

Роль примесей цинка и никеля в высокотемпературных сверхпроводниках

© С.Г. Овчинников

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук,
660036 Красноярск, Россия

E-mail: sgo@post.krascience.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 23 июня 1998 г.

В окончательной редакции 6 октября 1998 г.)

В рамках многозонной $p-d$ -модели оксидов меди рассмотрены локальные изменения электронной структуры и их влияние на физические свойства сверхпроводящей и нормальной фаз при замещении меди на цинк и никель. Показано, что сильные электронные корреляции подавляют $S = 1$ -конфигурацию Ni^{2+} и обуславливают суперпозицию $S = 1/2$ и $S = 0$ -состояний никеля. Рассмотрено изменение плотности состояний в системах p - и n -типа, показана особенность примесей Zn для систем p -типа и Ni для систем n -типа. Обсуждается универсальная зависимость T_c от остаточного сопротивления для слаболегированных сверхпроводников и отклонения от нее для оптимально легированных систем.

Примеси переходных металлов в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП)-оксидах меди приводят, как известно, к необычному с точки зрения теории БКШ поведению; как магнитные, так и немагнитные примеси сильно подавляют T_c , причем степень подавления для ВТСП p -типа наибольшая в случае немагнитной примеси Zn и наименьшая для магнитной примеси Ni [1–3]. Такой эффект Zn нередко рассматривается в литературе как проявление потенциального рассеяния в сверхпроводнике d -типа [4–6]. Основанием для этой гипотезы является появление большой остаточной плотности состояний ($N_{res}(\varepsilon_f) \neq 0$) за счет немагнитных примесей для анизотропных сверхпроводников с параметром порядка, имеющем нули на поверхности Ферми [7]. При этом анализ эффектов потенциального и магнитного рассеяния ведется в модели нормального металлического состояния. Для ВТСП такой подход вряд ли применим для слаболегированных и оптимально-легированных составов с аномальным поведением металлической фазы, характеризующимся сильными короткодействующими антиферромагнитными корреляциями.

Для ВТСП n -типа наблюдается другая картина: магнитные примеси Ni, Co гораздо сильнее подавляют T_c , чем немагнитная примесь Zn в поликристаллических образцах $L_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ ($L = Pr, Nd, Sm, Eu$), что интерпретируется как проявление щели S -типа-симметрии [8,9]. Исследования монокристаллов $Pr_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ показали, что Zn в них не растворяется, а замещение Cu на Ni и Co обуславливает рекордное для купратов подавление T_c с величиной $dT_c/dx = -20$ K/at%, рост остаточного сопротивления $450 \mu\Omega\text{cm/at\%}$ и изменение знака константы Холла [10].

Остаточное сопротивление ρ_{res} в разных ВТСП p -типа (La-214, Y-123, Bi-2212) коррелирует с T_c : рост ρ_{res} пропорционален падению ΔT_c , что позволяет предположить, что один и тот же механизм обуславливает оба эффекта. Более того, в разных ВТСП с разными концен-

трациями примесей Zn зависимость $T_c(\rho_{res})$ имеет универсальный характер для слаболегированных составов, для оптимально-легированных составов универсальность нарушается [11].

Эффекты замещения меди на магнитные и немагнитные примеси рассматриваются в рамках многоэлектронной многозонной $p-d$ -модели [12,13]. Ранее было показано, что сильные электронные корреляции подавляют магнитное состояние $d^8(Ni^{2+})$ со спином $S = 1$ и реализуют квантово-механическую суперпозицию парамагнитного $d^9L(S = 1/2)$ и диамагнитного $d^{10}L^2(S = 0)$ -состояний [14].

В результате примесь формально магнитного Ni^{2+} на самом деле действует как диамагнитная примесь Zn, причем это действие ослаблено множителем u_0^2 , выражающим вероятность $d^{10}L^2$ -конфигурации. Поэтому подавление точки Нееля в слаболегированных антиферромагнетиках подчиняется отношению

$$\frac{dT_N(Ni)}{dx} \Big/ \frac{dT_N(Zn)}{dx} = u_0^2. \quad (1)$$

Далее рассмотрим и сравним изменения в электронной структуре при замещении Cu на Zn и Ni. Для систем p -типа примеси Zn действуют как электронное легирование, приводя к образованию дополнительных внутрищелевых состояний a_1 -симметрии типа глубоких примесных уровней, в то время как примеси Ni действуют как дополнительное дырочное легирование, меняя лишь интенсивность уже существующих пиков плотности состояний примесной зоны b_1 -симметрии. В этом мы видим микроскопическую причину отличий эффектов Zn и Ni, ибо появление примесных уровней Zn может приводить к сильному резонансному рассеянию носителей [15], которого нет в случае примесей Ni. Напротив, для сверхпроводников n -типа замещение Cu на Ni приводит к сосуществованию электронных и дырочных состояний, известному из эксперимента.

