

К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОННОГО СТРОЕНИЯ И СПИНОВОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

М. В. Еремин, С. Г. Соловьянов, С. В. Варламов*

*Казанский государственный университет
420008, Казань, Россия*

Поступила в редакцию 19 февраля 1997 г.

Решена задача о влиянии сильных электронных корреляций на однородную спиновую восприимчивость носителей тока в плоскостях CuO_2 . Показано, что зависимость спиновой восприимчивости $\chi(T)$ высокотемпературных сверхпроводников типа $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ от температуры и индекса допирования x хорошо объясняется предложенной ранее двухзонной моделью (синглетнокоррелированная зона кислорода + нижняя хаббардовская зона меди). Модель имеет общие особенности с феноменологической t - J -моделью, но не может быть полностью сведена к ней. В отличие от t - J -модели, в плотности состояний дырок кислорода имеется пик у дна зоны, который вместе с нефермижидкостными эффектами и обуславливает необычное поведение спиновой восприимчивости $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$.

1. ВВЕДЕНИЕ

Температурная зависимость спиновой восприимчивости соединения $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ анализировалась в ряде работ (см., например, [1–7]). Она привлекает к себе большое внимание исследователей, так как несет в себе информацию об особенностях спектра элементарных возбуждений в сверхпроводящих плоскостях CuO_2 . Уже вскоре после начала исследований было понято, что сильная зависимость спиновой восприимчивости $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ от температуры и состава может быть объяснена в рамках обычной теории ферми-жидкости при следующем допущении: в энергетическом спектре элементарных возбуждений плоскости CuO_2 имеется неизвестной природы пик плотности состояний, при этом каким-то образом химический потенциал носителей тока — дырок — не зависит от температуры [8]. Вообще говоря, в двумерных системах из геометрических соображений довольно естественно допустить закон дисперсии квазичастиц вида $\varepsilon_k = 2t [\cos(k_x a) + \cos(k_y a)]$, который имеет пик плотности состояний (пик Ван Хофа) в центре энергетической зоны. Ряд авторов [9–11], приняв эту гипотезу, рассчитали магнитную восприимчивость и нашли, что она действительно может объяснить многие магнитные свойства нормальной фазы купратов. Этот сценарий (сценарий Ван Хофа, подробный обзор литературы о нем см. в [12]) в рамках обычной теории ферми-жидкости имеет, однако, серьезные проблемы: 1) для половинного заполнения зоны необходимо число носителей тока в расчете на один узел меди порядка единицы ($x \approx 1$), что совершенно не соответствует химическому составу $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$; 2) почему химический потенциал, находясь вблизи столь острого пика плотности состояний, не зависит

*Mikhail.Eremin@ksu.ru

или почти не зависит от температуры, хотя эта зависимость должна быть экспоненциальной; 3) как описать переход металл-диэлектрик при малых степенях допирования и т. д.

Согласно фотоэмиссионным данным [13, 14] ферми-уровень в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ при $0 < x < 0.3$ находится не в центре, а у дна зоны. В этой связи в серии работ Рувалдса с сотрудниками [15, 16] для объяснения спиновой восприимчивости феноменологически вводится пик плотности состояний именно вблизи дна зоны дырок CuO_2 . Для того чтобы ликвидировать сильную температурную зависимость химического потенциала, дополнительно к зоне CuO_2 допускается существование еще одной широкой зоны вблизи ферми-уровня. Допущение о существовании такой зоны представляется вполне уместным, так как плоскость CuO_2 не является единственным фрагментом элементарной ячейки $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. В работах Левина и Куадера [17, 18] сходная феноменологическая модель со ступенчатым перепадом плотности состояний вблизи ферми-уровня была использована для объяснения взаимосвязи (скейлинга) температурных зависимостей магнитной восприимчивости, удельной теплоемкости, коэффициента Холла и др. характеристик бислойных купратов.

Цель данной работы показать, что многие проблемы приведенного выше фермижидкостного описания магнитной восприимчивости в нормальной фазе $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ снимаются при учете сильных электронных корреляций. В кратком сообщении [19] отмечалось, что пик в плотности состояний у дна зоны проводимости CuO_2 вполне естественно может появляться как результат гибридизации синглетнокоррелированных дырок кислорода с состояниями меди. Как указывалось в [19], именно этот гибридизационный пик должен прежде всего заселяться дырками в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Численные расчеты в [19] были проведены при использовании четырехзонного приближения (нижняя хаббардовская зона меди, две зоны кислорода и зона моль-кислородных синглетов). Так как появление гибридизационного пика главным образом обусловлено перемешиванием лишь двух самых низких зон, в данной работе мы развиваем и дополняем более простое, но эквивалентное [19] двухзонное описание, предложенное в [20] и независимо в [21]. Так же как и в [20], синглетное состояние мы будем описывать в виде линейной комбинации синглетов Занга-Райса, нейтрального кислорода и состояний Cu^{3+} ($S = 0$). Для того чтобы максимально приблизить расчетную модель к реальности, будем учитывать как перескоки дырки с меди на кислород, так и перескоки по кислородным подрешеткам. Состояния Cu^{3+} ($S = 0$) и перескоки дырок по позициям кислородной подрешетки в [21] не учитывались. В отличие от [20] сейчас, однако, мы будем использовать улучшенный по сравнению с вариантом Хаббард I способ расщепления уравнений движения, как в [21] (см. также аналогичный способ расщепления в модели Хаббарда [22, 23]).

Сопоставление расчетов с реальными веществами $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ мы проведем путем сравнения вычисленных и измеренных однородных спиновых восприимчивостей при различных значениях температуры и индекса допирования x . Эффекты сильных электронных корреляций (нефермижидкостные эффекты) в спиновой восприимчивости будут рассчитаны в режиме быстрых флуктуаций, как в [24], когда среднее значение проекции спина на узел меди $\langle S_z \rangle \ll 1/2$.

2. ГАМИЛЬТониАН МОДЕЛИ

Для описания электронного строения плоскости CuO_2 воспользуемся дырочным представлением. В La_2CuO_4 имеется одна дырка на ионе меди. В $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ имеются дополнительные дырки на позициях кислорода. Состояние дырок в пределах одной элементарной ячейки CuO_2 задаем в виде

$$\begin{aligned} |\sigma_d\rangle &= d_\sigma^+ |0\rangle, & |dd\rangle &= d_\uparrow^+ d_\downarrow^+ |0\rangle, \\ |\sigma_p\rangle &= p_\sigma^+ |0\rangle, & |pp\rangle &= p_\uparrow^+ p_\downarrow^+ |0\rangle, \\ |pd\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (p_\uparrow^+ d_\downarrow^+ - p_\downarrow^+ d_\uparrow^+) |0\rangle, \end{aligned} \quad (1)$$

