Письма в ЖЭТФ, том 98, вып. 9, с. 596 – 601 © 2013 г. 10 ноября

Эволюция ферми-поверхности ансамбля спин-поляронных квазичастиц в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$

Д. М. Дзебисашвили[+*], В. В. Вальков[+], А. Ф. Барабанов[×]

[+]Институт физики им. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

[*]Сибирский государственный аэрокосмический университет, 660014 Красноярск, Россия

[×]Институт физики высоких давлений им. Верещагина РАН, 142190 Троицк, Россия

Поступила в редакцию 12 июля 2013 г.

Для спин-фермионной модели показано, что спин-поляронная концепция позволяет воспроизвести тонкие особенности эволюции ферми-поверхности $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ в нодальном направлении при изменении уровня допирования x. Определяющими при этом являются спин-коррелированные перескоки носителей и изменение с допированием обратной магнитной корреляционной длины.

DOI: 10.7868/S0370274X13210030

1. Введение. Понимание структуры квазичастиц нормальной фазы купратных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и природы низкоэнергетических взаимодействий является базовой предпосылкой для установления механизма куперовской неустойчивости. Поскольку дисперсионные свойства квазичастиц проявляются прежде всего в топологических особенностях ферми-поверхности (ФП), значительное внимание уделяется экспериментальному и теоретическому изучению модификации ФП в зависимости от допирования.

Важная информация о ФП и спектре элементарных возбуждений содержится в экспериментальных данных по фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES). Результаты обработки ARPES-данных указывают на отличие спектров оптимально допированных купратов от спектров купратов-изоляторов. В частности, в недопированных соединениях реализуется изотропное дно зоны в окрестности точки $N=(\pi/2,\pi/2)$ импульсного пространства [1–5]. В оптимально допированных купратах возникают большая ФП с центром в точке $M=(\pi,\pi)$ и область плоской зоны, которая имеет форму протяженной седловой точки в направлении $(0,\pi/2)$–$(0,\pi)$ [6–12]. При малом и промежуточном допировании область плоской зоны наблюдается и в направлении $(0,\pi)$–$(\pi/2,\pi)$.

В области промежуточного допирования наблюдается высокоэнергетическая псевдощель вблизи точек $X=\{(\pi,0),(0,\pi)\}$ с энергией порядка 0.1 эВ [2, 13–15].

В работе [16] детально представлены ARPES-исследования и анализ трансформации ФП при изменении уровня допирования для $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (LSCO). Была исследована область концентраций от $x=0.03$, при которой LSCO является недодопированным изолятором, до $x=0.3$, когда LSCO переходит в состояние нормального металла. Для характеристики ФП авторами [16] введен импульс Ферми $k_{\rm F}$, равный расстоянию от точки $\Gamma=(0,0)$ зоны Бриллюэна до точки пересечения ФП с нодальной линией. Определена x-зависимость для $k_{\rm F}$ и продемонстрирована трансформация топологии ФП с электронной на дырочную при переходе через критическое значение уровня допирования.

Одна из главных особенностей эволюционного поведения ФП, обнаруженная в [16], связана с тем, что несмотря на смену топологии ФП в окрестности критического значения концентрации дырок, величина $k_{\rm F}$ остается практически постоянной. Этот важный факт однозначно указывает на неприменимость модели жесткой зоны. Именно поэтому для удовлетворительного согласия между рассчитанной в приближении сильной связи ФП и ФП, восстановленной из экспериментальных данных, авторам работы [16] пришлось для каждой концентрации дырок подбирать свой набор из четырех параметров: трех интегралов перескока (t, t', t'') и сдвижки энергии ε_0. Такой подход приводит к хорошей численной подгонке эволюции ФП. При этом, однако, вопрос о природе квазипостоянства $k_{\rm F}$ и о микроскопическом механизме эволюции ФП остается отрытым.