1. Схема формирования зонной структуры квазичастиц

В многозонной многоэлектронной $p-d$ -модели гамильтониан CuO_2 -слоя в дырочном представлении может быть записан в виде

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_{i\lambda\sigma} \varepsilon_i^\lambda a_{i\lambda\sigma}^+ a_{i\lambda\sigma} \\
 & + \sum_{i,j} \sum_{\lambda_1\lambda_2\sigma_1\sigma_2\sigma_3\sigma_4} V_{ij}^{\lambda_1\lambda_2} a_{i\lambda_1\sigma_1}^+ a_{i\lambda_1\sigma_3} a_{i\lambda_2\sigma_2}^+ a_{i\lambda_2\sigma_4} \\
 & + \sum_{\langle i,j \rangle} \sum_{\lambda_1\lambda_2\sigma} t_{ij}^{\lambda_1\lambda_2} a_{i\lambda_1\sigma}^+ a_{j\lambda_2\sigma}. \quad (2)
 \end{aligned}$$

Здесь $a_{i\lambda\sigma}$ есть оператор уничтожения дырки в состоянии Ванье на узле i (медь или кислород), орбитали λ и со спином σ . Мы учитывали две орбитали меди ($d_{x^2-y^2}$ и d_{z^2}) и одну p -орбиталь (p_x или p_y) на каждом узле кислорода. Среди кулоновских матричных элементов можно выделить внутриатомные хаббардовские $U_d(U_p)$ для отталкивания на одной орбитали меди (кислорода) с противоположными спинами, межорбитальные $V_d(V_p)$ кулоновские и $J_d(J_p)$ обменные матричные элементы, а также межатомные параметры кулоновского V_{pd} и обменного J_{pd} взаимодействия медь-кислород (которые для простоты считаем одинаковыми для всех орбиталей). Последний член в (1) описывает межатомные перескоки медь-кислород с параметрами $t_{pd}^{x^2-y^2,x} \equiv T_{pd}$ и $t_{pd}^{z^2,x} = T_{pd}/\sqrt{3}$ и кислород-кислород с параметром $t_{pp}^{x,y} \equiv t_{pp}$. Обозначим энергию переноса заряда $\delta = \varepsilon_p - \varepsilon_{d_{x^2-y^2}}$ и энергию расщепления d -уровня в одноосной компоненте кристаллического поля $\Delta_d = \varepsilon_{p_z} - \varepsilon_{d_{x^2-y^2}}$.

В обобщенном методе сильной связи [14] зонная структура квазичастиц с учетом эффектов сильных электронных корреляций рассчитывается в два этапа, на первом — решетка CuO_2 -слоя разбивается на множество элементарных ячеек, гамильтониан внутри ячейки точно диагонализируется. Ячейки можно выбрать либо непересекающимися (CuO_2), либо пересекающимися (CuO_4), в последнем случае решается дополнительная задача о построении функций Ванье [16–18]. Полученные в результате диагонализации гамильтониана ячейки H_0 многоэлектронные молекулярные орбитали $m = |n, l\rangle$ (где $n = 0, 1, 2, \dots$ — число дырок в ячейке, l обозначает совокупность остальных орбитальных и спиновых индексов) используются для построения операторов Хаббарда данной ячейки $X^{ps} = |p\rangle\langle g|$.

На втором этапе все межячеечные перескоки и взаимодействия точно переписываются в представлении операторов Хаббарда, и гамильтониан (2) принимает вид

$$\begin{aligned}
 H = & H^{(0)} + H^{(l)} \\
 = & \sum_{i,m} E_m X_i^{m,m} + \sum_{\langle i,j \rangle} \sum_{m_1, n_1} \sum_{m_2, n_2} T_{m_1 n_1}^{m_2 n_2} X_i^{m_1 n_1} X_j^{n_2 m_2}. \quad (3)
 \end{aligned}$$

Здесь узлы решетки i, j относятся только к центрам кластеров (атомам меди).