где $|0\rangle$ — состояние вакуума, оно соответствует Cu^+ (d^{10}), d_σ^+ и p_σ^+ — операторы рождения дырок в позициях меди и кислорода соответственно. Как и в [25], из атомных σ -орбиталей дырок кислорода мы строим функции Ванье:

$$|p_{i\sigma}\rangle = \frac{1}{N} \sum_{k,j} \beta_k P_{j\sigma}^s \exp(ik\mathbf{R}_{ij}), \quad (2)$$

где $P_{j\sigma}^s$ — антисимметричная комбинация кислородных σ -орбиталей [25]. В приближении Занга–Райса

$$\beta_k = \{1 - 0.5 [\cos(k_x a) + \cos(k_y a)]\}^{-1/2}.$$

Гамильтониан для отдельной плоскости имеет вид

$$H = \sum_i H_{0i} + H_1, \quad (3)$$

где оператор

$$\begin{aligned} H_{0i} &= \varepsilon_d \sum_\sigma d_{i\sigma}^+ d_{i\sigma} + \varepsilon_p \sum_\sigma p_{i\sigma}^+ p_{i\sigma} + \frac{1}{2} I_{dd} \sum_\sigma d_{i\sigma}^+ d_{i\bar{\sigma}}^+ d_{i\bar{\sigma}} d_{i\sigma} + \frac{1}{2} I_{pp} \sum_\sigma p_{i\sigma}^+ p_{i\bar{\sigma}}^+ p_{i\bar{\sigma}} p_{i\sigma} + \\ &+ V_{pd} \sum_{\sigma\sigma'} d_{i\sigma}^+ d_{i\sigma} p_{i\sigma'}^+ p_{i\sigma'} + t_0 \sum_\sigma (d_{i\sigma}^+ p_{i\sigma} + p_{i\sigma}^+ d_{i\sigma}) \end{aligned} \quad (4)$$

относится к одной ячейке в плоскости CuO_2 , а оператор H_1 в (3) описывает перескоки дырок в плоскости. В соответствии с литературными данными мы выбираем стандартный набор параметров. Разность энергии между состояниями $|d_{i\sigma}\rangle$ и $|p_{i\sigma}\rangle$ составляет $\varepsilon_p - \varepsilon_d = 1$ эВ. Кулоновские отталкивания дырок на меди и кислороде равны соответственно $I_{dd} = 5$ эВ и $I_{pp} = 1$ эВ. Параметр кулоновского отталкивания дырок меди и кислорода $V_{pd} = 0$. Интегралы перескока $t_{pd} = 1$ эВ, $t^{(xx)} = t^{(yy)} = 0.1$ эВ и $t^{(xy)} = 0.25$ эВ. Параметр перескока t_0 выражается через параметр гибридизации t_{pd} следующим образом: $t_0 = 1.9164 t_{pd}$.

Используя известное разложение вида

$$f = \sum_{p,q} \langle p|f|q\rangle X^{p,q}, \quad (5)$$

где $X^{p,q}$ — операторы Хаббарда, построенные на базисе функций (1), а f — произвольный оператор, находим

$$\begin{aligned} d_{\sigma}^{+} &= X^{\sigma_d,0} + (-1)^{\frac{1}{2}-\sigma_d} \left(X^{dd,\bar{\sigma}_d} + \frac{1}{\sqrt{2}} X^{pd,\bar{\sigma}_p} \right), \\ p_{\sigma}^{+} &= X^{\sigma_p,0} + (-1)^{\frac{1}{2}-\sigma_p} \left(X^{pp,\bar{\sigma}_p} + \frac{1}{\sqrt{2}} X^{pd,\bar{\sigma}_d} \right), \end{aligned} \tag{6}$$

и гамильтониан H_{0i} может быть переписан следующим образом:

$$\begin{aligned} H_{0i} &= \varepsilon_d \sum X_i^{\sigma_d,\sigma_d} + \varepsilon_p \sum X_i^{\sigma_p,\sigma_p} + (I_{dd} + 2\varepsilon_d) X_i^{dd,dd} + \\ &+ (I_{pp} + 2\varepsilon_p) X_i^{pp,pp} + (V_{pd} + \varepsilon_d + \varepsilon_p) X_i^{pd,pd} + H_{hop}. \end{aligned} \tag{7}$$

Рассмотрим структуру слагаемого H_{hop} в пределах одной ячейки. После преобразования (6) имеем

$$\begin{aligned} H_{hop} &= t_0 \sum (d_{\sigma}^{+} p_{\sigma} + p_{\sigma}^{+} d_{\sigma}) = t_0 \sum (X^{\sigma_d,0} X^{0,\sigma_p} + X^{\sigma_p,0} X^{0,\sigma_d}) + \\ &+ \sqrt{2} t_0 (X^{pd,pp} + X^{dd,pd} + X^{pd,dd} + X^{pp,pd}). \end{aligned} \tag{8}$$

Из правой части (8) видно, что имеется гибридизация как одно- так и двухчастичных состояний. Для диагонализации гамильтониана в пределах одной ячейки необходимо еще одно каноническое преобразование вида

$$\begin{aligned} \psi^{\sigma_d,0} &= c_d X^{\sigma_d,0} + c_p X^{\sigma_p,0}, \\ \psi^{pd,0} &= c_{dd} X^{dd,0} + c_{pp} X^{pp,0} + c_{pd} X^{pd,0}. \end{aligned} \tag{9}$$

При этом связь операторов d_{σ}^{+} и p_{σ}^{+} с операторами $\psi^{p,q}$ определяется разложениями типа

$$\begin{aligned} d_{\sigma}^{+} &= c_{1d} \psi^{\sigma_d,0} + c_{2d} \psi^{\sigma_p,0} + (-1)^{\frac{1}{2}-\sigma} (c_{3d} \psi^{dd,\bar{\sigma}_d} + c_{4d} \psi^{pp,\bar{\sigma}_d} + \\ &+ c_{5d} \psi^{pd,\bar{\sigma}_d} + c_{6d} \psi^{dd,\bar{\sigma}_p} + c_{7d} \psi^{pp,\bar{\sigma}_p} + c_{8d} \psi^{pd,\bar{\sigma}_p}), \\ p_{\sigma}^{+} &= c_{1p} \psi^{\sigma_d,0} + c_{2p} \psi^{\sigma_p,0} + (-1)^{\frac{1}{2}-\sigma} (c_{3p} \psi^{dd,\bar{\sigma}_d} + c_{4p} \psi^{pp,\bar{\sigma}_d} + \\ &+ c_{5p} \psi^{pd,\bar{\sigma}_d} + c_{6p} \psi^{dd,\bar{\sigma}_p} + c_{7p} \psi^{pp,\bar{\sigma}_p} + c_{8p} \psi^{pd,\bar{\sigma}_p}). \end{aligned} \tag{10}$$

Диагонализированный таким образом гамильтониан (7) приобретает вид

$$H_{0i} = E_d \sum \psi_i^{\sigma_d,\sigma_d} + E_p \sum \psi_i^{\sigma_p,\sigma_p} + E_{dd} \psi_i^{dd,dd} + E_{pp} \psi_i^{pp,pp} + E_{pd} \psi_i^{pd,pd} \tag{11}$$

