный $T^{3/2}$, а второй – пропорциональный T^2 , как это и должно быть для трехмагнонного рассеяния. При низких температурах, $\omega \ll T \ll \omega_0$ (ω_0 – максимальная частота акустической спиновой волны), можно получить следующие оценки для затухания:

$$\frac{\Gamma_H(q \rightarrow 0, \omega_q)}{\omega_q} \simeq \frac{T}{\omega_0} \left(\frac{J_H}{2S} \right)^2 \left[N(\epsilon_F) v_F(k_0) F_1(x_0) + \frac{1}{\omega_0^2} F_2(x_0) \right],$$

где $N(\epsilon_F)$ – плотность состояний на уровне Ферми, v_F – фермиевская скорость, $x_0 = \omega_0/T$ и

$$F_1(x_0) = 2\pi \int_0^{x_0} \frac{dx}{e^x - 1},$$

$$F_2(x_0) = 4\pi^2 \int_0^{x_0} \int_0^{x_0} \frac{dx dx_1}{(e^x - 1)(e^{x_1} - 1)(1 - e^{-x_1})} \int_{-1}^1 dy \delta\left(\frac{\omega}{\sqrt{xx_1}} - y\right).$$

При $T \rightarrow T_c$ имеем $\Gamma_H \sim \langle S_z \rangle \rightarrow 0$. Для получения более точных оценок затухания необходимы численные вычисления, о результатах которых мы сообщим в последующих работах.

Исследование вопроса о существовании оптического магнона [26] показало, что его затухание велико (затухание типа затухания Ландау) и поэтому его нельзя считать хорошо определенной модой. Вероятно, этим можно объяснить тот факт, что оптический магнон не наблюдается экспериментально. Для реальных веществ оптический магнон может проявляться в рассеянии нейтронов или при поглощении инфракрасного излучения как сильно размытый резонанс.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе на основе обобщенной ФМ-модели Кондо (1) вычислена динамическая спиновая восприимчивость. В расчетах учитывался как прямой АФМ-обмен между соседними локализованными спинами t_{2g} -электронов, так и сильный внутриаионный хундовский обмен между t_{2g} - и e_g -электронами. Отметим, что в рамках данного подхода акустическая спиновая мода (24) возникает уже в среднеполеовом приближении как результат полной вращательной симметрии спиновой системы. Учет этой симметрии происходит благодаря равноправному рассмотрению обеих спиновых подсистем. Бесщелевая мода в пределе $J_H \rightarrow \infty$, рассмотренном, например, в работе [17], была получена только при учете собственно-энергетических поправок. В нашем подходе собственно-энергетические поправки, рассчитанные в самосогласованном борновском приближении (32)–(34), приводят к добавочной перенормировке спиновой жесткости акустической моды. Было показано, что главный вклад в затухание спиновых волн определяется процессами рассеяния на парных возбуждениях частица-дырка и трехмагнонным рассеянием в результате хундовского взаимодействия. Затухание акустической моды имеет линейную частотную зависимость в длинноволновом пределе. В заключение отметим, что эффект одноузельного и межузельного кулоновских взаимодействий между

e_g -электронами может быть учтен в рамках более обобщенной проекционной техники для ФГ, разработанной Церковниковым [22]. Последний подход позволяет получить выражения для спиновой восприимчивости в обобщенном приближении случайных фаз и детально описывать спиновую динамику как при больших, так и при малых частотах, что планируется сделать в предстоящей публикации.

Благодарности. В заключение нам хотелось бы поблагодарить Ю. А. Церковникова и Г. В. Джакели за полезные научные обсуждения. Авторы выражают свою благодарность за финансовую поддержку INTAS, гранты № 97-0963 и № 97-11066.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вычислим одночастичную ФГ

$$G^\sigma(k, \omega) = \langle \langle X_k^{0\sigma} | X_k^{\sigma 0} \rangle \rangle_\omega \quad (\text{П.1})$$