Ниже мы покажем, что главные особенности эволюции ФП, представленные авторами [16] в ходе анализа ARPES-данных, объясняются естественным образом, если учесть спин-поляронную природу фермиевских квазичастиц [17]. Решение проблемы реализовано на основе эффективного гамильтониана для трехзонной модели [18–20], учитывающей прямые кислород-кислородные перескоки в плоскости CuO_2, а также антиферромагнитное (АФМ) обменное взаимодействие между ближайшими (J_1) и следующими за ближайшими (J_2) соседями. Существенно, что при построении спектра дырочных возбуждений и при определении ФП учитываются реальная структура CuO_2-плоскости, а также наличие сильной связи между спинами ионов меди и спинами кислородных дырок.

При рассмотрении спиновой подсистемы ионов меди полагается, что описание магнитной подсистемы CuO_2-плоскости в La_2CuO_4 может быть получено на основе двумерной (2D) АФМ фрустрированной модели Гейзенберга с $S = 1/2$. Антиферромагнитное взаимодействие между ближайшими спинами ионов Cu^{2+} в CuO_2-плоскости велико (порядка 0.13 эВ $\cong$ 1500 К для La_2CuO_4 [21]). Оно значительно больше межплоскостного обмена. Межплоскостной обмен в основном ответственен за дальний порядок, который наблюдается в диэлектрической фазе CuO_2-плоскостей (для La_2CuO_4 характерная температура Нееля $T_{\mathrm{N}} \sim 300$ К). Однако уже при сравнительно слабом допировании системы дырками дальний АФМ-порядок исчезает во всем диапазоне температур. Такое поведение достаточно хорошо моделируется посредством введения фрустрации [22]. Кластерные расчеты указывают на наличие достаточно большого параметра фрустрации, $J_2/J_1 \sim 0.1$, даже для недопированного LSCO [23]. Количественное рассмотрение спиновой подсистемы проводится в рамках сферически-симметричной самосогласованной теории [24–26].

Ниже будет показано, что, в отличие от подгоночных моделей сильной связи, в нашем случае трансформация ФП инициируется из-за: 1) сильной корреляции между подсистемой локализованных спинов ионов меди, находящейся в состоянии квантовой спиновой жидкости, и подсистемой кислородных дырок; 2) изменения при допировании корреляционных характеристик упоминавшейся выше квантовой спиновой жидкости.

2. Эффективный гамильтониан модели. Как известно в режиме сильных электронных корреляций, [27], трехзонная модель [18–20] может быть редуцирована и описана эффективным гамильтонианом

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_\tau + \hat{T} + \hat{\mathcal{H}}_J, \tag{1}$$

где

$$\hat{\mathcal{H}}_\tau = \tau \sum_{\mathbf{f}\delta\delta'} c^+_{\mathbf{f}+\delta} \left[\frac{1}{2} + \tilde{S}_{\mathbf{f}}\right] c_{\mathbf{f}+\delta'}, \tag{2}$$

$$\tau = \frac{(t_{pd})^2}{\Delta_{pd}}, \quad \tilde{S}_{\mathbf{f}} = \mathbf{S}_{\mathbf{f}}\sigma, \tag{3}$$

$$\hat{T} = -t \sum_{\mathbf{l}\rho} c^+_{\mathbf{l}+\rho} c_{\mathbf{l}}, \tag{4}$$

$$\hat{\mathcal{H}}_J = \frac{J_1}{2}\sum_{\mathbf{fg}} \mathbf{S}_{\mathbf{f}}\mathbf{S}_{\mathbf{f}+\mathbf{g}} + \frac{J_2}{2}\sum_{\mathbf{fd}} \mathbf{S}_{\mathbf{f}}\mathbf{S}_{\mathbf{f}+\mathbf{d}}. \tag{5}$$

Первое слагаемое эффективного гамильтониана (1) (спин-фермионная модель) отражает движение дырки благодаря эффектам второго порядка по параметру гибридизации t_{pd} кислородных (p) и медных (d) орбиталей. Здесь $\Delta_{pd} = \varepsilon_p - \varepsilon_d$ – диэлектрическая щель с переносом заряда, равная разности энергий дырки на ионах кислорода (ε_p) и меди (ε_d). Существенно, что этот член приводит к движению как без переворота, так и с переворотом спина.