и имеет собственные значения

$$\begin{aligned} E_d &= \frac{\varepsilon_d + \varepsilon_p}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{(\varepsilon_p - \varepsilon_d)^2 + 4t_0^2}, \\ E_p &= \frac{\varepsilon_d + \varepsilon_p}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{(\varepsilon_p - \varepsilon_d)^2 + 4t_0^2}, \end{aligned} \tag{12}$$

а E_{dd} , E_{pp} , E_{pd} определяются из уравнения

$$\det \begin{vmatrix} I_{dd} + 2\varepsilon_d - E & 0 & \sqrt{2} t_0 \\ 0 & I_{pp} + 2\varepsilon_p - E & \sqrt{2} t_0 \\ \sqrt{2} t_0 & \sqrt{2} t_0 & V_{pd} + \varepsilon_d + \varepsilon_p - E \end{vmatrix} = 0. \tag{13}$$

Из (11)–(13) видно, что самые низкие энергии квазичастичных возбуждений таковы: $E_{pd} - E_p$, $\varepsilon_d = E_d$ и $\varepsilon_{pd} = E_{pd} - E_d$. Энергия ε_d соответствует нижней хаббардовской зоне меди, в то время как ε_{pd} соответствует синглетнокоррелированной зоне кислорода, которая заполняется при допировании. Квазичастичная зона с энергией $E_{pd} - E_p$ находится ниже ε_d . Она всегда заполнена и ниже учитываться не будет.

В нашем рассмотрении синглетные состояния зоны дырок ε_{pd} являются линейными комбинациями синглета Занга–Райса, состояния Cu^{3+} ($S = 0$) и нейтрального кислорода. Эти состояния перемешиваются, и их правильная комбинация определяется секулярным уравнением (13). В частности, при выбранном выше наборе параметров мы получаем оператор рождения синглета в виде

$$\psi^{pd,0} = 0.9X^{pd,0} + 0.35X^{pp,0} + 0.28X^{dd,0}. \quad (14)$$

Как видно из (14), основное синглетное состояние — это на 80% синглет Занга–Райса, на 12% нейтральный кислород и на 8% Cu^{3+} ($S = 0$). На первый взгляд, полученная нами доля состояния Cu^{3+} ($S = 0$) значительно меньше, чем была найдена в кластерных расчетах [26]. В действительности дело связано с различным определением состояния Cu^{3+} . Для сравнения с [26] необходимо провести преобразование базиса (1) и записать состояние (14) в виде разложения по молекулярным орбиталям. Процедура преобразования такого типа недавно обсуждалась в [27]. С ее помощью легко проследить эквивалентность приведенного выше описания методу молекулярных орбиталей [26].

Используемая здесь модель с двумя зонами вблизи поверхности Ферми имеет много общего с известной моделью Хаббарда [28]. В частности, уравнение для числа дырок на одну ячейку может быть записано в виде

$$n = 1 + \delta = \sum d_{\sigma}^{\dagger} d_{\sigma} + \sum p_{\sigma}^{\dagger} p_{\sigma} = \sum \psi^{\sigma_d, \sigma_d} + 2\psi^{pd, pd}, \quad (15)$$

где δ — число дополнительных дырок. Антicomмутаторные соотношения аналогичны хаббардовским:

$$\begin{aligned} \{\psi^{pd, \sigma_p}, \psi^{\sigma_p, pd}\} &= \psi^{pd, pd}, \\ \{\psi^{pd, \sigma_d}, \psi^{\sigma_d, pd}\} &= \psi^{pd, pd} + \psi^{\sigma_d, \sigma_d} = \frac{1}{2} + \frac{\delta}{2} = P_{pd}, \\ \{\psi^{\sigma_d, 0}, \psi^{0, \sigma_d}\} &= \psi^{00} + \psi^{\sigma_d, \sigma_d} = P_d. \end{aligned} \quad (16)$$

Исходя из условия полноты (сейчас это соотношение является приближенным)

$$\psi^{00} + \psi^{\uparrow, \uparrow} + \psi^{\downarrow, \downarrow} + \psi^{pd, pd} = 1, \quad (17)$$

можно заметить, что в отсутствии намагниченности

$$P_d = \frac{1}{2} - \frac{\delta}{2}. \quad (18)$$

При $\delta = 0$, как и в теории Хаббарда, мы имеем диэлектрическое состояние. Синглетнокоррелированная зона аналогична верхней хаббардовской зоне. Так, при увеличении концентрации дырок δ спектральный вес ее увеличивается как $2\delta/(1 + \delta)$. Имеется, однако, и существенное отличие от модели Хаббарда. Энергия расщепления подзон в данном случае примерно на порядок меньше, нежели в модели Хаббарда. В двухзонном представлении модели Хаббарда спин-спиновое взаимодействие вида

$J_{ij}[2(S_i S_j) - n_i n_j / 2]$ отсутствует. Оно появляется лишь в однозонном варианте расчета как результат учета влияния верхней подзоны (в нашем случае подзоны E_{pd}) во втором порядке теории возмущений. В нашем случае суперобменное взаимодействие спинов меди имеет место и в двухзонном варианте. Оно учитывает влияние высоколежащих синглетных состояний E_{dd} и E_{pp} на нижние подзоны ϵ_d и ϵ_{pd} , обусловленное виртуальными перескоками дырки в соседние узлы решетки. Однако, как мы увидим ниже, по сравнению с однозонным вариантом оно в значительной степени ослаблено. Последнее обстоятельство очень важно для теории, так как появляется возможность корректно учесть суперобменное взаимодействие спинов меди и при малых степенях допирования, когда ширина синглетной зоны E_{pd} сравнительно мала.

3. ОПЕРАТОР ПЕРЕСКОКОВ, СУПЕРОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Оператор перескоков дырки по узлам решетки плоскости CuO_2 в представлении функций Ванье $p_{j\sigma}$ имеет вид

$$H_1 = -t^{(pd)} \sum_{i \neq j} C_{ij} (d_{i\sigma}^+ p_{j\sigma} + p_{j\sigma}^+ d_{i\sigma}) + \sum_{i \neq j} (t^{(xy)} S_{ij} - t^{(xx)} D_{ij}) p_{i\sigma}^+ p_{j\sigma}, \quad (19)$$

где коэффициенты C_{ij} , S_{ij} и D_{ij} определяются выражениями

$$\begin{aligned} C_{ij} &= \frac{2}{N} \sum \beta_k^{-1} \exp(i\mathbf{kR}_{ij}), \\ S_{ij} &= \frac{1}{N} \sum [\cos(k_x a) + \cos(k_y a) - 2 \cos(k_x a) \cos(k_y a)] \beta_k^2 \exp(i\mathbf{kR}_{ij}), \\ D_{ij} &= \frac{1}{2N} \sum [\cos(k_x a) + \cos(k_y a) - \cos(2k_x a) - \cos(2k_y a)] \beta_k^2 \exp(i\mathbf{kR}_{ij}). \end{aligned} \quad (20)$$