с соответствующей спектральной функцией $A_k^\sigma(\omega) = -(1/\pi) \text{Im} G^\sigma(k, \omega + i\varepsilon)$. Уравнение движения для $G^\sigma(k, \omega)$ имеет следующий вид:

$$\omega \langle \langle X_i^{0\sigma} | X_k^{\sigma 0} \rangle \rangle_\omega = \langle \{ X_i^{0\sigma}, X_j^{\sigma 0} \} \rangle + \langle \langle i\dot{X}_i^{0\sigma} | X_j^{\sigma 0} \rangle \rangle_\omega. \quad (\text{П.2})$$

С помощью коммутационных соотношений (5) получим

$$\begin{aligned} i\dot{X}_i^{0\sigma} &= [X_i^{0\sigma}, H] = - \sum_{l \neq i} t_{il} [(X_i^{00} + X_i^{\sigma\sigma}) X_l^{0\sigma} + X_i^{\bar{\sigma}\sigma} X_l^{0\bar{\sigma}}] - \\ &\quad - \frac{J_H}{4S} [\sigma S_i^z X_i^{0\sigma} + S_i^{\bar{\sigma}} X_i^{0\bar{\sigma}}]. \end{aligned} \quad (\text{П.3})$$

Определим неприводимую часть $Z_i^{0\sigma}$ оператора тока $i\dot{X}_i^{0\sigma}$ как

$$i\dot{X}_i^{0\sigma} = \sum_l \varepsilon_{il}^\sigma X_l^{0\sigma} + Z_i^{0\sigma}, \quad \langle \{ Z_i^{0\sigma}, X_j^{\sigma 0} \} \rangle = 0. \quad (\text{П.4})$$

Из (П.4) получим следующее выражение для энергетической матрицы:

$$\varepsilon_{ij}^\sigma = \frac{\langle \{ i\dot{X}_i^{0\sigma}, X_j^{\sigma 0} \} \rangle}{1 - n^{\bar{\sigma}}}, \quad (\text{П.5})$$

где $n^{\bar{\sigma}} = \langle n_i^{\bar{\sigma}} \rangle$. Из уравнения движения (П.3) находим

$$\begin{aligned} \langle \{ i\dot{X}_i^{0\sigma}, X_j^{\sigma 0} \} \rangle &= -t_{ij} \langle (1 - n_i^{\bar{\sigma}})(1 - n_j^{\bar{\sigma}}) \rangle - t_{ij} \langle X_i^{\bar{\sigma}\sigma} X_j^{\sigma\bar{\sigma}} \rangle + \\ &\quad + \sum_l t_{il} \langle X_i^{\bar{\sigma}0} X_l^{0\bar{\sigma}} \rangle - \frac{J_H}{4S} \sigma \langle S_i^z \rangle (1 - n^{\bar{\sigma}}) \delta_{ij} - \frac{J_H}{4S} \langle S_i^{\bar{\sigma}} X_i^{\sigma\bar{\sigma}} \rangle \delta_{ij}. \end{aligned} \quad (\text{П.6})$$

В данной работе мы не рассматриваем вклад массового оператора, возникающий от второго члена в уравнении (П.4), и тем самым вычисляем одночастичную ФГ в линейном приближении

$$G^\sigma(k, \omega) = \frac{1 - n^{\bar{\sigma}}}{\omega - \varepsilon_k^\sigma}, \quad (\text{П.7})$$

где энергетическая матрица ε_{ij}^σ содержит два вклада

$$\varepsilon_{ij}^\sigma = \epsilon_{ij}^\sigma \delta_{ij} + \epsilon_{ij}^{\bar{\sigma}}. \quad (\text{П.8})$$

Первый член в (П.8) задает ФМ-щель в спектре одночастичных возбуждений

$$\epsilon^\sigma = -\frac{J_H}{4S} \left[\sigma \langle S^z \rangle + \frac{\langle S_i^{\bar{\sigma}} X_i^{\sigma\bar{\sigma}} \rangle}{1 - n^{\bar{\sigma}}} \right] + \frac{ztn_1^{\bar{\sigma}}}{1 - n^{\bar{\sigma}}}, \quad (\text{П.9})$$

а второй член определяет дисперсию и имеет вид

$$\epsilon_{ij}^{\sigma} = \frac{t_{ij}[(1 - 2n^{\bar{\sigma}}) + N_{1,\sigma}^{\text{cs}}]}{1 - n^{\bar{\sigma}}}. \quad (\text{П.10})$$