При получении такой формы спин-фермионной модели предполагалось, что параметры исходной трехзонной модели имеют следующие значения: энергия кулоновского взаимодействия двух дырок на одном ионе меди (кислорода) $U_d = \infty$ ($U_p = 0$); энергия кулоновского взаимодействия двух дырок на ближайших ионах меди и кислорода $V_{pd} = 0$. Оператор $\tilde{S}_{\mathbf{f}}$ определен в виде скалярного произведения оператора спинового момента $\mathbf{S}_{\mathbf{f}}$ на ионе меди с индексом узла $\mathbf{f}$ и вектора $\sigma = (\sigma^{\mathbf{x}}, \sigma^{\mathbf{y}}, \sigma^{\mathbf{z}})$, составленного из матриц Паули. В формулах (2) и (4) операторы $c^+_{\mathbf{l}} = (c^+_{\mathbf{l}\uparrow}, c^+_{\mathbf{l}\downarrow})$, где $c^+_{\mathbf{l}\sigma}$ – операторы рождения дырок с проекцией спинового момента $\sigma = \pm 1/2$ на ионе кислорода в узле $\mathbf{l}$. Векторы δ и δ' в (2) независимо принимают четыре значения: $\{\pm\mathbf{a_x}, \pm\mathbf{a_y}\} = \frac{1}{2}\{\pm\mathbf{g_x}, \pm\mathbf{g_y}\}$, где $\{\pm\mathbf{g_x}, \pm\mathbf{g_y}\}$ – векторы ближайших соседей решетки меди.

Слагаемое $\hat{T}$ отвечает прямым перескокам дырок между ближайшими ионами подрешетки кислорода, связанными векторами ρ. Интенсивность перескоков определяется интегралом туннелирования $t > 0$.

Последнее слагаемое в (1), $\widehat{H}_J$, отвечает суперобменному взаимодействию между спиновыми моментами на ближайших и на следующих за ближайшими ($\mathbf{d} = \pm\mathbf{g_x} \pm \mathbf{g_y}$) узлах. Далее удобно использовать параметр фрустрации p и эффективный обмен J_2:

$$J_1 = (1-p)J, \quad J_2 = pJ, \quad 0 \le p \le 1, \quad J > 0.$$

Подсистема локализованных на ионах меди спиновых моментов рассматривается в состоянии спиновой жидкости, которое обладает сферической симметрией в спиновом пространстве. Это означает, что спиновые корреляционные функции $C_{\mathbf{r}} = \langle \mathbf{S_f S_{f+r}} \rangle$ удовлетворяют соотношениям

$$C_{\mathbf{r}} = 3\langle S_{\mathbf{f}}^{x(y,z)} S_{\mathbf{f+r}}^{x(y,z)} \rangle. \tag{6}$$

Кроме того, $\langle S_{\mathbf{f}}^{\alpha} \rangle = 0$ (где $\alpha = x, y, z$).

Интегралы перескоков в первом и втором слагаемых эффективного гамильтониана (1) для разных направлений перескоков могут отличаться знаком. Очевидно, что эти знаки точно учитываются введением факторов $\exp\{i\mathbf{Q}(\mathbf{l}-\mathbf{l}')\}$, $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$. После унитарного преобразования $e^{i\mathbf{Ql}} c_l \to c_l$ последние исчезают. Для восстановления спектра достаточно в конце вычислений провести сдвижку в $\mathbf{k}$-пространстве: $\mathbf{k} \to \mathbf{k} + \mathbf{Q}$.

Используемые ниже значения параметров модели, $\tau = 0.47$ эВ и $J = 0.16$ эВ, соответствуют общепринятым [28–30]. В [30] указанные параметры подбирались посредством сравнения экспериментального закона дисперсии для недопированного $\mathrm{Sr_2CuO_2Cl_2}$ с k-зависимостью, рассчитанной в самосогласованном борновском приближении на основе эффективного гамильтониана p–d-модели. При этом теория [30] содержала четыре подгоночных параметра.

Отличительной чертой данной работы является наличие всего одного подгоночного параметра – интеграла туннелирования t, который подбирается на основе сравнения с экспериментом [16] в $\mathrm{La_{2-x}Sr_xCuO_4}$.