Рассчитанные нами значения этих коэффициентов приведены в таблице. Подставляя (10) в (19) и оставляя лишь операторы двух ближайших к уровню Ферми зон, получаем

$$\begin{aligned} H_1 &= \sum_{i \neq j} t_{ij}^{(1)} \psi_i^{pd, \bar{\sigma}} \psi_j^{\bar{\sigma}, pd} + \sum_{i \neq j} t_{ij}^{(2)} \psi_i^{\sigma, 0} \psi_j^{0, \sigma} + \sum_{i \neq j} t_{ij}^{(12)} (-1)^{s-\sigma} (\psi_i^{\sigma, 0} \psi_j^{\bar{\sigma}, pd} + \psi_j^{pd, \bar{\sigma}} \psi_i^{0, \sigma}) - \\ &- \sum_{i > j} J_{ij} (-1)^{1-\sigma-\sigma'} \psi_i^{\sigma, \sigma'} \psi_j^{\bar{\sigma}, \bar{\sigma}'}. \end{aligned} \quad (21)$$

В этом выражении и ниже σ имеет смысл символа σ_d . Входящие в (21) эффективные интегралы перескока связаны с интегралами перескока медь-кислород $t^{(pd)}$ и кислород-кислород $t^{(xy)}$, $t^{(xx)}$ следующим образом:

$$\begin{aligned} t_{ij}^{(1)} &= 2c_{5d}c_{5p} (-t^{(pd)}C_{ij}) + c_{5p}^2 (t^{(xy)}S_{ij} - t^{(xx)}D_{ij}), \\ t_{ij}^{(2)} &= 2c_{1d}c_{1p} (-t^{(pd)}C_{ij}) + c_{1p}^2 (t^{(xy)}S_{ij} - t^{(xx)}D_{ij}), \\ t_{ij}^{(12)} &= (c_{1d}c_{5p} + c_{1p}c_{5d}) (-t^{(pd)}C_{ij}) + c_{1p}c_{5p} (t^{(xy)}S_{ij} - t^{(xx)}D_{ij}). \end{aligned} \quad (22)$$

Интересно отметить, что в отличие от известной t - J -модели, мы имеем сравнительно эффективные перескоки также между вторыми и третьими соседями. На важность

Значения коэффициентов C_{ij} , S_{ij} и D_{ij} , вычисленные по формулам (20)

i/j	0	1	2	3	4
C_{ij}					
0	0				
1	-0.2747	-0.0461			
2	-0.0269	-0.0134	-0.0064		
3	-0.0069	-0.0051	-0.0032	-0.0020	
4	-0.0027	-0.0023	-0.0017	-0.0012	-0.0008
S_{ij}					
0	0				
1	0.5357	-0.2393			
2	0.1252	-0.0341	-0.0206		
3	0.0331	-0.0015	-0.0072	-0.0048	
4	0.0103	0.0022	-0.0019	-0.0023	-0.0016
D_{ij}					
0	0				
1	0.4446	0.2393			
2	-0.1252	0.0340	0.0206		
3	-0.0332	0.0014	0.0071	0.0047	
4	-0.0104	-0.0022	0.0018	0.0023	0.0016

учета перескоков на вторых и третьих соседей при анализе строения зон вблизи ферми-поверхности обращается внимание также в ряде недавних работ [29–31]. Это связано с тем, что их отношение сильно влияет на форму и положение пика плотности состояний, находящегося вблизи ферми-уровня. Тем не менее все эти рассчитанные значения следует рассматривать как оценочные. Дело в том, что синглетные медь-кислородные состояния даже сильнее чем состояния меди связаны с колебательными модами [32]. Это обстоятельство должно привести к появлению полярных множителей вида [33]

$$\exp\left(-\gamma \frac{E_{pol}}{\hbar\omega}\right), \quad (23)$$

которые в несколько раз могут быть меньше единицы. Поскольку этот вопрос еще не изучен, ниже мы будем использовать лишь относительные значения рассчитанных интегралов перескока (22), а их абсолютные значения будем подбирать в соответствии с фотоэмиссионными данными [34], т.е. по ширине зоны. Оцененный таким образом множитель (23) был выбран равным 1/3.

Последняя сумма в (21) представляет собой суперобменное взаимодействие спинов меди. Оно получается во втором порядке теории возмущений, как и в теории Андерсона [35], через возбужденные синглеты E_{dd} и E_{pp} . Выражение для J_{ij} имеет вид

$$J_{ij} = 2 \left\{ \frac{[-(c_{1d}c_{3p} + c_{1p}c_{3d})t^{(pd)}C_{ij} + c_{1p}c_{3p}(t^{(xy)}S_{ij} - t^{(xx)}D_{ij})]^2}{E_{dd} - 2E_d} + \frac{[-(c_{1d}c_{7p} + c_{1p}c_{7d})t^{(pd)}C_{ij} + c_{1p}c_{7p}(t^{(xy)}S_{ij} - t^{(xx)}D_{ij})]^2}{E_{pp} - 2E_d} \right\}. \quad (24)$$

Численные оценки для ближайших узлов меди показывают, что величина $J = 2J_{i,i+1} \approx 0.03$ эВ. Отметим, что в однозонном описании выражение (24) имело бы дополнительный вклад вида

$$\frac{2(t_{i,i+1}^{(12)})^2}{E_{pd} - 2E_d} \approx 0.05 \text{ эВ}. \quad (25)$$

Сумму этих двух вкладов, (24) и (25), следует сравнивать со значением суперобменного интеграла $2J_{i,i+1} = 0.13$ эВ, определяемого в опытах по рассеянию нейтронов [36].

4. СПИНОВАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ

Оператор энергии спиновой системы во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси z , имеет вид

$$H_z = -g_d\beta H \sum d_{i\sigma}^+ \langle \sigma | S_d^z | \sigma \rangle d_{i\sigma} - g_p\beta H \sum p_{i\sigma}^+ \langle \sigma | S_p^z | \sigma \rangle p_{i\sigma}, \quad (26)$$

где S_d^z и S_p^z — спиновые операторы дырок, распределенных по позициям узлов соответственно меди и кислорода. Используя (10), получаем

$$H_z = -g\beta H \sum S_{zi}. \quad (27)$$

Здесь g -фактор определяется выражением

$$g = g_d|c_{1d}|^2 + g_p|c_{1p}|^2 \quad (28)$$

и введено обозначение

$$S_{zi} = \frac{1}{2} (\psi_i^{\uparrow,\uparrow} - \psi_i^{\downarrow,\downarrow}). \quad (29)$$

Значение g -фактора не зависит от степени допирования. Поэтому мы можем брать $g_{\parallel} = 2.3 \pm 0.1$ и $g_{\perp} = 2.1 \pm 0.05$ как и для слабодопированных купратов. Для расчета среднего значения $\langle S_{zi} \rangle$ мы воспользуемся приемом, предложенным в [24]. Однако сейчас в отличие от [24] будем использовать улучшенный по сравнению с Хаббард I вариант расщепления уравнений Грина, т. е. как в [21–23].