Различные варианты теории возмущений по межячеечным перескокам известны для модели Хаббарда [15,19–21], все они приводят в режиме сильных корреляций к зонной структуре квазичастиц, зависящей от температуры и концентрации носителей через числа заполнения $\langle x^{m,m} \rangle$ термов E_m . Последние вычисляются самосогласованно через уравнение на химический потенциал

$$\sum_{nl} n \langle X^{nl;nl} \rangle = n_h, \quad (4)$$

где n_h есть концентрация дырок на ячейку, $n_h = 1 + x$ для $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ и $n_h = 1 - x$ для $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$.

Важными для нас состояниями являются основные термы с $n = 0, 1$ и 2 : вакуумное состояние $|0\rangle$ с $n = 0$ соответствует $d^{10}p^6$ -конфигурации. Однодырочное состояние с $n = 1$ есть суперпозиция d^9 - и $d^{10}L$ -конфигураций, основной терм со спином $S = 1/2$ и проекцией $\sigma = \pm 1/2$ равен

$$\begin{aligned}
 |1, \sigma\rangle = & u|0; d_{1\sigma}; 0\rangle - v(|p_x, \sigma; 0; 0\rangle + |0; 0; p_x, \sigma\rangle)/\sqrt{2}, \\
 u^2 = & (1 + \delta/\nu)/2, \quad v^2 = 1 - u^2, \quad \nu^2 = \delta^2 + 8T_{pd}^2. \quad (5)
 \end{aligned}$$

Здесь $d_1 \equiv d_{x^2-y^2}$ и вектор $|\dots; \dots; \dots\rangle$ обозначает различные многоэлектронные состояния O–Cu–O кластера.

Двухдырочные состояния есть суперпозиция конфигураций d^8, d^9L и $d^{10}L^2$. Запишем основной терм в виде

$$|2, S\rangle = u_0|d^{10}L^2\rangle + v_0|d^9L\rangle + w_0|d^8\rangle, \quad (6)$$

где спин равен нулю или единице (возможен кроссовер между синглетом $^1A_{1g}$ и триплетом $^3B_{1g}$) [22]. Сильные корреляции подавляют вес d^8 -конфигурации, при реалистичных для оксидов параметрах $w_0^2 \leq 0, 1$ основной вклад вносится синглетом Жанга-Райса. В пределе $U_d \rightarrow \infty$, пренебрегая w_0 , можно записать коэффициенты u_0, v_0 аналитически

$$\begin{aligned}
 u_0^2 = & (1 - \Delta_0/\nu_0)^2, \quad v_0^2 = 1 - u_0^2, \\
 \Delta_0 = & \delta - V_{pd}, \quad \nu_0^2 = \Delta_0^2 + 8T_{pd}^2.
 \end{aligned}$$

Квазичастицы фермиевского типа в сильнокоррелированной системе можно определить по аналогии с теорией Ферми-жидкости Ландау как локальные возбуждения с энергией

$$\Omega(n, l_1, l_2) = E(n + 1, l_1) - E(n, l_2). \quad (7)$$

Межкластерные перескоки приводят к дисперсии этих квазичастиц. Схема одночастичных (дырочных) возбуждений показана на рис. 1, для упрощения рисунка показаны лишь по два нижних терма с $n = 1$ и 2 . Здесь стрелки с цифрами нумеруют разные типы дырок: пустая зона проводимости (на электронном языке) формируется квазичастицей 1, потолок валентной зоны — квазичастицами 2 и 3. Как для n , так и для p -типа существуют дырки во внутрищелевых состояниях (in-gap states), спектральный вес которых пропорционален концентрации

