ЖЭТФ, 2004, том 125, вып. 3, стр. 618–629

ВЛИЯНИЕ СПИНОВЫХ СТРУКТУР И НЕСТИНГА НА ФОРМУ ПОВЕРХНОСТЕЙ ФЕРМИ И АНИЗОТРОПИЮ ПСЕВДОЩЕЛИ В t–t'–U-МОДЕЛЯХ ХАББАРДА

А. А. Овчинников, *М. Я. Овчинникова* *

Институт химической физики Российской академии наук
119977, Москва, Россия

Поступила в редакцию 2 июня 2003 г.

Исследовано влияние двух типов спиновых структур на форму поверхности Ферми (ПФ) и карту интенсивностей фотоэмиссии для t–t'–U-модели Хаббарда. В приближении среднего поля рассчитаны страйп-фаза с периодом $8a$ и спиральная спиновая структура. Показано, что в отличие от электронного допирования, дырочно-допированные модели неустойчивы по отношению к формированию таких структур. Анизотропия псевдощели различна при h- и e-допировании и зависит от спиновой структуры. В соответствии с ARPES-данными для $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ страйп-фаза характеризуется квазиодномерными сегментами ПФ в окрестности точек $M(\pm\pi, 0)$ и подавлением спектральной плотности при $k_x = k_y$. Показано, что спиральные структуры обладают поляризационной анизотропией: разные участки ПФ отвечают электронам с разной спиновой поляризацией.

PACS: 71.10.Fd, 74.20.Rp, 74.20.-z

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффективным методом изучения электронных зон и поверхностей Ферми (ПФ) купратов является разрешенная по углу фотоэмиссионная спектроскопия (ARPES) [1, 2]. Она дает образ проекции ПФ на CuO_2-плоскость. Выводы ранних работ (см. [1, 2] и ссылки в них) согласовывались с ПФ дырочного типа, центрированной в точке $Y(\pi, \pi)$ двумерной зоны Бриллюэна. Позже обсуждались и другие варианты топологии ПФ. В частности, предполагалось наличие ПФ электронного типа с центром в точке $\Gamma(0,0)$ в $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (BSCCO) [3]. Пересмотр вопроса [4, 5] как бы подтвердил первоначальную картину. В то же время для $La_{2-x}Sr_xCuO_2$ (LSCO) был обнаружен переход от h-типа ПФ к e-типу при переходе от недодопированной к передопированной области фазовой диаграммы [6, 7]. Из данных ARPES были получены доказательства d-волновой сверхпроводящей (SC) щели и обнаружена псевдощель в антиузельных направлениях в недодопированном соединении BSCCO. Недавно удалось наблюдать расщепление зон и ПФ в бислойных купратах и обнаружить границу фазовой диаграммы, за которой оно исчезает [8–11]. Исследование фотоэмиссии циркулярно поляризованным светом обнаружило состояние с нарушением симметрии к обращению времени (TRSB) в недодопированном соединении BSCCO [12].

Широкое использование карт интенсивностей фотоэмиссии в пространстве k_x, k_y, ω ставит вопрос о матричных элементах и методах извлечения ПФ из данных ARPES. Проблема матричных элементов подробно исследовалась в [13, 14]. Однако в сильно коррелированных системах топология, форма и интенсивности проявления отдельных (основных и теневых) участков ПФ зависят еще и от спиновых и зарядовых структур, которые обеспечивают наименьшую энергию.

Целью данной работы являются модельные исследования влияния различных периодических спиновых структур на форму ПФ и проявления их в интенсивностях фотоэмиссии. Исследование проводится на базе t–t'–U-модели Хаббарда. В отличие от статических структур в соединениях магния, в купратах речь идет скорее о динамических структурах. Времена их жизни больше соответствующих

*E-mail: movchin@center.chph.ras.ru

времен $t \sim 10^{-6}$–10^{-9} с в экспериментах μ-SR. На малых временах и для процессов с разрешением по энергии $\delta E > \hbar/t$ локальные спиновые структуры можно рассматривать в статическом приближении. В таком случае естественно ставить вопрос о том, какие из структур в наибольшей степени соответствуют особенностям ПФ, наблюдаемым в ARPES.

Экспериментальными указаниями наличия спиновых и зарядовых структур в купратах служат несоизмеримые пики в спиновой восприимчивости $\chi''(q, \omega \to 0)$ при $q = (\pi \pm \delta q, \pi), (\pi, \pi \pm \delta q)$ в LSCO, полученные из неупругого нейтронного рассеяния [15], линейная структура вдоль связей CuO с периодом $4a$ (a — постоянная решетки), обнаруженная в BSCCO при фурье-анализе туннельных спектров [16], периодическая шахматная структура $4a \times 4a$ вокруг вихрей в смешанном состоянии BSCCO [17].

В данной работе исследуется топология ПФ, карты интенсивностей фотоэмиссионных спектров для ряда возможных спиновых структур t–t'–U-моделей Хаббарда. Одна из целей работы — на максимально простом зонном языке метода среднего поля (MF) дать трактовку псевдощели (PG), привести примеры структур с разными типами анизотропии PG и обсудить некоторые свойства фотоэмиссии купратов в свете результатов, полученных для периодических структур. Ранее [18] в качестве скрытых параметров порядка (OP), ответственных за появление псевдощели, предлагались токовые состояния типа орбитального антиферромагнетика. Здесь круг поиска возможных скрытых OP расширяется до исследования страйп-структур и спиральных спиновых структур. Стабилизация таких структур происходит от снятия вырождения состояний «горячих точек» — сингулярностей Ван Хова (VHS) спектров или снятия вырождения зон на параллельных участках ПФ при так называемом нестинге.

План статьи следующий. В разд. 2 обсуждается t–t'–U-модель и упрощенное приближение среднего поля для описания нормального состояния. Дана формулировка уравнений MF для произвольной периодической структуры с волнами спиновой (SDW) и зарядовой (CDW) плотностей. В разд. 3 описаны способы визуализации ПФ и карты интенсивностей ARPES-спектров. В разд. 4 представлены типы ПФ и карт ARPES-интенсивностей для однородных MF-решений со спиновым AF-порядком. На таких решениях прослежено возникновение псевдощели с различной анизотропией в дырочно- и электронно-допированных системах. Далее представлены результаты для неоднородных спиновых и зарядовых структур. Среди них рассмотрены страйп-фазы антифазных AF-доменов вдоль y-связей с шириной доменов $4a$, спиральные спиновые состояния, периодические $1D$- и $2D$-структуры с модуляцией заряда. В разд. 5 показана разная степень устойчивости однородных AF-решений по отношению к формированию страйп- и спиральных спиновых структур соответственно для e- и h-допированных моделей. Особенности фотоэмиссии для указанных структур, способы их тестирования и соответствие их некоторым ARPES-данным для купратов обсуждаются в разд. 6, 7.

2. ПЕРИОДИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ МОДЕЛИ ХАББАРДА В РАМКАХ МЕТОДА СРЕДНЕГО ПОЛЯ

Исследование влияния нестинга и формирования периодических структур на ПФ и зоны нормального состояния купратов проводим, применяя метод MF к исходному гамильтониану t–t'–U-модели Хаббарда:

$$H = T + \sum_n U n_{n\uparrow} n_{n\downarrow}, \quad T = \sum_{\sigma,k} \epsilon_k c^\dagger_{k\sigma} c_{k\sigma}, \qquad (1)$$

$$\epsilon_k = 2t(\cos k_x + \cos k_y) + 4t' \cos k_x \cos k_y. \qquad (2)$$

Далее полагаем $t = 1$, а все энергии и параметры U, t' измеряем в единицах t. Гамильтониана (1) недостаточно для описания SC-порядка в MF-приближении. Согласно некоторым подходам SC-состояние возникает от притяжения корреляционной природы между электронами соседних узлов. Взаимодействие типа коррелированных прыжков в эффективном гамильтониане выводится, например, в [19, 20]. В эмпирическом варианте это может быть, например, гамильтониан (1) с добавлением взаимодействия ближайших соседей вида

$$V = \kappa \sum_{\langle nm \rangle, \sigma} c^\dagger_{n\sigma} c^\dagger_{m,-\sigma} c_{m,-\sigma} c_{n,\sigma} \qquad (3)$$

с $\kappa < 0$. Однако в данной работе мы исследуем только нормальное состояние и ограничимся MF-рассмотрением исходного гамильтониана (1).

Рассмотрим периодическую структуру с двумерными векторами трансляции

$$E_1 = (E_{1x}, E_{1y}), \quad E_2 = (E_{2x}, E_{2y}). \qquad (4)$$

Пусть элементарная ячейка содержит n_c центров с координатами $j = (j_x, j_y)$, так что произвольный узел $2D$-решетки

$$n = n(L, j) = (n_1, n_2) = E_1 L_1 + E_2 L_2 + (j_x, j_y) \quad (5)$$

описывается целыми числами L_1, L_2 (координатами элементарной ячейки) и числами $j = (j_x, j_y)$, фиксирующими узел внутри ячейки. Двумерные векторы обратной решетки B_1, B_2 удовлетворяют уравнениям $E_i B_j = 2\pi\delta_{ij}$. (Компоненты E_i и B_i — в единицах постоянных прямой и обратной решеток.)

Введем обозначение $\tilde{k}$ для квазиимпульса внутри основной зоны Бриллюэна $\tilde{G}$ периодической структуры в отличие от квазиимпульса k, меняющегося внутри зоны Бриллюэна G исходной решетки. Площади $\tilde{G}$ и G составляют $4\pi^2/n_c$, $4\pi^2$ и ограничены условиями

$$\tilde{k} \in \tilde{G}: \ |\tilde{k}B_i| \le \pi; \quad k \in G: \ |k_{x(y)}| \le \pi. \quad (6)$$

Параметрами порядка периодических MF-решений будут служить плотности электронов и векторы среднего спина каждого из узлов элементарной ячейки

$$r_j = \frac{1}{N_L}\sum_L \langle r_{n(L,j)}\rangle, \quad S_{\mu j} = \frac{1}{N_L}\sum_L \langle S_{\mu,n(L,j)}\rangle. \quad (7)$$

Здесь индекс «μ» нумерует компоненты вектора спина, $N_L = N/n_c$ — число элементарных ячеек, n_c — число центров в ячейке.

В MF-приближении средняя энергия модели (1) равна

$$\overline{H} = \langle T\rangle + N_L U \sum_j \left(r_j^2 - \sum_\mu S_{j\mu}^2\right), \quad (8)$$

а волновая функция определяется заселением одноэлектронных собственных состояний $\chi^\dagger_{\tilde{k}\lambda}$ линеаризованного гамильтониана

$$H_{lin} = T + N_L \sum_j \{2U r_j \hat{r}_j - 2U S_{\mu j}\hat{S}_{\mu j}\} = \sum_{\tilde{k}\in\tilde{G}} \hat{h}_{\tilde{k}}. \quad (9)$$

Последний разбивается на независимые вклады для каждого значения приведенного квазиимпульса $\tilde{k}$. Здесь $\hat{r}_j, \hat{S}_{\mu j}$ — операторы, отвечающие одноэлектронным средним (7). В импульсном представлении собственные состояния гамильтониана (9) разлагаются по набору из $2n_c$ ферми-операторов:

$$\chi^\dagger_{\tilde{k}\lambda} = \sum_{m,\sigma} c^\dagger_{\tilde{k}+Bm,\sigma} W_{m\sigma,\lambda}(\tilde{k}), \quad (10)$$

$$m = (m_1, m_2); \quad Bm = B_1 m_1 + B_2 m_2;$$
$$\lambda = 1, \ldots, 2n_c.$$

Здесь $\tilde{k}$ меняется в пределах $\tilde{G}$, а набор пар целых (m_1, m_2) таков, что векторы $\tilde{k} + Bm$ охватывают все фазовое пространство G. Матрица собственных векторов $W_{m\sigma,\lambda}$ и вектор собственных значений $E_{\tilde{k},\lambda}$ определяются диагонализацией матрицы $h_{\tilde{k}}$ в базисе $\{c^\dagger_{\tilde{k}+Bm,\sigma}\}$:

$$(h_{\tilde{k}})_{m\sigma,m'\sigma'} W_{m'\sigma',\lambda} = W_{m\sigma,\lambda} E_{\tilde{k},\lambda}. \quad (11)$$

Здесь

$$(h_{\tilde{k}})_{m\sigma,m',\sigma'} = \delta_{mm'}\delta_{\sigma\sigma'}\epsilon_{\tilde{k}+Bm} + \\ + U\sum_j \varphi(j, m'-m)[r_j\delta_{\sigma\sigma'} - S_{\mu j}(\sigma_\mu)_{\sigma\sigma'}], \quad (12)$$

$$\varphi(j, m) = \exp[i(j - j_0)Bm], \\ Bm = B_1 m_1 + B_2 m_2. \quad (13)$$

Выбор j_0 (начала отсчета узлов в ячейке) произволен и меняет лишь фазы. В свою очередь сами параметры порядка (7) вычисляются через матрицу собственных векторов W и фермиевские функции f:

$$\{r_j, S_{\mu j}\} = \frac{1}{2N}\sum_{\tilde{k}\in\tilde{G}}\sum_{m,s,m',s'} \{\sigma_0, \sigma_\mu\}_{ss'}\varphi(j, m'-m)\times \\ \times W^*_{ms,\lambda}(\tilde{k}) W_{m's',\lambda}(\tilde{k}) f(E_{\tilde{k}\lambda} - \mu). \quad (14)$$

Матрицы Паули σ_μ, σ_0 в (14) отвечают соответственно компонентам $S_{\mu j}, r_j$. Уравнения (11)–(14) определяют самосогласованные решения среднего поля.

Для периодической структуры с определенной симметрией объединение эквивалентных атомов в группы значительно сокращает число независимых параметров порядка и часто сводит матрицу (12) к действительной при выборе j_0 в центре симметрии элементарной ячейки структуры.

3. МЕТОДЫ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ И ОБОБЩЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ

Существует несколько способов определения из данных ARPES границ Ферми и того, что можно назвать обобщенной границей Ферми (ОПФ). Эти способы подробно обсуждаются в [13] и каждому из них можно привести в соответствие метод построения карт ПФ и ОПФ в модельных расчетах.