В выражении (П.10) введено следующее обозначение для спин-зарядовой корреляционной функции на ближайших узлах:

$$\begin{aligned} N_{1,\sigma}^{\text{cs}} &= \frac{1}{N} \sum_k \gamma_k [\langle X_k^{\bar{\sigma}\bar{\sigma}} X_{-k}^{\bar{\sigma}\bar{\sigma}} \rangle + \langle X_k^{\bar{\sigma}\sigma} X_k^{\sigma\bar{\sigma}} \rangle] = \\ &= \langle X_i^{\bar{\sigma}\bar{\sigma}} X_{i+a}^{\bar{\sigma}\bar{\sigma}} \rangle + \langle X_i^{\bar{\sigma}\sigma} X_{i+a}^{\sigma\bar{\sigma}} \rangle. \end{aligned} \quad (\text{П.11})$$

В импульсном представлении одночастичный спектр имеет вид

$$\epsilon_k^{\sigma} = \sum_{R_{ij}} e^{-ikR_{ij}} \epsilon_{ij}^{\sigma} = \epsilon^{\sigma} - z t_{\text{eff}}^{\sigma} \gamma_k, \quad (\text{П.12})$$

где

$$t_{\text{eff}}^{\sigma} = t \frac{[(1 - 2n^{\bar{\sigma}}) + N_{1,\sigma}^{\text{cs}}]}{1 - n^{\bar{\sigma}}} \quad (\text{П.13})$$

есть эффективная ширина зоны, которая сужена вследствие спиновых и зарядовых корреляций.

Список литературы

- [1] *A. P. Ramirez.* J. Phys.: Cond. Matter. 1997. V. 9. P. 8171.
- [2] *A. J. Millis et al.* Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 5389; P. 5405.
- [3] *D. I. Khomskii, G. A. Sawatzky.* Solid State Commun. 1997. V. 102. P. 87.
- [4] *К. И. Кузель, Д. И. Хомский.* УФН. 1982. Т. 136. С. 621.
- [5] *J. B. Goodenough.* Magnetism and Chemical Bonds. NY: Intersc. Publ., 1963.
- [6] *C. Zener.* Phys. Rev. 1951. V. 82. P. 403.
- [7] *P. W. Anderson, H. Hasegawa.* Phys. Rev. 1955. V. 100. P. 675.
- [8] *P. G. de Gennes.* Phys. Rev. 1960. V. 118. P. 141.
- [9] *P. Schieffer et al.* Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 3396.
- [10] *J. Inoue, S. Maekawa.* Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 3407.
- [11] *S. Ishihara, J. Inoue, S. Maekawa.* Phys. Rev. B. 1997. V. 55. P. 8280.
- [12] *А. М. Балагуров и др.* Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 69. С. 46.
- [13] *T. G. Perring et al.* Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 3197.
- [14] *J. W. Lynn et al.* Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 4046.
- [15] *S. Yunoki, A. Moreo.* Phys. Rev. B. 1998. V. 58. P. 6403.
- [16] *T. Schork, S. Blawid, J. Igarashi.* The Kondo lattice model with correlated conduction electrons, cond-mat/9902091.
- [17] *N. Furukawa.* J. Phys. Soc. Japan. 1994. V. 63. P. 3214.
- [18] *T. Okabe.* Progr. Theor. Phys. 1997. V. 97. P. 21.
- [19] *L. F. Feiner, A. M. Oles.* Phys. Rev. B. 1999. V. 59. № 5. P. 3295.
- [20] *S. Satpathy, Z. S. Popovic, F. R. Vukajlovic.* Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 960.
- [21] *Д. Н. Зубарев.* УФН. 1960. Т. 71. С. 71.
- [22] *Ю. А. Церковников.* ТМФ. 1981. Т. 49. С. 219; 1982. Т. 52. С. 147.
- [23] *W. Götze, P. Wolfle.* J. Low Temp. Phys. 1971. V. 5. P. 575.
- [24] *Ю. А. Изюмов, М. И. Кацнельсон, Ю. Н. Скрябин.* Магнетизм коллективизированных электронов. М.: Наука, 1994.
- [25] *А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967.
- [26] *В. Ю. Ирхин, М. И. Кацнельсон.* ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 522.

Поступила в редакцию 16.IV.1999 г.