3. Базисные операторы и проекционный метод. Для построения фермиевских квазичастиц, учитывающих сильную взаимосвязь между подсистемой локализованных спинов ионов меди и спинами кислородных дырок, выберем следующий набор базисных операторов [17]:

$$A_{\mathbf{f}1} = c_{\mathbf{f}+\mathbf{a_x}}, \quad A_{\mathbf{f}2} = c_{\mathbf{f}+\mathbf{a_y}}, \tag{7}$$

$$A_{\mathbf{f}3} = \frac{1}{2}\sum_{\delta} \tilde{S}_{\mathbf{f}} c_{\mathbf{f}+\delta}, \quad \delta = \{\pm\mathbf{a_x}, \pm\mathbf{a_y}\}. \tag{8}$$

Здесь первые два оператора являются операторами уничтожения дырки в ячейке $\mathbf{f}$ на p_x- и p_y-орбиталях соответственно. Третий оператор, кроме фермиевского, содержит спиновый оператор, что позволяет описывать состояние, соответствующее синглету Жанга–Райса [31].

Введем запаздывающие двухвременные функции Грина ($i, j = 1, 2, 3$):

$$G_{ij}(\mathbf{k}, t) = \langle\langle A_{\mathbf{k}i}(t) | A_{\mathbf{k}j}^{+}(0) \rangle\rangle = -i\theta(t)\langle [A_{\mathbf{k}i}(t), A_{\mathbf{k}j}^{+}(0)] \rangle,$$

где $A_{\mathbf{k}j} = N^{-1/2}\sum_{\mathbf{f}} e^{-i\mathbf{kf}} A_{\mathbf{f}j}$. Замыкание уравнений движения для фурье-образов введенных функций Грина:

$$\omega\langle\langle A_{\mathbf{k}i} | A_{\mathbf{k}j}^{+} \rangle\rangle_{\omega} = K_{ij} + \langle\langle [A_{\mathbf{k}i}, \hat{\mathcal{H}}\,] | A_{\mathbf{k}j}^{+} \rangle\rangle_{\omega}, \tag{9}$$

в дальнейшем осуществляется по методу Цванцига–Мори [32, 33]. В приведенных уравнениях матричный элемент

$$K_{ij} = \langle \{A_{\mathbf{k}i}, A_{\mathbf{k}j}^{+}\} \rangle \tag{10}$$

определяется как среднее от антикоммутатора базисных операторов $A_{\mathbf{k}i}$ и $A_{\mathbf{k}j}^{+}$.

После проведения по указанному методу проектирования на выбранный базис операторов (7) и (8) получим

$$[A_{\mathbf{k}i}, \hat{\mathcal{H}}] = \sum_{l} L_{i,l}(\mathbf{k}) A_{\mathbf{k}l}, \tag{11}$$

где

$$L(\mathbf{k}) = D(\mathbf{k})K^{-1}, \quad D_{ij}(\mathbf{k}) = \langle \{[A_{\mathbf{k}i}, \hat{\mathcal{H}}\,], A_{\mathbf{k}j}^{+}\} \rangle. \tag{12}$$

Подставляя (11) в уравнения движения (9), получаем замкнутую систему уравнений для нахождения функций Грина. В матричной форме эта система имеет вид

$$\left(\omega \cdot \hat{I} - D(\mathbf{k})K^{-1}\right) G(\mathbf{k}) = K, \tag{13}$$

где $\hat{I}$ – единичная матрица.

Интересующий нас спектр спин-поляронных квазичастиц $E_{\mathbf{k},j}$ определяется полюсами функции Грина G и может быть вычислен из условия $\det|\omega \cdot K - D(\mathbf{k})| = 0$.

4. Результаты и обсуждение. В результате решения системы (13) функции Грина можно представить в виде

$$G_{ij}(\mathbf{k}, \omega) = \sum_{n=1}^{3} \frac{z_{(i,j)}^{n}(\mathbf{k})}{\omega - E_n(\mathbf{k})}, \quad i, j = 1, 2, 3. \tag{14}$$

В рассматриваемом случае слабого легирования актуальной является только нижняя поляронная зона с дисперсией $E_{n=1}(\mathbf{k})$. Две другие зоны с $n = 2$ и 3 отделены энергетической щелью ≥ 2 эВ. Матричные элементы K_{ij} (10) и D_{ij} (12), необходимые для нахождения спектра $E_n(\mathbf{k})$ и вычетов $z_{(i,j)}^{n}(\mathbf{k})$, приведены в приложении. Явный вид K_{ij} и D_{ij} демонстрирует, что структура поляронных зон и движение дырок, "одетых" в спиновые волны, определяются парными спиновыми корреляционными функциями (6) для первой ($\mathbf{r} = \mathbf{g}$), второй ($\mathbf{r} = \mathbf{d}$) и третьей ($\mathbf{r} = 2\mathbf{g}$) координационных сфер.