Один из методов использует карту интенсивностей фотоэмиссии $I(k,\omega)$ электронов с проекцией импульса k на плоскость ab и энергией $E_e = h\nu - \omega$:

$$I(k,\omega) = |M(k)|^2 A(k\omega) f(\omega) \otimes R_{\omega k}, \qquad (15)$$

$$A(k\omega) = \frac{1}{Z} \sum_{\alpha,\gamma} |\langle\gamma|c_{k\sigma}|\alpha\rangle|^2 \times \\ \times e^{\beta(E_\alpha - \mu N)} \delta(E_\gamma - E_\alpha - \mu - h\omega). \qquad (16)$$

Интенсивность (15) определяется произведением квадрата матричного элемента $M(k)$, спектральной плотности $A(k\omega)$ и фермиевской функции f. Для сравнения с наблюдаемым сигналом ARPES в (15) обычно проводится свертка произведения с гауссовой функцией $R_{\omega k}$ [13] с параметрами, характеризующими разрешение по энергии и импульсу. В (16) α и γ — состояния всей системы, $\beta = 1/kT$ и μ — химический потенциал. Зависимость матричного элемента M от k и его роль исследовались в [13, 14]. Здесь для простоты мы полагаем его равным постоянной величине, поскольку нас интересует влияние периодических структур и процессов переброса на спектральную плотность $A(k\omega)$ и интенсивность фотоэмиссии.

В одноэлектронном MF-приближении имеем

$$A(k\omega) = \frac{1}{N} \sum_{\tilde{k} \in \tilde{G}} \sum_{m,\sigma,\lambda} |W_{m\sigma,\lambda}(\tilde{k})|^2 \times \\ \times \overline{\delta}(E_{\tilde{k}\lambda} - \mu - \omega) \delta_{k,\tilde{k}+Bm}. \qquad (17)$$

Двумерный индекс $m = (m_1, m_2)$ «перебирает» все независимые векторы переброса $Bm = B_1 m_1 + B_2 m_2$; $\lambda = 1, \ldots, 2n_c$ нумерует собственные ферми-операторы линеаризованного гамильтониана $h_{\tilde{k}}$ с приведенным импульсом $\tilde{k}$. Функцию $A(k\omega)$ вычисляем со стандартной заменой δ-функции в (17) на функцию конечной ширины Ω, например, вида $\overline{\delta}(\omega) = \mathrm{ch}^{-2}(\omega/\Omega)$. Другой способ введения уширения состоит в использовании эмпирически подобранной в [13] собственно-энергетической части. Построение карты $I(k_x, k_y, \omega = 0)$ позволяет визуализовать как основные, так и теневые участки границы Ферми, проявляющиеся с большой или малой интенсивностью.

Заметим, что зонные энергии периодичны в k-пространстве: $E_{\tilde{k}+Bm,\lambda} = E_{\tilde{k},\lambda}$ для любого $m = (m_1, m_2)$. Однако величина $|W_{m\sigma,\lambda}(\tilde{k})|^2$ в спектральной функции (17) и соответственно интенсивность фотоэмиссии (15) не обладают такой периодичностью. Поэтому даже при не зависящем от k матричном элементе в (15) различные участки ПФ проявляются с разной интенсивностью из-за составной природы зонных операторов (10) при наличии SDW- и CDW-структур (т. е. процессов переброса). При вычислении $I(k,\omega)$ соответствие данного вектора k и величин $\tilde{k}$, $m = (m_1, m_2)$ определяется уравнением $k = \tilde{k}(k) + m_1 B_1 + m_2 B_2$.

Для визуализации ПФ в модельных расчетах предлагались и другие способы, адекватные обработке данных ARPES. Один из них использует построение карты градиента $g_k = |\nabla_k \overline{n}_k|$ сглаженной заселенности $\overline{n}_k = n_k \otimes R_k$. Можно также строить карты интенсивности, усредненной внутри определенного частотного окна $2\Delta\omega$:

$$I_{\Delta\omega}(k,\omega) = \int d\omega' I(k,\omega') R\left(\frac{\omega - \omega'}{\Delta\omega}\right). \qquad (18)$$

Здесь R — соответствующая гауссова функция с шириной $\Delta\omega$, имитирующая конечное разрешение по ω. Построение подобных карт предполагает нормировку функции по максимальному значению. Следовательно, яркость и ширина границ Ферми на них зависит от ширины сглаживающей функции R_k или частотного окна $\Delta\omega$ в (18). В частности, при большой ширине $\Delta\omega$ на карте функций $I_{\Delta\omega}$ или g_k видны не только истинные границы Ферми с резкой ступенькой заселенности, но и границы с существенным, но более плавным изменением $n(k)$. Связь таких участков с открытием диэлектрической щели и анизотропных псевдощелей иллюстрируется ниже.

4. ТОПОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ И ОБОБЩЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ ДЛЯ ОДНОРОДНЫХ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ РЕШЕНИЙ СРЕДНЕГО ПОЛЯ

Здесь мы частично повторяем известные результаты работ [21–28]. Однородные AF-решения MF-приближения характеризуются средним чередующимся спином $d_0 = (-1)^{n_x+n_y}\langle S_{nz}\rangle$. Соответствующая магнитная зона Бриллюэна $\tilde{G}_{AF}$ заключена в пределах $|k_x \pm k_y| \le \pi$. Известные энергии верхней и нижней хаббардовских зон равны

$$\epsilon_{\tilde{k}\lambda} = 4t' \cos k_x \cos k_y \pm \\ \pm \sqrt{U^2 d_0^2 + 4t^2(\cos k_x + \cos k_y)^2} + \mathrm{const}. \qquad (19)$$

Ван-ховская сингулярность в плотности состояний (DOS) нижней хаббардовской зоны отвечает «горячим точкам» $M = (\pm\pi, 0), (0, \pm\pi)$. Форма ПФ

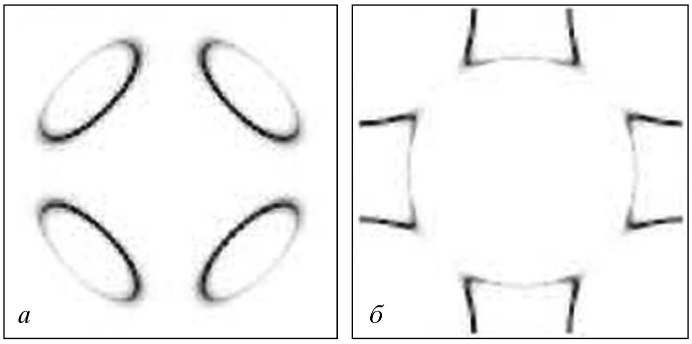

Рис. 1. Поверхности Ферми для однородных AF-решений дырочно- и электронно-допированных моделей (соответственно *а*, *б*) с параметрами $U = 4$, $t' = 0.3$, $\delta = |1-n| = 0.2$ в недодопированной области на плоскости $-\pi < k_x, k_y < \pi$. Дырочные и электронные карманы расположены вокруг точек $(\pm\pi/2, \pm\pi/2)$ либо $(\pm\pi, \pm\pi)$