Спектр элементарных возбуждений с учетом энергии спинов во внешнем поле имеет вид

$$\epsilon_{1k\uparrow, 2k\uparrow} = \frac{E_{k\uparrow}^{(dd)} + E_{k\downarrow}^{(pp)}}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(E_{k\uparrow}^{(dd)} - E_{k\downarrow}^{(pp)})^2 + 4E_{k\downarrow}^{(dp)} E_{k\uparrow}^{(pd)}}, \quad (30)$$

где $E_{k\uparrow}^{(dd)}$, $E_{k\downarrow}^{(pp)}$, $E_{k\uparrow}^{(pd)}$, $E_{k\downarrow}^{(dp)}$ — фурье-образы соответствующих коэффициентов $E_{ij\uparrow}^{(dd)}$, $E_{ij\downarrow}^{(pp)}$, $E_{ij\uparrow}^{(pd)}$, $E_{ij\downarrow}^{(dp)}$, определяемых уравнениями

$$\begin{aligned} \langle \psi_j^{0,0} + \psi_j^{\uparrow,\uparrow} \rangle E_{ij\uparrow}^{(dd)} &= \left\langle \left\{ \left[\psi_i^{0,\uparrow}, H \right], \psi_j^{\uparrow,0} \right\} \right\rangle, \\ \langle \psi_j^{\downarrow,\downarrow} + \psi_j^{pd,pd} \rangle E_{ij\downarrow}^{(pp)} &= \left\langle \left\{ \left[\psi_i^{\downarrow,pd}, H \right], \psi_j^{pd,\downarrow} \right\} \right\rangle, \\ \langle \psi_j^{0,0} + \psi_j^{\uparrow,\uparrow} \rangle E_{ij\uparrow}^{(pd)} &= \left\langle \left\{ \left[\psi_i^{\downarrow,pd}, H \right], \psi_j^{\uparrow,0} \right\} \right\rangle, \\ \langle \psi_j^{\downarrow,\downarrow} + \psi_j^{pd,pd} \rangle E_{ij\downarrow}^{(dp)} &= \left\langle \left\{ \left[\psi_i^{0,\uparrow}, H \right], \psi_j^{pd,\downarrow} \right\} \right\rangle. \end{aligned} \quad (31)$$

В правой части (31) квадратные скобки обозначают коммутаторы с гамильтонианом

$$H = H_0 + H_1 + H_z \quad (32)$$

(см. (11), (21) и (27)), а фигурные скобки — антикоммутаторы.

Используя уравнение для химического потенциала (15), условие полноты (17) и определение $\langle S_{zi} \rangle$, для узельных средних находим

$$\begin{aligned} \langle \psi_i^{pd,pd} + \psi_i^{\uparrow,\uparrow} \rangle &= \frac{1+\delta}{2} + \langle S_{zi} \rangle, \\ \langle \psi_i^{pd,pd} + \psi_i^{\downarrow,\downarrow} \rangle &= \frac{1+\delta}{2} - \langle S_{zi} \rangle, \\ \langle \psi_i^{\uparrow,\uparrow} + \psi_i^{0,0} \rangle &= \frac{1-\delta}{2} + \langle S_{zi} \rangle, \\ \langle \psi_i^{\downarrow,\downarrow} + \psi_i^{0,0} \rangle &= \frac{1-\delta}{2} - \langle S_{zi} \rangle. \end{aligned} \quad (33)$$

Межузельные средние, появляющиеся в правой части (31), также легко могут быть выражены через число допированных дырок δ , среднее значение $\langle S_{zi} \rangle$ и спиновые корреляционные функции $\langle S_i S_j \rangle$, в частности

$$\begin{aligned} &\left\langle \left(\psi_i^{\downarrow,\downarrow} + \psi_i^{pd,pd} \right) \left(\psi_j^{\downarrow,\downarrow} + \psi_j^{pd,pd} \right) + \psi_i^{\uparrow,\uparrow} \psi_j^{\uparrow,\uparrow} \right\rangle = \\ &= \left(\frac{1+\delta}{2} \right)^2 + \langle S_i S_j \rangle - \left(\frac{1+\delta}{2} \right) (\langle S_{zi} \rangle + \langle S_{zj} \rangle) \end{aligned} \quad (34)$$

и т. п. После подстановки (33), (34) в (31) и (30) видно, что энергии квазичастичных возбуждений зависят от средних значений $\langle S_{zi} \rangle$. В режиме быстрых спиновых флуктуаций, т. е. когда $\langle S_{zi} \rangle$ не зависит от индекса i и много меньше $1/2$, получаем

$$\begin{aligned} \varepsilon_{1k\uparrow} &= \varepsilon_k^{(1)} - \frac{1}{2} g\beta H - F_{1k} \frac{\langle S_z \rangle}{2}, \\ \varepsilon_{2k\uparrow} &= \varepsilon_k^{(2)} - \frac{1}{2} g\beta H - F_{2k} \frac{\langle S_z \rangle}{2}, \end{aligned} \quad (35)$$

где ε_{1k} и ε_{2k} — энергии квазичастиц в отсутствие магнитного поля:

$$\varepsilon_{1k,2k} = \frac{E_k^{(dd)} + E_k^{(pp)}}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(E_k^{(dd)} - E_k^{(pp)} \right)^2 + 4E_k^{(dp)} E_k^{(pd)}}. \quad (36)$$

Здесь использованы обозначения

$$\begin{aligned}
 E_k^{(dd)} &= \varepsilon_d + t_k^{dd} + \frac{2J_k^{dd}}{1-\delta}, & E_k^{(pp)} &= \varepsilon_{pd} + t_k^{pp} + \frac{2J_k^{pp}}{1+\delta}, \\
 E_k^{(pd)} &= \sum_l \left[\frac{1-\delta}{2} - \frac{2}{1+\delta} \langle S_i S_l \rangle \right] t_{il}^{(12)} \exp(i\mathbf{kR}_{il}), \\
 E_k^{(dp)} &= \sum_l \left[\frac{1+\delta}{2} - \frac{2}{1-\delta} \langle S_i S_l \rangle \right] t_{il}^{(12)} \exp(i\mathbf{kR}_{il}), \\
 t_k^{dd} &= \sum_l \left[\frac{1-\delta}{2} + \frac{2}{1-\delta} \langle S_i S_l \rangle \right] t_{il}^{(2)} \exp(i\mathbf{kR}_{il}), \\
 t_k^{pp} &= \sum_l \left[\frac{1+\delta}{2} + \frac{2}{1+\delta} \langle S_i S_l \rangle \right] t_{il}^{(1)} \exp(i\mathbf{kR}_{il}), \\
 J_k^{dd} &= \frac{1}{2} J [4\langle S_i S_j \rangle^{(1)} - 1] - J \langle \psi_i^{1,0} \psi_{i+1}^{0,1} \rangle [\cos(k_x a) + \cos(k_y a)], \\
 J_k^{pp} &= \frac{1}{2} J [1 + 2\delta - 4\langle S_i S_j \rangle^{(1)}] - J \langle \psi_i^{pd,1} \psi_{i+1}^{1,pd} \rangle [\cos(k_x a) + \cos(k_y a)],
 \end{aligned} \tag{37}$$