Существенный момент предлагаемого подхода состоит в том, что корреляционные функции C_g, C_d и C_{2g}, а также щель $\Delta_{\mathbf{Q}}(p)$ в спектре магнитных возбуждений в окрестности точки $\mathbf{Q}$ зоны Бриллюэна находятся совместно в рамках сферически-симметричного самосогласованного подхода для фрустрированного антиферромагнетика (см. работу [34] и имеющиеся в ней ссылки). При этом $\Delta_{\mathbf{Q}}$ линейно связана с обратной магнитной корреляционной длиной ξ^{-1}. Согласно данным по нейтронному рассеянию и ядерному магнитному резонансу (см., например, [35, 36]) ξ^{-1} определяется допированием x и для LSCO возрастает в несколько раз с увеличением x в интервале 0.03–0.3. В соответствии с этим принятые нами значения фрустраций (см. таблицу) отвечают случаю, когда спиновая щель увеличивается в 2.5 раза при увеличении p от 0.15 до 0.3.

В таблице представлены рассчитанные согласно упомянутой методике спиновые корреляторы для пяти параметров фрустрации p, которые мы соотносим пяти значениям допирования x.

Значения допирования x и соответствующие им значения параметра фрустрации p и спиновых корреляционных функций

x	p	C_g	C_d	C_{2g}
0.03	0.15	-0.287	0.124	0.0950
0.07	0.21	-0.255	0.075	0.0640
0.15	0.25	-0.231	0.036	0.0510
0.22	0.275	-0.214	0.009	0.0450
0.30	0.30	-0.194	-0.0222	0.0457

Для LSCO энергию Ферми можно определить из условия равенства числа голых дырок n_h уровню легирования x. Число n_h при интересующих нас малых значениях x равно проинтегрированной по зоне Бриллюэна и просуммированной по σ спектральной плотности: $n_{h,\sigma}(\mathbf{k}) = z^1_{(1,1)}(\mathbf{k}) + z^1_{(2,2)}(\mathbf{k})$.

Рис. 1 дает представление о распределении значений спектральной плотности по зоне Бриллюэна. В Г-точке $n_{h,\sigma}(\mathbf{k}) = 0$. Однако при отходе от этой точки спектральный вес быстро нарастает. При приближении к антинодальной X–X-линии он выходит на насыщение.

Для демонстрации формирования области плоской зоны в окрестности X-точек $\mathbf{k}$-пространства на рис. 2 приводится нижняя спин-поляронная зона, построенная с помощью линий уровня $E_1(\mathbf{k})$= const, рассчитанных при значении $x = 0.15$. Факт существования плоской зоны в этой области установлен во многих работах [6–12]. В частности, она наблюдалась в работе [16] при $x \le 0.15$.

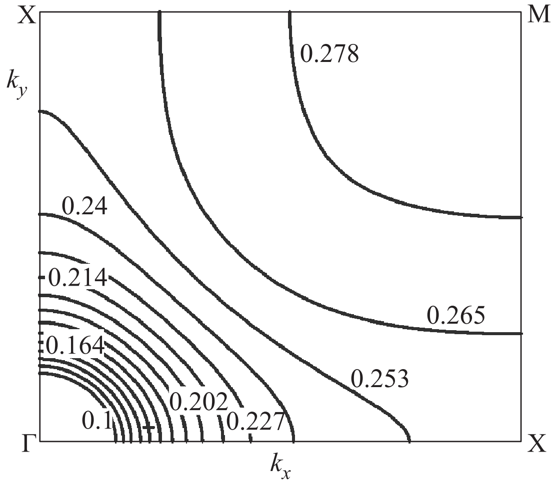

Рис. 1. Линии постоянных значений спектральной плотности голой дырки $n_{h,\sigma}(\mathbf{k})$ для нижней поляронной зоны в первой четверти $\mathbf{k}$-пространства при величине допирования $x = 0.15$. Числа – значения $n_{h,\sigma}(\mathbf{k})$