критически зависит от параметра t' и допирования. При $t' = 0$ зонная энергия постоянна для всех k вдоль границы магнитной зоны Бриллюэна. При $t' > 0$ энергия $\epsilon_{k,\lambda=1}$ в точках M ниже, чем в диагональных точках $S(\pm\pi/2, \pm\pi/2)$. По этой причине, согласно хорошо известной картине, при малом допировании ПФ ограничивает дырочные карманы с центрами в точке S. Рисунок 1*а* представляет карту интенсивности $I(k, \omega = 0)$, рассчитанную по формулам (15), (17). Поскольку зонная энергия ϵ_M в точках M ниже химического потенциала, для фотоэмиссии электронов с таких участков $k = k_M$ необходимо затратить энергию $\Delta_{PG} = (\mu - \epsilon_M) > 0$, равную работе выхода. Соответственно кривая распределения фотоэлектронов по энергиям (EDC) будет сдвинута на $-\Delta_{PG}$. Такой сдвиг означает открытие псевдощели нормального состояния в направлениях $k \sim k_M$ в данных однородных AF-решениях. При малых $t'/t \sim 0.1$ с увеличением допирования до некоторого значения δ_{opt} псевдощель обращается в нуль. Именно в этот момент химический потенциал проходит через VHS в DOS. Максимум DOS на уровне Ферми при $\delta = \delta_{opt}$ обеспечивает максимальное значение T_c при таком допировании. Одновременно при $\delta = \delta_{opt}$ ПФ меняет топологию, превращаясь в единую большую ПФ с участками электронного типа в окрестности горячих точек. При этом оптимальное допирование δ_{opt} растет с увеличением t'. Такое поведение фазовых кривых $T_c(\delta)$ и геометрическая интерпретация псевдощели даны в [21–23, 25, 27] для t–t'–U- и t–t'–J-моделей с использованием более строгих подходов. В этих подходах δ_{opt} оказывается меньше, чем в простом MF-приближении.

При «включении» эффективного притяжения электронов соседних узлов однородные MF-решения приводят к SC-порядку d-симметрии, совместимому с локальным AF-порядком [22, 23]. Для недодопированных купратов суммарная щель (сдвиг края EDC в ARPES), зависящая от PG- и SC-щелей согласно формуле

$$\Delta = \sqrt{\Delta_{PG}^2 + \Delta_{SC}^2}, \qquad (20)$$

объясняет [26, 27] нелинейное поведение щели $\Delta(z)$ в зависимости от $z = \cos k_x - \cos k_y$ и другие особенности наблюдаемой щели [29–31].

При электронном допировании аналогичное рассмотрение показывает, что в недодопированных моделях возникают электронные карманы вокруг точек M (рис. 1*б*). При этом основные (нетеневые) участки ПФ обращены к точке $Y(\pi, \pi)$.

На рис. 2 представлена карта усредненной интенсивности (18) с шириной частотного окна $\Delta\omega = 0.05t$. При $\Delta\omega \to 0$ максимум $\max I(k, \omega) \to \infty$ на истинных границах Ферми и участок L_1–L_2 на карте нормированной интенсивности перестает быть видным. Кроме ПФ вокруг электронных карманов видна граница L_1–L_2, отвечающая максимуму градиента заселенности в диагональном направлении. На этом участке границы имеем $\epsilon_{k,\lambda=2} - \mu < 0$. Это означает открытие псевдощели на участке L_1–L_2 вокруг точек $k_S = (\pm\pi/2, \pm\pi/2)$. Окрестности этих точек ответственны за формирование VHS в DOS верхней хаббардовской зоны модели с $t' > 0$. При дальнейшем e-допировании поверхность Ферми для однородных MF-решений превращается в одну большую поверхность вокруг точки $Y(\pi, \pi)$. Для недодопированной области включение спаривающего взаимодействия типа (3) и d-сверхпроводимости в сочетании с нестандартной анизотропией псевдощели приводит к тому, что минимальная энергия

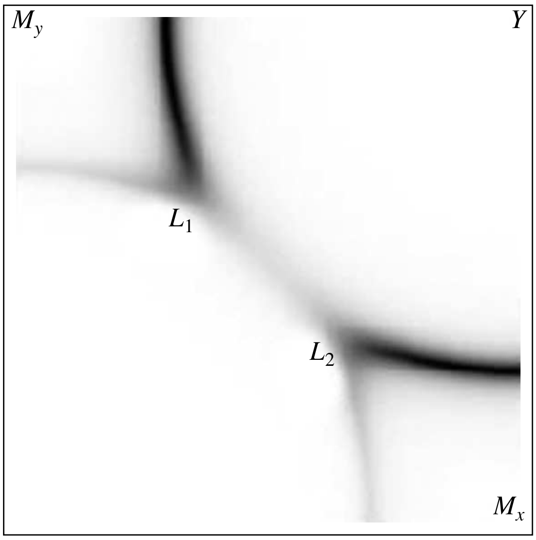

Рис. 2. Карта усредненной интенсивности (18) с $\Delta\omega = 0.05t$ на плоскости $0 < k_x, k_y < \pi$ для такой же электронно-допированной модели, как на рис. 1*б*. Линия L_1–L_2 обобщенной границы Ферми отвечает энергиям ниже уровня Ферми, т. е. открытию псевдощели с анизотропией, отличной от анизотропии псевдощели в соединении BSCCO

Δ_{min} ферми-возбуждений не обращается в нуль даже в узельных направлениях d SC-щели:

$$\Delta_{min} = \min(\sqrt{\Delta_{PG}^2 + \Delta_{SC}^2}) \neq 0. \qquad (21)$$

С точки зрения поведения при $T \to 0$ таких величин, как теплоемкость, $\lambda^{-2}(T)$ и др., конечное значение минимальной щели ферми-возбуждений воспринимается как обобщенная s-симметрия SC-порядка. В [32] обсуждался кроссовер некоторых свойств от типичных для d-симметрии к характерным для s-симметрии SC-порядка в купратах n-типа $X_{2-x}Ce_xCuO_4$, X = Nd, Pr. Модельные однородные решения предсказывают обратную эволюцию этих свойств от характерных для s-типа к характерным для d-типа сверхпроводников с ростом допирования. Несмотря на такое противоречие, полученное решение интересно как пример того, что d-сверхпроводимость в сочетании с нестандартной анизотропией PG могут по ряду свойств имитировать SC-порядок с обобщенной s-симметрией.

Впервые предсказанные в [22, 24] электронные карманы вокруг точек M в недодопированных купратах n-типа действительно были обнаружены в картах ARPES интенсивности в недодопированных соединениях NCCO [33]. Была прослежена эволюция ПФ от несвязанных малых ПФ к большой ПФ дырочного типа вокруг точки $Y(\pi,\pi)$. В работе [28] были подобраны параметры t–t'–t''–U-модели, воспроизводящие наблюдаемую эволюцию. В частности, потребовалось предположение об уменьшении эффективного значения $U = U(\delta)$ с ростом допирования. Согласно [28] такое экранирование U в сочетании с высшими гармониками ($\sim t''$) в зонной энергии приводит к появлению при некотором допировании одновременно дырочных карманов вокруг $k = (\pi/2, \pi/2)$ и электронных карманов вокруг k_M соответственно от нижней и верхней хаббардовских зон. При $\delta \sim 0.2$ моттовская щель в соединениях NCCO закрывается [28]. Возникновение PG в диагональных направлениях в недодопированных соединениях NCCO подтверждается и данными по рамановскому рассеянию [34].