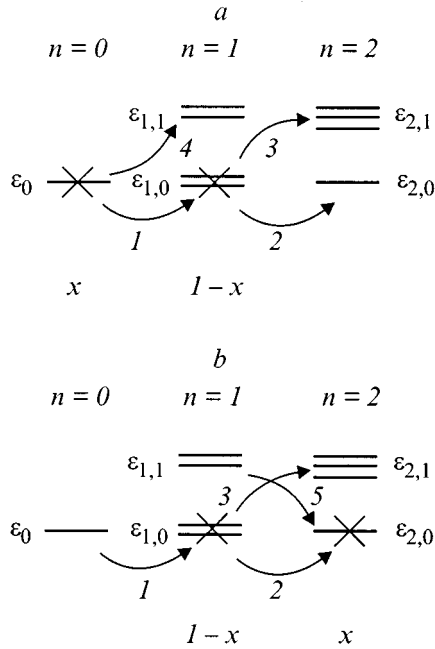


Рис. 1. Схема многоэлектронных термов в различных секторах гильбертова пространства с числом дырок на ячейку $n = 0, 1, 2$, кресты обозначают частичное заполнение разных термов для систем n -типа (а) и p -типа (б). Стрелки с номерами показывают возможные фермиевские квазичастицы: 1 — дно зоны проводимости; 2, 3 — синглетные и триплетные возбуждения на потолке валентной зоны; 4, 5 — примесные состояния для систем n - и p -типа.

носителей. Эти дырки обозначены номером 4 для систем n -типа и описываются суперпозицией d_{z^2} -состояний меди и a_1 -молекулярной орбитали кислорода [23], для ВТСП p -типа примесные дырки обозначены номером 5 на рис. 1 и формируются в основном b_1 -орбиталями кислорода [24].

Спектральный вес квазичастиц определяется так называемым конечным множителем [25], равным для фермиевских квазичастиц сумме частиц заполнения начального и конечного состояний

$$F(l_1, l_2) = \langle X^{n+1, l_1; n+1, l_1} \rangle + \langle X^{n, l_2; n, l_2} \rangle. \quad (8)$$

Сами же числа заполнения находятся самосогласованно из решения уравнения на химпотенциал (4). Эти решения при $T = 0$ в парамагнитной фазе для трех интересующих случаев без легирования, легирование p - и n -типа равны 1) нелегированная система $n_h = 1$

$$\langle X^{0;0} \rangle = 0, \quad \langle X^{1, \sigma; 1, \sigma} \rangle = 1/2, \quad \langle X^{2, 0; 2, 0} \rangle = 0; \quad (9)$$

2) легирование p -типа, $n_h = 1 + x$

$$\langle X^{0;0} \rangle = 0, \quad \langle X^{1, \sigma; 1, \sigma} \rangle = (1-x)/2, \quad \langle X^{2, 0; 2, 0} \rangle = x; \quad (10)$$

3) легирование n -типа, $n_h = 1 - x$

$$\langle X^{0;0} \rangle = x, \quad \langle X^{1, \sigma; 1, \sigma} \rangle = (1-x)/2, \quad \langle X^{2, 0; 2, 0} \rangle = 0. \quad (11)$$

Аналогичная структура решений сохраняется и в антиферромагнитной фазе со снятием вырождения по спину в каждой из подрешеток.

2. Изменения электронной структуры при замещениях меди на цинк и никель

Каждое замещение $\text{Cu}^{2+}(d^9)$ на $\text{Zn}^{2+}(d^{10})$ уменьшает число дырок на единицу, так что концентрация дырок, например, в системе $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{Zn}_y\text{O}_4$ оказывается равной $n_h = 1 + x - y$. В то же время замещение $\text{Cu}^{2+}(d^9)$ на $\text{Ni}^{2+}(d^8)$ увеличивает число дырок, в системе $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{Ni}_y\text{O}_4$ концентрация дырок $n_h = 1 + x + y$. Иначе говоря, с точки зрения электронейтральности замещение на Zn эквивалентно легированию n -типа, а на Ni — легированию p -типа. Малый пространственный радиус примесных состояний отличает их от подвижных носителей, образующихся при легировании Ce^{4+} или Sr^{2+} [14].

Можно выделить в системе $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{Zn}_y\text{O}_4$ два типа элементарных ячеек в слое CuO_2 : а) над или под ячейкой находится примесь Sr, дающая дырку в данной ячейке, где $n_h = 2$; б) вместо CuO_4 -квадрата имеем ZnO_4 , для данной ячейки $n_h = 0$.

Ячейки, где и Sr и Zn действует одновременно, несущественны; во-первых, из-за малости x и y такая встреча маловероятна, во-вторых, в таких ячейках происходит компенсация легирования p - и n -типа.