$\langle S_i S_j \rangle^{(1)}$ — спиновая корреляционная функция для ближайших спинов меди. Функции F_{1k} и F_{2k} определяются выражениями

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2} F_{1k,2k} &= t_k^p - t_k^d - T_k^p + T_k^d \pm \frac{1}{\varepsilon_{1k} - \varepsilon_{2k}} \times \\
 &\times \left\{ (E_k^{(pp)} - E_k^{(dd)}) [t_k^p + t_k^d - T_k^p - T_k^d] - 2\delta \frac{E_k^{(pd)} E_k^{(dp)}}{1-\delta^2} \right\},
 \end{aligned} \tag{38}$$

где

$$\begin{aligned}
 T_k^p &= \frac{E_k^{pp} + 2\delta J - \varepsilon_{pd}}{1+\delta}, & T_k^d &= \frac{E_k^{dd} - \varepsilon_d}{1-\delta}, \\
 t_k^p &= \sum_l t_{il}^{(1)} \exp(i\mathbf{kR}_{il}), & t_k^d &= \sum_l t_{il}^{(2)} \exp(i\mathbf{kR}_{il}).
 \end{aligned} \tag{39}$$

Из (35) видно, что энергия квазичастиц в магнитном поле существенно отличается от фермиевской, для которой функции F_{1k} и F_{2k} были бы равны нулю. Это — одна из важнейших причин нефермижидкостного характера спиновой восприимчивости. Каждая из квазичастиц как бы находится в эффективном магнитном поле других частиц, причем это поле не обращается в нуль, если отключить спин-спиновую связь, положив $J = 0$. Другая причина нефермижидкостного поведения связана с особенностями поведения спектрального веса. Так, например, спектральный вес синглетной зоны при допировании изменяется не как δ (случай ферми-жидкости), а как $2\delta/(1+\delta)$, т. е. зона полностью заполняется при $\delta = 1$, а ее половинное заполнение происходит уже при $\delta = 1/3$.

Для получения самосогласованного уравнения для $\langle S_z \rangle$ возможны различные варианты расчета, приводящие к одинаковому результату. Так как для приложений нас

интересует случай $\delta > 0$, т.е. когда химический потенциал располагается в зоне ϵ_{1k} , удобно воспользоваться цепочкой равенств

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{1}{N} \sum \langle \psi_k^{pd, \uparrow} \psi_k^{1, pd} \rangle = \frac{1}{N} \sum \langle \psi_k^{pd, \uparrow} \psi_k^{1, pd} \rangle = \\ &= \frac{1}{N} \left(\frac{1 + \delta}{2} - \langle S_z \rangle \right) \sum_k \left[\frac{\epsilon_{1k\uparrow} - E_k^{(dd)}}{\epsilon_{1k\uparrow} - \epsilon_{2k\uparrow}} f(\epsilon_{1k\uparrow} - \mu) + \frac{E_k^{dd} - \epsilon_{2k\uparrow}}{\epsilon_{1k\uparrow} - \epsilon_{2k\uparrow}} f(\epsilon_{2k\uparrow} - \mu) \right], \end{aligned} \quad (40)$$

где

$$f(\epsilon_{1k\uparrow} - \mu) = \left[1 + \exp \left(\frac{\epsilon_{1k\uparrow} - \mu}{\Theta} \right) \right]^{-1}$$

— функция Ферми, μ — химический потенциал, $\Theta = kT$.

Раскладывая правую часть (40) по $\langle S_z \rangle$, с учетом (35) находим выражение для $\langle S_z \rangle$ как функцию магнитного поля, а следовательно, и выражение для магнитной восприимчивости $\chi(\Theta, \delta)$ в расчете на один узел меди:

$$\chi(\Theta, \delta) = \frac{(1 + \delta)^2}{[4\delta + \Lambda(\Theta, \delta) + Z(\Theta, \delta)]} \chi_p(\Theta, \delta). \quad (41)$$

Здесь $\chi(\Theta, \delta)$ — типичное выражение для восприимчивости Паули–Линдхарда в рамках двухзонной модели:

$$\chi_p(\Theta, \delta) = -\frac{1}{2N} (g\beta)^2 \sum_k \left[\frac{\epsilon_{1k} - E_k^{(dd)}}{\epsilon_{1k} - \epsilon_{2k}} \frac{\partial f(\epsilon_{1k})}{\partial \epsilon_{1k}} + \frac{E_k^{(dd)} - \epsilon_{2k}}{\epsilon_{1k} - \epsilon_{2k}} \frac{\partial f(\epsilon_{2k})}{\partial \epsilon_{2k}} \right]. \quad (42)$$

Функции $Z(\Theta, \delta)$ и $\Lambda(\Theta, \delta)$ определяются выражениями

$$Z(\Theta, \delta) = \frac{(1 + \delta)^2}{2N} \sum \left[\frac{\epsilon_{1k} - E_k^{(dd)}}{\epsilon_{1k} - \epsilon_{2k}} F_{1k} \frac{\partial f(\epsilon_{1k})}{\partial \epsilon_{1k}} + \frac{E_k^{(dd)} - \epsilon_{2k}}{\epsilon_{1k} - \epsilon_{2k}} F_{2k} \frac{\partial f(\epsilon_{2k})}{\partial \epsilon_{2k}} \right], \quad (43)$$

$$\Lambda(\Theta, \delta) = \frac{(1 + \delta)^2}{2N} \sum \Phi_k [f(\epsilon_{1k}) - f(\epsilon_{2k})].$$

Происхождение функции Φ_k связано с зависимостью коэффициентов перед функциями Ферми в (40) от направления спина. Эта функция определяется формулой

$$\begin{aligned} \Phi_k &= \frac{2}{\epsilon_{1k} - \epsilon_{2k}} (t_k^p + t_k^d - T_k^p - T_k^d) + \frac{2(E_k^{(pp)} - E_k^{(dd)})}{(\epsilon_{1k} - \epsilon_{2k})^3} \times \\ &\times \left[\frac{4\delta E_k^{(dp)} E_k^{(pd)}}{1 - \delta^2} - (E_k^{(pp)} - E_k^{(dd)}) (t_k^p + t_k^d - T_k^p - T_k^d) \right]. \end{aligned} \quad (44)$$

Так как выражения (43) и (44) содержат разность энергий и разность ферми-функций разных зон, вклад в восприимчивость, представляемый в (41) функцией $\Lambda(\Theta, \delta)$, напоминает перекрестную восприимчивость в теории ферми-жидкости. Таким образом, появление этой поправки вполне естественно. Опыт наших численных расчетов показывает, что относительная роль функции $\Lambda(\Theta, \delta)$ мала, и эта поправка в восприимчивость для детального сравнения с перекрестной восприимчивостью вполне может быть

записана в аддитивном виде после разложения знаменателя в (41) в ряд Тейлора. Отметим также, что при $t_k^{(12)} = 0$ функция $\Lambda(\Theta, \delta)$ обращается в нуль.