Основываясь на форме ПФ в недодопированных моделях, можно высказать общие соображения о возможной симметрии SC-порядка в них. Предположим, что SC-переход обязан притяжению типа (3) электронов соседних узлов связей x- и y-ориентаций. Это взаимодействие могло бы привести к состояниям связанных пар $\sum_k \varphi^{s(d)}(k) c^\dagger_{k\uparrow} c^\dagger_{k\downarrow}$ с $\varphi^{s(d)}(k) = \cos k_x \pm \cos k_y$ обобщенной s- или d-симметрии. Однако состояние связанной пары должно быть ортогонально (или почти ортогонально) одноузельному состоянию пары $c^\dagger_{n\uparrow} c^\dagger_{n\downarrow}$, подавляемому одноцентровым отталкиванием U. В недодопированных моделях с h- или e-допированием, в которых имеются карманы только одного (дырочного или электронного) типа, d-симметрия является единственной возможностью добиться ортогональности функции пары к одноцентровой функции за счет ортогональности их угловых частей. В самом деле, основные, нетеневые сегменты ПФ в этом случае расположены либо полностью внутри границы магнитной зоны Бриллюэна (рис. 1*а*), либо полностью вне ее (рис. 1*б*). Значит, на основных участках ПФ s-функция пары $\varphi^s(k) = \cos k_x + \cos k_y$ не меняет знака и, следовательно, не может быть ортогональной к одноцентровой функции пары.

Ситуация меняется при $\delta > 0.15$ для электронно-допированных моделей с параметрами, подобранными в [28]. В этом случае имеются одновременно электронные карманы вокруг точки M от заполнения верхней хаббардовской зоны и дырочные карманы вокруг точки $S(\pm\pi/2, \pm\pi/2)$ от частичного опустошения нижней хаббардовской зоны. В результате основные сегменты ПФ расположены частично вне, частично внутри границы магнитной зоны Бриллюэна. Таким участкам отвечают разные знаки парной функции $\varphi^s(k) = \cos k_x + \cos k_y$, т. е. появляется возможность обеспечить ортогональность парной s-волновой функции к одноцентровой за счет ортогональности «радиальных» частей функций, если условно назвать величину $z = \cos k_x + \cos k_y$ радиальной переменной. Было бы очень важно экспериментально проверить, реализуется ли в соединениях NCCO, PCCO такой SC-порядок s-симметрии при $\delta > 0.15$. Аналогичные ситуации и вопросы могут возникать и при формировании периодических SDW- и CDW-структур, поскольку профиль энергии вдоль границы магнитной зоны Бриллюэна меняется не только с изменением t' и t'', но и в результате формирования этих структур.

5. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПО ОТНОШЕНИЮ К ОБРАЗОВАНИЮ СПИНОВЫХ СТРУКТУР В КУПРАТАХ n- И p-ТИПОВ

Степень неустойчивости однородных AF-состояний допированных моделей по отношению к образованию периодических спиновых и зарядовых структур можно оценить на основе MF-расчетов. На рис. 3 представлены зависимости средней энергии $\overline{H} = \langle H \rangle$ от допирования $\delta = |1-n|$ для нормального состояния дырочно- и электронно-допированных моделей для ряда структур в сравнении с энергией однородных парамагнитных (PM) и AF-решений. Помимо последних получены (или предпринимался поиск) MF-решения для следующих структур.

1) Страйп-структура, состоящая из антифазных AF-полос, параллельных оси y, с доменными стенками на связях. Структура характеризуется элементарной ячейкой из восьми центров и векторами $E_{1,2} = (4a, \pm a)$. Для аналогичной структуры с доменными стенками, проходящими через узлы, средняя энергия близка, но чуть выше энергии первой структуры. Поверхности Ферми их тоже подобны, поэтому ниже обсуждается только первая из них.

2) Спиральные спиновые структуры с

$$\langle S_n \rangle = d_0[\mathbf{e}_x \cos Qn + \mathbf{e}_y \sin Qn], \tag{22}$$

$Q = Q_x = \pi(\eta, 1)$ или $Q = Q_{xy} = \pi(\eta, \eta)$, с $\eta \sim 0.75$–0.8.

3) Шахматные структуры с антифазными квадратными доменами $4a \times 4a$. Данные по ним не приводятся, поскольку их энергии выше, чем энергии страйп-структур и ПФ имеют нереалистичный вид.

4) В MF-приближении предложенные в [18] токовые состояния орбитального антиферромагнетика

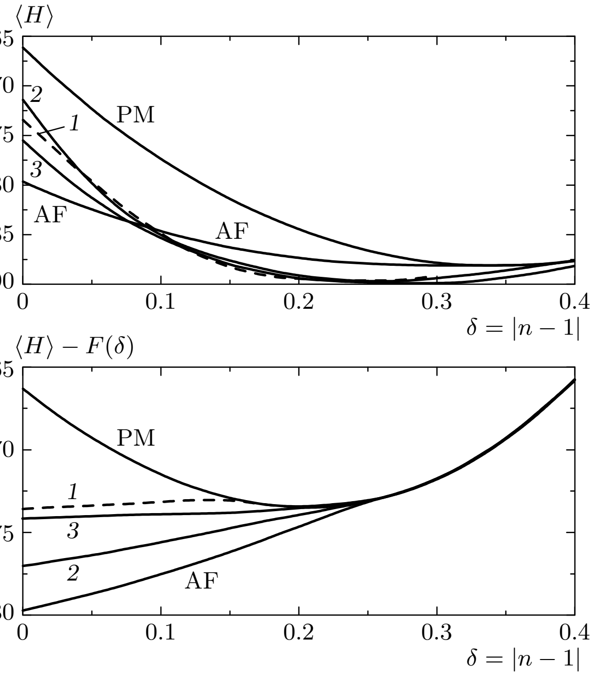

Рис. 3. Вверху — зависимости от допирования средней энергии (на один узел) дырочно-допированной t–t'–U-модели с параметрами $U = 4.0$, $t' = 0.3$ для разных спиновых структур: для парамагнитного состояния (PM), для однородного антиферромагнитного (AF), для страйп-фазы с периодом структуры $8a$ по оси x (штриховая линия), для спиральных состояний с $Q = \pi(\eta, 1)$ (кривая *2*) и $Q = \pi(\eta, \eta)$ (кривая *3*) при $\eta = 0.8$. Внизу — энергии тех же структур для электронно-допированной модели. Для удобства представления из всех энергий вычтена общая функция $F(\delta) = U(n^2 - 1)$

нереализуемы для модели (1) без дополнительных взаимодействий при $U/t = 4$–6. При дырочном допировании аналогичные решения с чередующимися спиновыми токами на плакетках и поворотом локального спина на $\pi/2$ при переходе между соседними узлами вдоль периметра плакетки существуют лишь при больших U ($U/t \geq 5$). Их энергии выше, чем энергии страйп- и спиральных структур, и форма их ПФ неправдоподобна. Поэтому результаты для них не приводятся.

Большая часть расчетов проводилась для структур с фиксированным (соизмеримым) периодом $8a$, хотя оптимальный размер доменов или вектора $\mathbf{Q}$ спирального состояния зависит от допирования. Для спирального состояния зависимости $Q(\delta)$ вычислялись неоднократно (например, в [35]). Здесь, однако, нас интересуют характерные особенности

ПФ и анизотропии псевдощелей для определенных структур.