Изменение плотности состояний в слаболегированном случае ($x \ll 1, y \ll 1$) легко проследить из рис. 2,

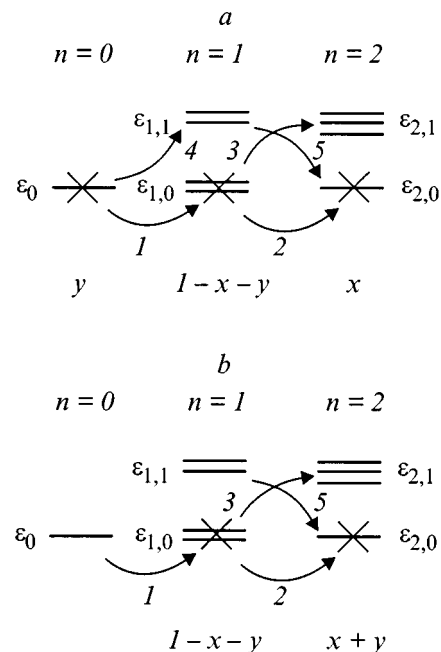


Рис. 2. Изменение спектров квазичастиц в CuO_2 слое p -типа при замещении меди на цинк (а) и никель (б). Для Zn есть дополнительное дырочное примесное состояние a_1 -симметрии.

где показана схема квазичастиц для пространственно-усредненной картины. Здесь числа заполнения термов равны

$$\begin{aligned} \langle X^{0;0} \rangle &= y, & \langle X^{1,\sigma;1,\sigma} \rangle &= (1-x-y)/2, \\ \langle X^{2,0;2,0} \rangle &= x. \end{aligned} \quad (12)$$

Изменение плотности состояний, обусловленное внутренними состояниями, равно

$$\delta N(E) \sim y\delta(E - \varepsilon_{1,1} + \varepsilon_0) + x\delta(E - \varepsilon_{2,0} + \varepsilon_{1,1}). \quad (13)$$

Здесь второе слагаемое связано с b_1 -примесными состояниями, которые с ростом концентрации дырок сливаются с потолком валентной зоны, формируя зону, ответственную за сверхпроводимость. Первое слагаемое в (13) обусловлено дырками a_1 -симметрии, это и есть примесные состояния, лежащие за краем основной зоны b_1 -симметрии. Согласно [15], наличие подобного состояния может быть причиной сильного резонансного рассеяния в унитарном пределе. Перескоки между CuO_4 -кластерами дают, как известно, узкие хаббардовские зоны с типичной шириной менее 0.5 eV [20]. Ввиду малости ширины зон мы здесь пренебрегаем эффектами дисперсии зон и анализируем не всю плотность состояний, а только ту часть, которая имеет примесный характер, т. е. пропорциональна концентрации дырок.

В случае замещения Cu на Ni с $n_h = 1 + x + y$ решение уравнения самосогласования на химпотенциал равно

$$\begin{aligned} \langle X^{0;0} \rangle &= 0, & \langle X^{1,\sigma;1,\sigma} \rangle &= (1-x-y)/2, \\ \langle X^{2,0;2,0} \rangle &= x + y. \end{aligned} \quad (14)$$

В этом случае, как видно из рис. 2, b , электронная структура формируется теми же квазичастицами, что и в отсутствие Ni на рис. 1, b , основное изменение в плотности состояний от легирования равно

$$\delta N(E) \sim (x + y)\delta(E - \varepsilon_{2,0} + \varepsilon_{1,1}). \quad (15)$$

В результате замещение Cu на Ni приводит в основном к перенормировке плотности состояний без ее качественных изменений.

Напротив, в сверхпроводниках n -типа замещение Cu на Ni существенно изменяет плотность состояний. Рассмотрим систему $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{Cu}_{1-y}\text{Ni}_y\text{O}_4$, сверхпроводимость и электрические свойства монокристаллов исследованы в работах [10,26,27]. Здесь средняя концентрация дырок равна $n_h = 1 - x + y$, для ячеек с примесью Ce $n_h = 0$, а для квадратов NiO_4 $n_h = 2$. Решение уравнения (4) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \langle X^{0;0} \rangle &= x, & \langle X^{1,\sigma;1,\sigma} \rangle &= (1-x-y)/2, \\ \langle X^{2,0;2,0} \rangle &= y. \end{aligned} \quad (16)$$

Дырочные квазичастицы формируются теми же возбуждениями, что на рис. 2, a , изменение плотности состояний за счет примесных состояний равно

$$\delta N(E) \sim x\delta(E - \varepsilon_{1,1} + \varepsilon_0) + y\delta(E - \varepsilon_{2,0} + \varepsilon_{1,1}). \quad (17)$$

В этом случае именно Ni формирует примесное состояние b_1 -симметрии, которое отщеплено от дна зоны проводимости и может приводить к сильному рассеянию носителей тока. Примесь Zn для систем n -типа играет пассивную роль, как и Ni для p -типа. К тому же, как показано в [27], Zn не растворяется в монокристаллах n -типа.