Как уже отмечалось во Введении, поведение функции $\chi_p(\Theta, \delta)$ довольно подробно изучено при различных вариантах плотности состояний (см., например, [8] и [16, 17]). Неявная ее зависимость от индекса допирования δ связана с различной плотностью состояний на уровне Ферми при различных δ .

Знаменатель в (41) имеет общие черты с известным стонеровским фактором в теории ферми-жидкости. В частности, исключив временно из рассмотрения вторую зону и положив в (37) $\langle S_i S_j \rangle^{(1)} = -3/4$ (максимально возможное значение антиферромагнитных корреляций), находим, что

$$Z(\Theta, \delta) = 2(1 + \delta)^2 [-t_k^p(\mu) + 4J] \chi_p(\Theta, \delta), \quad (45)$$

где $t_k^p(\mu)$ — значение t_k^p на уровне Ферми. В зависимости от характера заполнения зоны величина $t_k^p(\mu)$ может иметь как положительный, так и отрицательный знак. В общем случае температурные зависимости $Z(\Theta, \delta)$ и $\chi_p(\Theta, \delta)$ одинаковы при $F_{1k}(\mu) < 0$, но обратны при противоположном знаке $F_{1k}(\mu)$. Последний случай реализуется при сильном допировании, так как $t_k^p(\mu) > 0$. При этом, однако, знаменатель в (41) не изменяет своего знака, оказываясь все время положительным. Функция $\chi(\Theta, \delta)$ соответствует парамагнитной спиновой восприимчивости (при любых $\delta > 0$).

5. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Плотность состояний зон ε_{1k} и ε_{2k} при двух значениях $x = 0.15$ и $x = 0.25$ (при $T = 300$ К соответственно $\delta = 0.02$ и 0.09) приведена на рис. 1. Положение химического потенциала при температуре $T = 300$ К изображено вертикальной штриховой линией. Зоне ε_{1k} (в области от 1.0 до -0.5 эВ) соответствует нижняя хаббардовская зона меди. Она полностью заполнена. Возникающие при допировании дырки заселяют синглетную зону ε_{2k} (в области от -0.15 до 0.3 эВ). Так как элементарная ячейка $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ содержит не только фрагмент CuO_2 , как в работах [15–18], мы допускаем также существование дополнительной сравнительно широкой зоны вблизи ферми-уровня. Эта зона включается феноменологически в виде «фоновой» зоны шириной порядка 1.25 эВ.

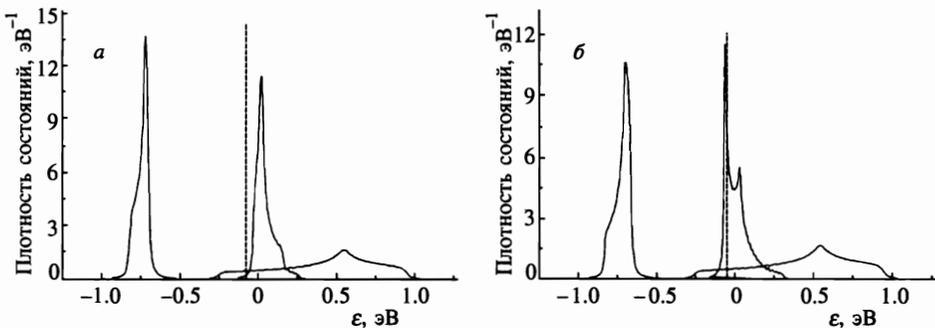


Рис. 1. Плотность состояний при $T = 300$ К: a — $x = 0.15$; b — $x = 0.25$. Вертикальная штриховая линия показывает положение химического потенциала

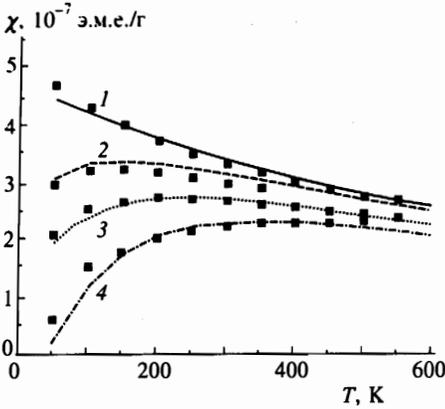


Рис. 2. Температурные зависимости спиновой восприимчивости, рассчитанные по формуле (41): квадратики соответствуют экспериментальным значениям из работы [39]. 1 — $x = 0.25$; 2 — $x = 0.22$; 3 — $x = 0.18$; 4 — $x = 0.15$

Как видно из рис. 1б, в плотности состояний синглетной зоны имеются два пика. Пик у дна зоны связан с гибридизацией состояний ε_d и ε_{pd} , и при $0.15 < x < 0.25$ химический потенциал находится в области этого пика. Второй пик в области высоких энергий обусловлен геометрическими особенностями двумерной решетки. Это пик Ван Хова, который при параметре $t^{(12)} = 0$ (см. (21)) оказывается примерно в центре зоны. Зависимость спиновых корреляционных функций $\langle S_i S_j \rangle$ от индекса допирования задавалась аналогично тому, как это делалось в работе [21]. Для $\delta = 0, 0.2$ и 0.4 они составляли соответственно для первых соседей $\langle S_i S_j \rangle^{(1)} = -0.25, -0.10$ и 0 ; для вторых соседей $\langle S_i S_j \rangle^{(2)} = 0.15, 0.06$ и 0 . Отметим, что при $\delta = 0$ факторы, определяющие зависимость величины эффективных интегралов перескока от спиновых корреляционных функций $\langle S_i S_j \rangle$ в выражениях для t_k^{dd} и t_k^{pp} сводятся к виду $1/2 + 2\langle S_i S_j \rangle$, который был найден в [37], путем точного расчета спектра одночастичных возбуждений дырки в изинговской решетке. При $\langle S_i S_j \rangle = -0.25$ ширины зон обращаются в нуль, что, как известно (см., например, [28]), необходимо для корректного описания пограничной области перехода диэлектрик–металл. В этом смысле наш вариант описания синглетной зоны эквивалентен приведенному в [38], но не требует введения вспомогательных бозонов.