На рис. 3*а* видно, что при h-допировании однородные AF-состояния неустойчивы по отношению к образованию страйп-структур и спиральных спиновых состояний. Формирование этих структур расширяет область допирования, в которой сохраняются отличные от нуля величины локального спина $\langle S_n \rangle \neq 0$; их исчезновение отвечает слиянию энергии $\overline{H}(\delta)$ для данной структуры с энергией PM-состояния. В то же время при электронном допировании MF-энергии всех перечисленных структур оказались выше энергии однородного AF-состояния. Большая устойчивость AF-состояния при e-допировании отвечает более широкой по допированию области дальнего AF-порядка в купратах n-типа. Пик в спиновой восприимчивости при $Q \sim (\pi, \pi)$ в этих купратах (в отличие от несоизмеримых Q в купратах p-типа) также свидетельствует об отсутствии в них страйп-фаз или спиральных спиновых структур.

6. ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ ДЛЯ СТРАЙП-СТРУКТУР. АНАЛОГИЯ С ДАННЫМИ ДЛЯ СОЕДИНЕНИЯ LSCO

На рис. 4*а* представлена карта интенсивностей $I(k, \omega = 0)$, рассчитанная по формулам (15), (17) для страйп-структуры. Последняя состоит из антифазных AF-полос, параллельных оси y, для модели с $U/t = 6$, $t'/t = 0.1$ при $n = 0.8$. В случае однородного AF-решения это допирование близко к тому, при котором уровень Ферми проходит через VHS в DOS нижней хаббардовской зоны. Страйп-структура, параллельная оси y, расщепляет VHS, делает неэквивалентными горячие точки $M_x = (\pi, 0)$ и $M_y = (0, \pi)$ и формирует основные и теневые горизонтальные участки ПФ. Рисунок 4*б* представляет карту интенсивности, симметризованную по структурам с доменами x- и y-ориентаций. Форма ПФ аналогична полученной в других расчетах страйп-фаз [36]. Она сильно отличается от ПФ, характерной для однородных AF-решений модели с $t' > 0$. Главное отличие — отсутствие границы Ферми в диагональном направлении — говорит об открытии псевдощели при $k_x = \pm k_y$. Вследствие этого можно ожидать, что даже при d-симметрии сверхпроводящего состояния минимальная энергия Ферми возбуждений будет отлична от нуля согласно уравнению, аналогичному уравнению (20) для однородных AF-решений с e-допированием. С ростом t' до 0.3 дополнительно появляются малые дырочные карманы в точках $k_S = (\pi/2, \pi/2)$. Большая часть прежней нулевой границы Ферми, в частности в точке $M_y = (0, \pi)$, становится псевдощелевой, диэлектризованной; сохраняются только квазиодномерные участки ПФ, нормальные к направлению страйп-полос (оси y). Соответственно ожидается и квазиодномерная проводимость такой структуры. Невидимые псевдощелевые диэлектризованные участки обобщенной границы Ферми могут быть визуализованы при построении сглаженной интенсивности (18) с большим частотным окном $\Delta\omega$.

На рис. 5*а* представлены одноэлектронные энергии $E_\lambda(k)$ (собственные значения MF-задачи) как функции квазиимпульса, меняющегося вдоль контура

$$Y(-\pi, \pi) - M_y(0, \pi) - Y(\pi, \pi) - M_x(\pi, 0) - Y(\pi, -\pi).$$

Как и положено, зонные энергии $E_\lambda(k)$ являются периодическими функциями с периодом $\pi/4$ на первом, горизонтальном участке контура $Y - M_y - Y$. Однако карта интенсивностей проявляет лишь нетеневые при данном k уровни энергии. Рисунок 5*б* представляет такую карту на плоскости k, ω для k, меняющегося вдоль того же контура. Пересечение уровней с уровнем Ферми в окрестности M_x отвечает квазиодномерной ПФ на рис. 4*а*.

Сохранение ПФ вблизи M_x и образование псевдощели в окрестности M_y и при $k_x \sim k_y$ объясняются действием зависящего от спина среднего поля, главной гармоникой которого является $F(n) \propto \cos Q_\eta n$ с $Q_\eta = (\eta\pi, \pi)$ (здесь $\eta = 0.75$). Это поле сдвигает вверх нулевой уровень $\epsilon(0, \pi)$ в точке M_y, отталкивая его от более низких нулевых уровней ϵ_k в точке $k = (\pm\eta\pi, 0)$ вблизи M_x. Это же поле опускает вниз (ниже химического потенциала) нулевой уровень $\epsilon(\pi, 0)$ в точке M_x, отталкивая его от более высоких нулевых уровней $\epsilon(\pm 0.25\pi, \pi)$ вблизи M_y.

Данные ARPES для недодопированного соединения LSCO [6, 7, 37] качественно соответствуют особенностям карт интенсивностей на рис. 4. Наличие двух участков ПФ с разными свойствами — в области точек M и в диагональных направлениях, систематическое подавление спектрального веса вблизи точки $(\pi/2, \pi/2)$ по сравнению с соединениями BSCCO или с передопированными образцами LSCO, прямые сегменты ПФ вблизи точки $(\pi, 0)$ с шириной порядка $\pi/2$ также интерпретировались как доказательство существования неоднородных структур в недодопированном соединении LSCO [6, 7, 37], в частности, сочетания поряд-

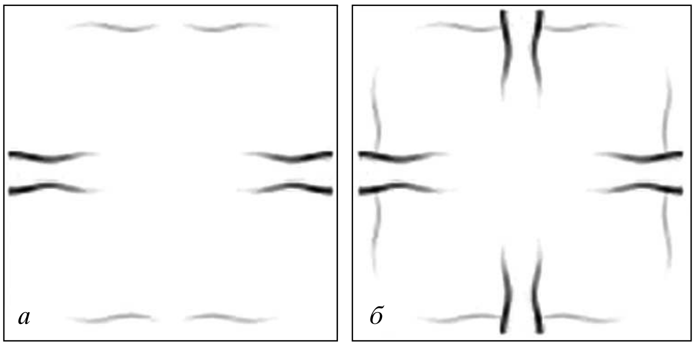

Рис. 4. *а*) Карта интенсивностей фотоэмиссии $I(k,\omega=0)$ для страйп-структуры с AF-полосами ширины $4a$, параллельными оси y, с доменными стенками, центрированными на связях. *б*) То же, но усредненное по двум страйп-структурам x- и y-ориентаций. Параметры модели $U=6$, $t'=0.1$

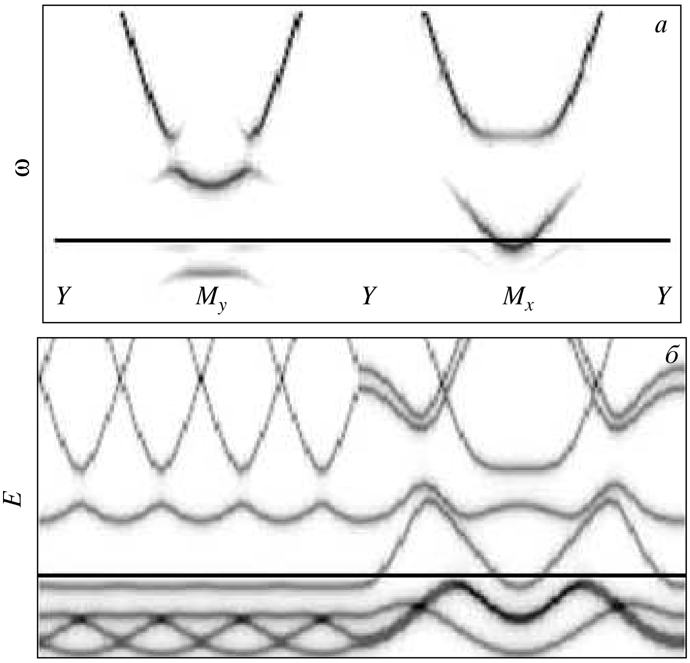

Рис. 5. *а*) Собственные энергии $E_\lambda(k)$ MF-задачи как функции квазиимпульса, меняющегося вдоль контура $Y(-\pi,\pi)$–$M_y(0,\pi)$–$Y(\pi,\pi)$–$M_x(\pi,0)$–$Y(\pi,-\pi)$ для страйп-структуры с периодом $8a$ по оси x. *б*) Карта интенсивностей $I(k,\omega)$ для k, меняющегося вдоль того же контура. Карта проявляет те же уровни энергии $E_\lambda(k)$, но с разным весом, определяемым структурой зонных состояний. Параметры модели те же, что на рис. 4. Уровень Ферми отмечен горизонтальной линией