3. Обсуждение результатов

Для систем n -типа нестехиометрия по кислороду может также быть источником носителей p -типа даже в отсутствие Ni. Сложная температурная зависимость константы Холла $R_H(T)$, которая с понижением T меняет знак с отрицательного на положительный [28], указывает на сосуществование двух типов носителей. Как показано в [10], замещение Cu на Ni нарушает баланс электронов и дырок, и уже для $y > 0.7$ at% константа Холла становится положительной при всех температурах. Наш вывод об увеличении концентрации дырок при замещении на Ni качественно согласуется с экспериментом [10].

Поскольку остаточное сопротивление формируется рассеянием носителей на тех же самых примесных уровнях, то ясно, что подавление T_c пропорционально изменениям остаточного сопротивления ρ_{res} и что из наших расчетов следует для ВТСП p -типа $\rho_{res}(\text{Zn}) \gg \rho_{res}(\text{Ni})$. Хотелось бы также прокомментировать универсальную зависимость $T_c(\rho_{res})$, найденную для разных 214 и 123 систем с замещением Cu на Zn с разными концентрациями дырок [11]. Важно, что универсальность имеет место для слаболегированных систем и нарушается для оптимально и сильнолегированных. В слаболегированных системах дырки находятся в областях с антиферромагнитным ближним порядком, размер которых порядка ξ_{AFM} . Диамагнитное замещение спина Cu^{2+} нарушает эквивалентность подрешеток и в окрестности примеси Zn^{2+} появляется магнитный момент от нескомпенсированной подрешетки, наблюдавшийся экспериментально [29,30]. Рассеяние дырок с переворотом спина на подобном дефекте будет подавлять сверхпроводимость, как и в теории БКШ [31]. Если предположить, что в слаболегированных образцах рассеяние со спиновым переворотом является главным механизмом подавления T_c , то приходим к двум выводам: 1) как T_c , так и ρ_{res} определяются одними и теми же параметрами, поэтому есть универсальная зависимость $T_c(\rho_{res})$; 2) примесь Ni^{2+} дает диамагнитное замещение с вероятностью u_0^2 , поэтому и для T_c , и для ρ_{res} должно выполняться соотношение вида (1)

$$\frac{dT_c(\text{Ni})}{dx} \bigg/ \frac{dT_c(\text{Zn})}{dx} = \rho_{res}(\text{Ni})/\rho_{res}(\text{Zn}) = u_0^2. \quad (18)$$

Для оптимально и сильнолегированных систем ситуация более сложная, ибо для них величина ξ_{AFM} мала и предположение о преобладающей роли спинового рассеяния некорректно. Потенциальное рассеяние Γ_N

здесь преобладает над спиновым Γ_S , причем для каждой концентрации дырок доли вкладов эти механизмов различны, и универсальность зависимости $T_c(\rho_{res})$ исчезает. Анализ подавления сверхпроводимости $d_{x^2-y^2}$ -типа в Y-123 с замещением Cu на Zn привел авторов [32] к выводу, что $\Gamma_S/\Gamma_N \leq 0.1$. Потенциальное рассеяние на примесях Ni в системах p -типа гораздо слабее, чем на Zn, так как не имеет резонансного характера, и наоборот, в случае n -типа, может иметь резонансный характер и дает рекордно большое подавление T_c .

В заключение отметим, что наша цель заключалась в том, чтобы связать наблюдаемые различия в Zn- и Ni-замещенных системах как p -, так и n -типа с изменениями электронной структуры. Мы показали, что в рамках многоэлектронного подхода с учетом сильных электронных корреляций действительно возникают отличия на микроскопическом уровне, а именно: для систем p -типа примеси Zn формируют примесный уровень с симметрией, отличающейся от симметрии потолка валентной зоны, а примеси Ni — нет, для систем n -типа уже примеси Ni формируют уровень с симметрией, отличающейся от симметрии дна зоны проводимости.