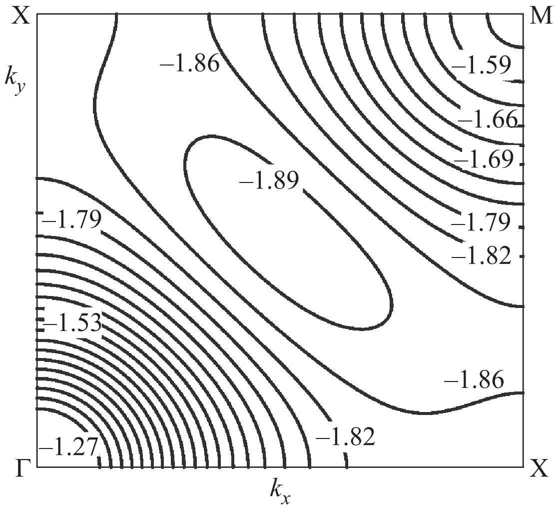

Рис. 2. Линии постоянных значений энергии в нижней поляронной зоне $E_1(\mathbf{k})$ = const в первой четверти $\mathbf{k}$-пространства при величине допирования $x = 0.15$. Числа – значения $E_1(\mathbf{k})$ в эВ

Представленные на рис. 1 и 2 контуры $n_{h,\sigma}(\mathbf{k}) =$ = const и $E_1(\mathbf{k})$ = const рассчитывались при значении параметра прямых кислород-кислородных перескоков $t = 0.094$ эВ. Этот единственный подгоночный параметр подбирался из требования согласования топологии ФП с экспериментальными данными ARPES-измерений в [16]. Важно отметить, что одно и то же значение t использовалось для описания

ФП при всех пяти приведенных в таблице уровнях допирования x.

Рассчитанные совместно со спиновыми корреляторами ФП для указанных пяти значений x представлены на рис. 3. При увеличении x, как и в эксперименте, наблюдается смена топологии ФП с электронного типа на дырочный.

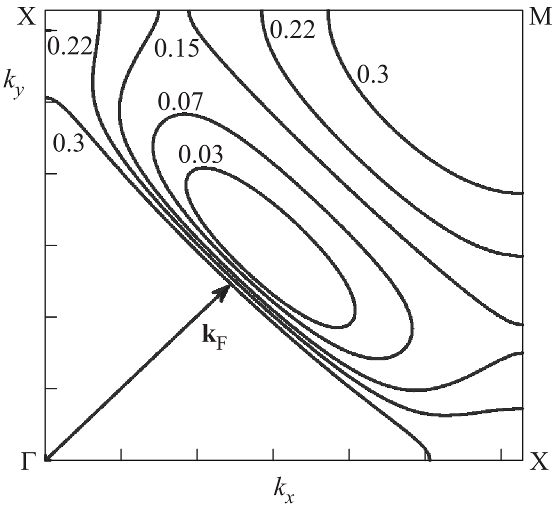

Рис. 3. Поверхности Ферми в первом квадранте зоны Бриллюэна для пяти значений допирования. Степень допирования x указана рядом с соответствующим ферми-контуром

Сравнение концентрационных зависимостей k_F, рассчитанных теоретически и измеренных экспериментально в [16], приводится на рис. 4. Видно,

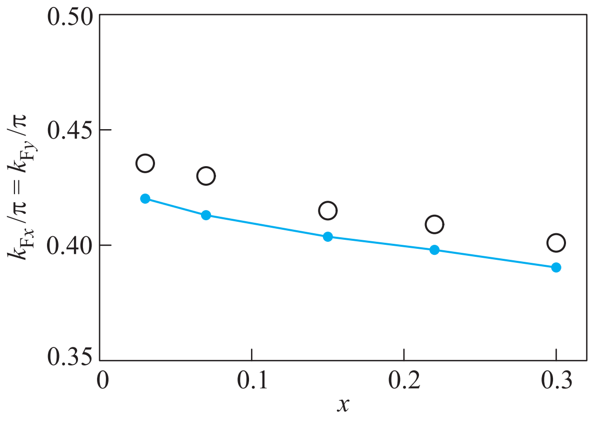

Рис. 4. Зависимость импульса Ферми k_F от степени легирования x. Сплошная линия соединяет рассчитанные в рамках спин-поляронного подхода значения k_F. Кружки – экспериментальные значения k_F из [16]

что слабая экспериментальная зависимость k_F от x хорошо воспроизводится в рамках предложенной спин-поляронной теории: максимальное расхождение между экспериментальными и теоретическими значениями k_F не превышает четырех процентов.