ка-беспорядка со страйп-структурами [38]. Другим доказательством страйп-структуры служит наблюдение пиков нейтронного рассеяния при несоизмеримых импульсах $(\pi\pm\delta,\pi)$, $(\pi,\pi\pm\delta)$ в соединении LSCO [15].

Анизотропия ПФ (рис. 4*а*) предполагает пересмотр допустимой симметрии SC-порядка, совместимой со страйп-структурой. Для структур, симметричных по отношению к перестановке осей $x \leftrightarrow y$, ожидается d-волновой SC-порядок $\langle c^\dagger_{k,\uparrow}c^\dagger_{-k,\downarrow}\rangle \propto (\cos k_x - \cos k_y)$. Он обеспечивает ортогональность парной функции к одноцентровой функции пары $c^\dagger_{n\uparrow}c^\dagger_{n\downarrow}$, подавляемой одноцентровым отталкиванием U. Однако в случае квазиодномерной ПФ, изображенной на рис. 4*а*, более вероятной является обобщенная s-волновая парная функция

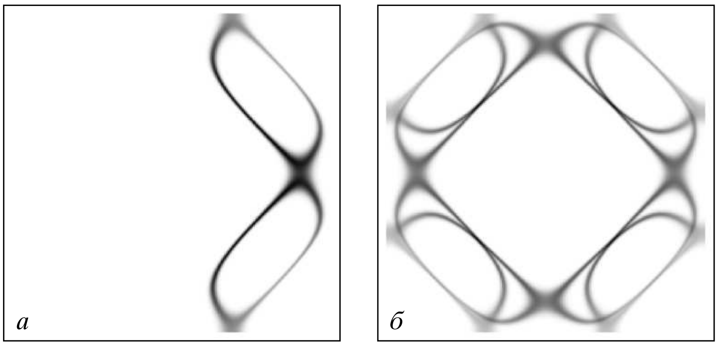

Рис. 6. *а*) Карта интенсивностей фотоэмиссии $I_\uparrow(k,\omega=0)$ электронов с поляризацией спина $\sigma=\uparrow$ для спиральной структуры с $Q=\pi(0.8,1)$. *б*) То же, но усредненное по двум поляризациям спина $\sigma=\uparrow,\downarrow$ и двум структурам с $Q=(0.8\pi,\pi)$ и $Q=(\pi,0.8\pi)$ для модели с параметрами $U=6$, $t'=0.1$

$\langle c^\dagger_{k,\uparrow}c^\dagger_{-k,\downarrow}\rangle\propto(\cos k_x+\cos k_y)$. Последняя может быть ортогональной одноцентровой функции пары благодаря узловым линиям $k_x\pm k_y=\pm\pi$. Роль узловых линий в угловой зависимости SC-щели будут играть теперь узловые линии «радиальной» части парной функции, если величину $z=\cos k_x+\cos k_y$ можно назвать радиальной переменной. Проверка такой гипотезы требует соответствующих вычислений.

7. СПИРАЛЬНЫЕ СПИНОВЫЕ СТРУКТУРЫ И СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ РАЗНЫХ СЕГМЕНТОВ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ

Как было выяснено ранее [39], спиральные спиновые структуры (22) обладают поляризационной анизотропией ПФ. Различные участки ПФ отвечают электронам с разной преимущественной поляризацией спина. Действительно, среднее поле от спиральной спиновой структуры смешивает одноэлектронные состояния $\{c^\dagger_{k,\uparrow},c^\dagger_{k+Q,\downarrow}\}$ и приводит, как и для страйп-структур, к расщеплению VHS. Но в отличие от страйп-структур, заселенности $n_{k,\sigma}=\langle c^\dagger_{k\sigma}c_{k\sigma}\rangle$ и интенсивности $I_\sigma(k\omega)$ фотоэмиссии электронов с фиксированной поляризацией σ зависят от поляризации спина σ. Величины $I_\sigma(k\omega)$ определяются формулами (15), (17), но без суммирования по σ в правой части (17).

Рисунок 6 представляет карту интенсивности $I_{\sigma=\uparrow}(k,\omega=0)$ для спирального состояния с $Q=(0.8\pi,\pi)$ для спиновой поляризации $\sigma=\uparrow$ на ось z, перпендикулярную плоскости вращения средних спинов спиральной конфигурации. Таким образом, поверхности Ферми, проявляемые в фотоэмиссии электронов с поляризацией $\sigma=\uparrow$, обладают анизотропией. Для противоположной поляризации спина ПФ является отражением в плоскости $x=0$ ПФ, изображенной на рис. 6*а*. Рисунок 6*б* представляет поверхности Ферми, симметризованные по спинам и по двум типам структур с $Q=(0.8\pi,\pi)$ и $Q=(\pi,0.8\pi)$. В окрестности точки M симметризованные ПФ имеют пересечения как с линией $M-Y$ (характерное для ПФ дырочного типа), так и с линией $M-\Gamma$ (характерное для ПФ электронного типа). Такие двойные пересечения, по-видимому, наблюдались в ARPES-спектрах для соединения BSCCO [1, 2, 40]. Прямое сопоставление с экспериментом невозможно, так как модель не учитывает двуслойного расщепления.

Поляризационная анизотропия ПФ непосредственно отражает наличие спиновых токов $J_\uparrow=-J_\downarrow$. Согласно [39] она могла бы быть причиной наблюдавшегося в недодопированном соединении BSCCO эффекта нарушения симметрии по отношению к обращению времени (TRSB) в дихроизме сигнала ARPES [12]. (В альтернативной гипотезе [12, 41] TRSB-эффект объясняется особым выстраиванием циркулярных микротоков.) Для прямого наблюдения поляризационной анизотропии ПФ требуется селективое по поляризации спина измерение интенсивности фотоэмиссии. В измерениях полной интенсивности фотоэмиссии такая селективность была достигнута в так называемой спин-орбитальной фотоэмиссии [42]. Принципиально такие измерения возможны и в ARPES. Важно продолжить исследование TRSB в недодопированном соединении BSCCO, в частности, выяснить, носит ли этот эффект и связанные с ним токи объемный или поверхностный характер. Пока же остается открытым вопрос: можно ли представлять основное состояние в соединении BSCCO как набор квазистатических доменов со спиральной структурой и связанной с этим системой спиновых токов.