Автор благодарит Анри Алюль и Курта Вестерхолта за стимулирующие обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Госпрограммы по высокотемпературной сверхпроводимости (грант № 95027).

Список литературы

- [1] J.M. Tarascon, L.H. Greene, P. Barboux, W.R. Mckinnon, G.W. Hull, T.P. Orlando, K.A. Delin, S. Foner, E.J. Mcniff. *Phys. Rev.* **B36**, 8393 (1987).
- [2] J. Clayhold, N.P. Ong, P.H. Hor, C.W. Chu. *Phys. Rev.* **B38**, 7016 (1988).
- [3] G. Xiao, M.Z. Cieplak, J.Q. Xiao, C.L. Chien. *Phys. Rev.* **B42**, 8752 (1990).
- [4] K. Ishida, Y. Kitaoka, N. Ogata, T. Kamino, K. Asayama, J.R. Cooper, N. Athanassopoulou. *J. Phys. Soc. Jpn.* **62**, 2803 (1993).
- [5] T. Hotta. *J. Phys. Soc. Jpn.* **62**, 274 (1993).
- [6] P.J. Hirschfeld, N. Goldenfeld. *Phys. Rev.* **B48**, 4219 (1993).
- [7] Л.П. Горьков. *Письма ЖЭТФ* **40**, 351 (1984).
- [8] J. Sugiyama, H. Yoshikawa, H. Hidaka, T. Sakurai, H. Yamauchi, S. Tanaka. *Phys. Rev.* **B42**, 803 (1990).
- [9] B. Jayaram, H. Chen, J. Callanway. *Phys. Rev.* **B52**, 3742 (1995).
- [10] M. Brinkmann, H. Bach, K. Westerholt. *Phys. Rev.* **B54**, 6680 (1996).
- [11] Y. Fukuzumi, K. Mizuhashi, K. Takenaka, S. Uchida. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 684 (1996).
- [12] Yu.B. Gaididei, V.M. Loktev. *Phys. Stat. Sol. (b)* **147**, 307 (1988).
- [13] S.G. Ovchinnikov, I.S. Sandalov. *Physica* **C161**, 607 (1988).
- [14] С.Г. Овчинников. *ФТТ* **37**, 12, 3645 (1995).
- [15] D. Poilblanc, D.J. Scalapino, W. Hanke. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 884 (1994).
- [16] F.C. Zhang, T.M. Rice. *Phys. Rev.* **B37**, 3759 (1988).

- [17] S.V. Lovtsov, V.Yu. Yushankhai. *Physica* **C179**, 159 (1991).
- [18] R. Raimondi, J.H. Jefferson, L.F. Feiner. *Phys. Rev.* **B53**, 8774 (1996).
- [19] W. Brenig. *Phys. Rep.* **251**, 153 (1995).
- [20] С.Г. Овчинников. *УФН* **167**, 1043 (1997).
- [21] В.Н. Локтев. *ФНТ* **22**, 3 (1996).
- [22] В.А. Гавричков, С.Г. Овчинников. *ФТТ* **40**, 184 (1998).
- [23] С.Г. Овчинников. *ФТТ* **36**, 2950 (1994).
- [24] S.G. Ovchinnikov. *Ferroelectrics* **144**, 91 (1993).
- [25] Р.О. Зайцев. *ЖЭТФ* **70**, 1100 (1976).
- [26] M. Brinkmann, T. Rex, M. Stief, H. Bach, K. Westerholt. *Physica* **C269**, 76 (1996).
- [27] M. Brinkmann, T. Rex, H. Bach, K. Westerholt. *J. Crystal Growth* **163**, 369 (1996).
- [28] Z.Z. Wang, T.R. Chien, N.P. Ong, J.M. Tarascon, E. Wang. *Phys. Rev.* **B43**, 3020 (1991).
- [29] G. Xiao, A. Bakhshai, M.Z. Cieplak, Z. Tesanovic, C.L. Chien. *Phys. Rev.* **B39**, 315 (1989).
- [30] S.T. Ting, P. Pernambuco-Wise, J.E. Crow, E. Manousakis. *Phys. Rev.* **B46**, 11772 (1992).
- [31] А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков. *ЖЭТФ* **39**, 1781 (1960).
- [32] L.S. Borkowski, P.J. Hirschfeld. *Phys. Rev.* **B49**, 15404 (1994).