5. Заключение. Представленные расчеты показали, что тонкие детали эволюции ферми-поверхности в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, наблюдаемой в ARPES-экспериментах при допировании, воспроизводятся достаточно хорошо, если базисный набор операторов, используемый при нахождении энергетической структуры квазичастиц, включает оператор, отражающий сильную корреляцию между локализованной подсистемой спиновых моментов ионов меди и подсистемой дырок, движущихся по ионам кислорода.

Определяющими при этом являются: 1) учет слагаемых эффективного гамильтониана, описывающих спин-коррелированные перескоки; 2) учет изменения с допированием обратной магнитной корреляционной длины ξ^{-1}; 3) учет $\mathbf{k}$-зависимости и малого значения функции вычетов “голых” дырок $n_{h,\sigma}(\mathbf{k})$ в нижней поляронной зоне при определении ФП.

Важной является и принятая нами трактовка спиновой подсистемы в рамках сферически-симметричной теории [24–26].

Наконец, отметим, что используемое нами приближение среднего поля в принципе не может описать эффект возникновения псевдощели при промежуточном допировании, так как оно не учитывает неупругие процессы рассеяния носителей на спиновых флуктуациях и связанное с этими процессами затухание. Однако фазовой объем таких процессов относительно мал и отвечает “горячим” точкам. Поэтому все выводы относительно пересечения ФП с нодальным направлением представляются корректными.

Работа выполнена при поддержке программы президиума РАН “Квантовая физика мезоскопических и неупорядоченных систем”, РФФИ (гранты # 13-02-00909, 13-02-00523 и р-сибирь 11-02-98007), а также фонда “Династия”.

Приложение. Выражение для матричных элементов D_{ij} (12) с учетом (1) можно представить в виде

$$D_{ij}(\mathbf{k}) = \tau\tau_{ij} - tt_{ij} + J_1 J_{ij}^{(1)} + J_2 J_{ij}^{(2)}. \qquad (15)$$

Считая, что интересующие нас концентрации x соответствуют пределу малого допирования, проведем вычисление элементов матриц в правой части (15) и элементов матрицы K в приближении одной дырки. В результате получаем

$$\tau_{11} = 1 + \cos k_x, \quad \tau_{22} = 1 + \cos k_y,$$

$$\tau_{33} = -\frac{9}{8} + C_g\left[1 - 4\gamma_g(\mathbf{k})\right] + C_d\gamma_d(\mathbf{k}) + \frac{1}{2}C_{2g}\gamma_{2g}(\mathbf{k}),$$

$$\tau_{12} = \frac{1}{2}\left(1 + e^{ik_x}\right)\left(1 + e^{-ik_y}\right),$$

$$\tau_{13} = \left(1 + e^{ik_x}\right)\left[\frac{3}{2} + 2C_g\gamma_g(\mathbf{k})\right],$$

$$\tau_{23} = \left(1 + e^{ik_y}\right)\left[\frac{3}{2} + 2C_g\gamma_g(\mathbf{k})\right],$$

$$t_{12} = \left(1 + e^{ik_x}\right)\left(1 + e^{-ik_y}\right),$$

$$t_{33} = \frac{3}{2} + 4C_g\gamma_g(\mathbf{k}) + 2C_d\gamma_d(\mathbf{k}),$$

$$J_{33}^{(1)} = C_g\left[\gamma_g(\mathbf{k}) - 4\right], \quad J_{33}^{(2)} = -4C_d,$$

$$K_{11} = K_{22} = 1, \quad K_{33} = \frac{3}{4} + C_g\gamma_g(\mathbf{k}),$$

где $\gamma_g(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}\left(\cos k_x + \cos k_y\right)$, $\gamma_d(\mathbf{k}) = \cos k_x \cos k_y$, $\gamma_{2g}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}\left(\cos 2k_x + \cos 2k_y\right)$.