8. ВЫВОДЫ

MF-рассмотрение нормального состояния t–t'–U-модели Хаббарда показало, что топология ПФ и анизотропия псевдощели в недодопированной области зависит от знака t', от типа (e- или h-) допирования и от спиновой структуры. Для дырочно-допированных моделей однородное AF-решение среднего поля оказывается неустойчивым по отношению к формированию двух типов спиновых структур — страйп-фазы и спиральной спиновой структуры. Однако в моделях с электронным допированием нижним среди рассматриваемых решений остается однородное AF-решение. Это соответствует большой (по допированию) области существования AF-порядка в купратах n-типа, таких как NCCO, PCCO, а также наблюдаемому в них соизмеримому пику при $Q = (\pi,\pi)$ в нейтронном рассеянии. Для однородных AF-решений недодопированных моделей псевдощель открывается в антиузельных направлениях $k \sim (\pi,0)$, $(0,\pi)$ при дырочном допировании или в диагональных, узельных направлениях $k_x = k_y$ при электронном допировании. Последнее решение дает пример системы, для которой d-сверхпроводимость сочетается с конечной минимальной щелью ферми-возбуждений. В соответствии с ARPES-данными для соединения LSCO расчет страйп-фазы показал, что она характеризуется квазиодномерными сегментами поверхности Ферми, открытием псевдощели и подавлением спектральной плотности в диагональном направлении и в направлении, параллельном страйп-доменам. Такая анизотропия FS и PG не сочетается с d-симметрией SC-порядка. Для спиральной спиновой структуры обнаружена поляризационная анизотропия ПФ — разные сегменты ПФ отвечают разной спиновой поляризации электронов. По этому свойству можно тестировать спиральные спиновые структуры. Среди многих нерешенных проблем — исследование структур валентных связей и токовых состояний, переход от рассмотрения квазистатических структур к динамическим флуктуациям и др.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03-03-32141). Автор выражает искреннюю благодарность В. Я. Кривнову за полезные замечания и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Damascelli, Z.-X. Shen, and Z. Hussain, Rev. Mod. Phys. **75**, 473 (2003).
2. Z. M. Shen and D. S. Dessau, Phys. Rep. **253**, 1 (1995).
3. Y.-D. Chuang, A. D. Gromko, D. S. Dessau et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 3717 (2000).
4. H. M. Fretwell, A. Kaminski, J. Mesot et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 4449 (2000).
5. S. V. Borisenko, M. S. Golden, S. Legner et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 4453 (2000).
6. A. Ino, C. Kim, T. Mizokawa et al., J. Phys. Soc. Jpn. **68**, 1496 (1999).
7. T. Yoshida, X. J. Zhou, M. Nakamura, S. A. Kellar et al., E-print archives, cond-mat/0011172.
8. D. L. Feng, N. P. Armitage, D. H. Lu et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 5550 (2000).
9. Y. D. Chuang, A. D. Gromko, A. Fedorov et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 117002 (2001).
10. A. A. Kordyuk, S. V. Borisenko, T. K. Kim et al., E-print archives, cond-mat/0110379; Phys. Rev. Lett. **89**, 077003 (2002).
11. A. Kamiski, S. Rosenkranz, H. M. Fretwell et al., E-print archives, cond-mat/0210531.
12. A. Kaminsky, S. Rosenkranz, H. M. Fretwell et al., E-print archives, cond-mat/0203133.
13. S. V. Borisenko, A. A. Kordyuk, S. Legner et al., Phys. Rev. B **64**, 094513 (2001).
14. M. Lindroos, S. Sahrakorpi, and A. Bansil, Phys. Rev. B **65**, 054514 (2002).
15. R. J. Birgeneau and G. Shirane, in *Physical Properties of High Temperature Superconductors* I, ed. by D. M. Ginzberg, World Scientific, Singapore (1989). [Р. Дж. Биржено, Г. Ширан, в кн. *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников*, т. I, под ред. Д. М. Гинзберг, Мир, Москва (1991), с. 163.]
16. C. Howald, H. Eisaki, N. Kaneko, M. Greven, and A. Kapitulnik, E-print archives, cond-mat/0201546; Phys. Rev. B **67**, 014533 (2003).
17. J. E. Hoffman, E. A. Hudson, K. M. Lang et al., Science **295**, 466 (2002)
18. S. Chakravarty, R. B. Laughlin, D. K. Morr, and Ch. Nayak, E-print archives, cond-mat/0005443; Phys. Rev. B **63**, 094503 (2001).
19. J. E. Hirsch, Phys. Rev. Lett. **54**, 1317 (1985).

20. А. А. Овчинников, М. Я. Овчинникова, ЖЭТФ **110**, 342 (1996); **112**, 1409 (1997).

21. N. M. Plakida, V. S. Oudovenko, R. Horsch, and A. J. Liechtenstein, Phys. Rev. B **55**, 11997 (1997).

22. A. A. Ovchinnikov and M. Ya. Ovchinnikova, Phys. Lett. A **249**, 531 (1998).

23. А. А. Овчинников, М. Я. Овчинникова, Е. А. Плеханов, Письма в ЖЭТФ **67**, 350 (1998); ЖЭТФ **114**, 985 (1998); **115**, 649 (1999).

24. R. O. Kuzian, R. Hayn, A. F. Barabanov, and L. A. Maksimov, Phys. Rev. **B 58**, 6194 (1998).

25. F. Onufrieva, P. Pfeuty, and M. Kisilev, Phys. Rev. Lett. B **82**, 2370 (1999).

26. А. А. Овчинников, М. Я. Овчинникова, ЖЭТФ **118**, 1434 (1999).

27. C. Kusko and R. S. Markiewicz, Phys. Rev. Lett. **84**, 963 (2000).

28. C. Kusko, R. S. Markiewicz, M. Lindroos, and A. Bansil, E-print archives, cond-mat/0201117; Phys. Rev. B **66**, 14051 (2002).

29. M. R. Norman, H. Ding, M. Randeria et al., Nature **392**,157 (1998).

30. T. Timusk and B. Statt, Rep. Progr. Phys. **62**, 61 (1999).

31. M. R. Norman and C. Pepin, E-print archives, cond-mat/0302336.

32. H. Balci, V. N. Smolyaninova, P. Fournier et al., Phys. Rev. B **66**, 174510 (2002).

33. N. P. Armitage, D. H. Lu, D. L. Feng et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 1126 (2001).

34. A. Koitzsch, G. Blumberg, A. Gozar et al., E-print archives, cond-mat/0304175.

35. А. А. Овчинников, М. Я. Овчинникова, ЖЭТФ **116**, 1058 (1999).

36. X. J. Zhou, P. Bogdanov, S. A. Kellar et al., Science **286**, 268 (1999).

37. A. Ino, C. Kim, M. Nakamura et al., Phys. Rev. B **62**, 4137 (2000).

38. X. J. Zhou, T. Yoshida, S. A. Kellar et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 5578 (2001).

39. М. Я. Овчинникова, ЖЭТФ **123**, 1082 (2003).

40. D. S. Dessau, Z. X. Shen, D. M. King et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2781 (1993).

41. C. M. Varma, Phys. Rev. Lett. **83**, 3538 (1999).

42. G. Ghiringhelli, L. H. Tjeng, A. Tanaka et al., Phys. Rev. B **66**, 75101 (2002).