Рассчитанные температурные зависимости спиновой восприимчивости по формуле (41) при значениях $x = 0.15, 0.18, 0.22$ и 0.25 приведены на рис. 2. Соответствующие значения δ рассчитывались в соответствии с картиной плотности состояний (рис. 1) и при $T = 300$ К оказались равными $\delta = 0.02, 0.04, 0.06$ и 0.09 . Как видно из рис. 2, формула (41) хорошо воспроизводит наблюдаемую в экспериментах [1–6, 39] сильную зависимость спиновой восприимчивости от температуры и степени допирования. Спиновая восприимчивость «широкой» фоновой зоны, как видно из плотности состояний, мала и не зависит ни от T , ни от δ . При малых дозах допирования химический потенциал расположен перед гибридизационным пиком в плотности состояний синглетной зоны (рис. 1а). Энергетический интервал между химическим потенциалом и положением пика плотности состояний играет роль «псевдощели». По мере увеличения температуры квазичастицы «забрасываются» в область высокой плотности состояний и, как следствие этого, восприимчивость нарастает. При увеличении степени допирования δ ферми-уровень входит в пик плотности состояний, псевдощель уменьшается и спиновая восприимчивость увеличивается. По мере прохождения химического потенциала через пик плотности состояний система оказывается в режиме узкой зоны или локаль-

ного уровня, что, естественно, приводит к уменьшению спиновой восприимчивости с увеличением температуры, напоминающему закон Кюри.

Интересна роль знаменателя в выражении (41). При малых δ значение функции $Z(T, \delta)$ убывает и как функция δ , и как функция температуры. В итоге этот знаменатель в (41) помогает лучше описать как абсолютные значения, так и асимптотическое поведение спиновой восприимчивости при высоких температурах, нежели это удалось сделать ранее в рамках классической теории Паули–Линдхарда при той же самой картине плотности состояний [40].

В заключение отметим еще один аргумент в пользу корректности использованной здесь картины плотности состояний. Из исследований рассеяния нейтронов (см., например, [41]) известно, что соединения $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ имеют несоизмеримые с периодом решетки пространственные динамические спиновые корреляции. С точки зрения картины плотности состояний, представленной на рис. 1, это вполне естественно, так как химический потенциал находится в области пика плотности состояний и, следовательно, система действительно нестабильна по отношению к образованию волн зарядовой и спиновой плотности. В этой связи результаты наших расчетов выходят за рамки данной статьи и, в частности, могут служить реальной основой для исследований проблемы нестабильности и флуктуаций в этих и родственных им соединениях.

Авторы благодарны К. А. Кикоину и Р. Хайну (R. Hayn) за полезные замечания. Данная работа выполнена при частичной поддержке Российской программы «Высокотемпературная сверхпроводимость» (проект № 94029) и международной программы «Соросовские аспиранты».

Литература

1. D. C. Johnston, Phys. Rev. Lett. **62**, 957 (1989).
2. J. B. Torrance, A. Bezing, A. I. Nazzari et al., Phys. Rev. B **40**, 8872 (1989).
3. R. Yoshizaki, N. Ishikawa, H. Sawada et al., Physica C **166**, 417 (1990).
4. M. Oda, T. Nakano, Y. Kamada et al., Physica C **183**, 234 (1991).
5. Y.-Q. Song, M. A. Kennard, K. R. Poeppelmeier et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 3131 (1993).
6. H. Y. Hwang, B. Batlogg, H. Takagi et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 2636 (1994).
7. V. Barzykin, D. Pines, and D. Thelen, Phys. Rev. B **50**, 16052 (1994).
8. V. V. Moshalkov, Physica B **163**, 59 (1990).
9. P. Benard, L. Chen, and A.-M. S. Tremblay, Phys. Rev. B **47**, 15217 (1993).
10. K. Levin, Q. Si, and Y. Zha, Physica C **235–240**, 71 (1994).
11. J. Bok and J. Bouvier, Physica C **244**, 357 (1995).
12. R. S. Markiewicz, cond-mat /9611238, submitted to J. Phys. Chem. Sol.
13. H. Romberg, M. Alexander, N. Nucker et al., Phys. Rev. B **42**, № 13, 8768 (1990).
14. Z.-X. Shen, Physica B **197**, 632(1994).
15. J. Thoma, S. Tewari, J. Ruvalds et al., Phys. Rev. B **51**, № 21, 15393 (1995).
16. J. Ruvalds, Superconductor Science & Technology **9**, 1 (1996).
17. G. A. Levin and K. F. Quader, Physica C **258**, 261 (1996).
18. K. F. Quader and G. A. Levin, Phil. Mag. B **74**, 609 (1996).
19. М. В. Еремин, С. Г. Соловьянов, С. В. Варламов и др., Письма в ЖЭТФ **60**, № 2, 118 (1994);
20. M. V. Eremin, S. G. Solovjanov, and S. V. Varlamov, J. Phys. Chem. Sol. **56**, 1713 (1995).
21. N. M. Plakida, R. Hayn, and J.-L. Richard, Phys. Rev. B **51**, 16599 (1995).

22. L. M. Roth, Phys. Rev. **184**, 451 (1969).
23. J. Beenen and D. M. Edwards, Phys. Rev. B **52**, 13636 (1995).
24. M. Eremin, S. Solovjanov, S. Varlamov et al., in *Proc. of the 10th Anniv. Workshop on Physics, Materials and Applications HTS* (Houston, T. X., March 1996), World Scientific, Revers Edge New York (1996), p. 517.
25. F. C. Zhang and T. M. Rice, Phys. Rev. B **37**, 3759 (1988).
26. А. С. Москвин, Н. Н. Ложкарева, Ю. П. Сухоруков и др., ЖЭТФ **105**, 967 (1994).
27. R. Martin, Phys. Rev. B **53**, 15501 (1996).
28. Е. В. Кузьмин, Г. А. Петраковский, З. А. Завадский, *Физика магнитоупорядоченных веществ*, Наука, Москва (1976), с. 97.
29. R. Hayn, A. F. Barabanov, J. Schulenberg et al., Phys. Rev. B **53**, 11714 (1996).
30. V. I. Belinicher, A. L. Chernyshev, and V. A. Shubin, Phys. Rev. B **53**, 335 (1996).
31. L. F. Feiner, J. H. Jefferson, and R. Raimondi, Phys. Rev. Lett. **76**, 4939 (1996).
32. M. V. Eremin, Z. Naturforsch. **49a**, 385 (1994).
33. К. И. Кугель, Д. И. Хомский, ЖЭТФ **79**, 987 (1980).
34. Z.-X. Shen and D. S. Dessau, Phys. Rep. **253**, 1 (1995).
35. P. W. Anderson, Phys. Rev. **115**, 2 (1959).
36. S. M. Hayden, G. Aeppli, T. G. Perring et al., Phys. Rev. B **54**, 6905 (1996).
37. Д. И. Хомский, ФММ **29**, 31 (1970).
38. T. Tanamoto, H. Kohno, and H. Fukujama, J. Phys. Soc. Jap. **62**, 1445 (1993); **63**, 2741 (1994).
39. T. Nakano, Phys. Rev. B **49**, 16000 (1994).
40. M. V. Eremin, E. Sigmund, S. G. Solovjanov et al., J. Supercond. **9**, 299 (1996).
41. K. Yamada, S. Wakimoto, G. Shirane et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 1626 (1995); K. Yamada, J. Wada, K. Kurahashi et al., submitted to Phys. Rev. Lett.