1. B. O. Wells, Z. X. Shen, A. Matsuura et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 964 (1995).
2. D. S. Marshall, D. S. Dessau, A. G. Loeser et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 4841 (1996).
3. A. Damascelli, Z. Hussain, and Zh.-X. Shen, Rev. Mod. Phys. **75**, 473 (2003).
4. K. M. Shen, F. Ronning, D. H. Lu et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 267002 (2004); Phys. Rev. B **75**, 075115 (2007).
5. F. Ronning, C. Kim, K. M. Shen et al., Phys. Rev. B **67**, 035113 (2003).
6. J. G. Tobin, C. G. Olson, C. Gu et al., Phys. Rev. B **45**, 5563 (1992).
7. K. Gofron, J. C. Campuzano, H. Ding et al., J. Phys. Chem. Solids **54**, 1193 (1993).
8. A. A. Abrikosov, J. C. Campuzano, and J. C. Gofron, Physica C **214**, 73 (1993).
9. D. S. Dessau, Z. X. Shen, D. M. King et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 278 (1993).
10. D. M. King, Z. H. Shen, D. S. Dessau et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 3298 (1994).
11. P. Aebi, J. Osterwalder, P. Schwaller et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 2757 (1994).
12. V. Borisenko, M. S. Golden, S. Legner et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 4453 (2000).
13. A. G. Loeser, Z. X. Shen, D. S. Dessau et al., Science **273**, 325 (1996).
14. H. Ding, T. Yokoya, J. C. Campuzano et al., Nature **382**, 51 (1996).
15. H. Ding, M. R. Norman, T. Yokoya et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 2628 (1997).
16. T. Yoshida, X. J. Zhou, D. H. Lu et al., J. Phys.: Condens. Matter **19**, 125209 (2007).
17. A. F. Barabanov, V. M. Beresovsky, E. Zhasinas, and L. A. Maksimov, JETP **83**, 819 (1996).
18. V. J. Emery, Phys. Rev. Lett. **58**, 2794 (1987).
19. C. M. Varma, S. Schmitt-Rink, and E. Abrahams, Solid State Commun. **62**, 681 (1987).
20. J. E. Hirsch, Phys. Rev. Lett. **59**, 228 (1987).
21. G. Shirane, Y. Endoh, R. J. Birgeneau et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 1613 (1987).
22. M. Inui, S. Doniach, and M. Gabay, Phys. Rev. B **38**, 6631 (1988).
23. J. F. Annet, R. M. Martin, A. K. McMahan, and S. Satpathy, Phys. Rev. B **40**, 2620 (1989).
24. J. Kondo and K. Yamaji, Prog. Theor. Phys. **47**, 807 (1972).
25. H. Shimahara and S. Takada, J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 2394 (1991).
26. А. Ф. Барабанов, В. М. Березовский, ЖЭТФ **79**, 627 (1994).
27. J. Zaanen and A. M. Oles, Phys. Rev. B **37**, 9423 (1988).
28. B. Lau, M. Berciu, and G. A. Sawatzky, Phys. Rev. Lett. **106**, 036401 (2011).
29. M. Ogata and H. Fukuyama, Rep. Prog. Phys. **71**, 036501 (2008).
30. O. A. Starykh, O. F. A. Bonfim, and G. F. Reiter, Phys. Rev. B **52**, 12534 (1995).
31. F. C. Zhang and T. M. Rice, Phys. Rev. B **37**, 3759 (1988).
32. R. Zwanzig, Phys. Rev. **124**, 983 (1961).
33. H. Mori, Prog. Theor. Phys. **33**, 423 (1965).
34. А. Ф. Барабанов, А. В. Михеенков, А. В. Шварцберг, ТМФ **168**, 389 (2011).
35. B. Keimer, N. Belk, R. J. Birgeneau et al., Phys. Rev. B **46**, 14034 (1992).
36. V. Barzykin and D. Pines, Phys. Rev. B **52**, 13585 (1995).