

Устойчивость сверхпроводящей $d_{x^2-y^2}$ -фазы ВТСП относительно межузельного кулоновского отталкивания кислородных дырок

В. В. Вальков⁺¹⁾, Д. М. Дзедзисашвили⁺, М. М. Коровушкин⁺, А. Ф. Барабанов^{*}

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

^{*}Институт физики высоких давлений им. Верещагина РАН, 142190 Троицк, Россия

Поступила в редакцию 25 января 2016 г.

Показано, что учет двухорбитальности подсистемы кислородных дырок, а также их пространственной разнесенности с подсистемой спинов ионов меди в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) приводит к устойчивости сверхпроводящей фазы с $d_{x^2-y^2}$ -типом симметрии параметра порядка по отношению к включению сильного кулоновского отталкивания ближайших кислородных дырок. Эффект обусловлен тем, что кулоновский потенциал из-за его симметричных свойств выпадает из уравнения для куперовского спаривания в $d_{x^2-y^2}$ -канале.

DOI: 10.7868/S0370274X16060047

1. Введение. Известно, что куперовское спаривание фермионов, обусловленное кинематическим [1], обменным и спин-флуктуационным [2, 3] механизмами, рассматриваемыми в модели Хаббарда [4–6], t - J - [2, 3, 7] или t - J^* -модели [8–10], подавляется при включении межузельного кулоновского отталкивания V носителей тока, находящихся на соседних узлах. Особенно сильно данный эффект проявляется в d -канале [11], так что при $V \sim (1-2)$ эВ [12] куперовская неустойчивость исчезает совсем. Для сверхпроводящей s -фазы из-за более сильного кинематического механизма [1] куперовское спаривание при таких V сохраняется [4–6]. Возникает противоречие между результатами теории и эксперимента: учет кулоновского отталкивания подавляет сверхпроводящую d -фазу, наблюдаемую в действительности, но сохраняет не реализующуюся в эксперименте s -фазу. Это ограничивает возможности отмеченных теорий высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП).

В настоящей работе впервые показано, что учет реальной структуры CuO_2 -плоскости, описываемой моделью Эмери [13, 14], устраняет отмеченное противоречие. В нашей теории фурье-образ потенциала кулоновского отталкивания кислородных дырок, находящихся на соседних узлах, из-за симметричных свойств выпадает из интегрального уравнения для сверхпроводящей d -фазы. В итоге $d_{x^2-y^2}$ -фаза остается устойчивой при включении сильного отталкивания соседних кислородных дырок. В то же время

уравнение самосогласования для сверхпроводящей s -фазы содержит кулоновский вклад, и s -фаза подавляется. В результате не только объясняется “выживаемость” d -фазы при учете кулоновского взаимодействия, но и становится ясным, почему при сильной константе связи, соответствующей кинематическому механизму, в купратных ВТСП реализуется $d_{x^2-y^2}$ -спаривание, а не s -спаривание.

2. Спин-фермионная модель. При сильных электронных корреляциях, когда энергия кулоновского отталкивания дырок на одном ионе меди U_d велика: $U_d > \Delta_{pd} \gg t_{pd}$, модель Эмери сводится к спин-фермионной модели [15, 16]:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{J} + \hat{V} + \hat{I}, \quad (1)$$

$$\hat{H}_0 = \sum_{k\alpha} \left[\xi_0(k_x) a_{k\alpha}^\dagger a_{k\alpha} + \xi_0(k_y) b_{k\alpha}^\dagger b_{k\alpha} + t_k (a_{k\alpha}^\dagger b_{k\alpha} + b_{k\alpha}^\dagger a_{k\alpha}) \right],$$

$$\hat{J} = \frac{J}{N} \sum_{\substack{fkq \\ \alpha\beta}} e^{if(q-k)} u_{k\alpha}^\dagger (\mathbf{S}_f \boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta}) u_{q\beta},$$

$$\hat{V} = V \sum_{f\Delta} \hat{n}_{f+\frac{\pi}{2}} \hat{n}_{f+\frac{\pi}{2}+\Delta}, \quad \hat{I} = \frac{I}{2} \sum_{\langle fm \rangle} \mathbf{S}_f \mathbf{S}_m,$$

описывающей подсистему кислородных дырок, взаимодействующих со спинами ионов меди. Здесь

$$\xi_0(k_{x(y)}) = \varepsilon_p - \mu + \tau(1 + \cos k_{x(y)}),$$

$$t_k = (2\tau - 4t) \cos \frac{k_x}{2} \cos \frac{k_y}{2},$$

¹⁾e-mail: vvv@iph.krasn.ru

$$\begin{aligned}
u_{k\beta} &= \cos \frac{k_x}{2} a_{k\beta} + \cos \frac{k_y}{2} b_{k\beta}, \\
\tau &= \frac{t_{pd}^2}{\Delta_{pd}} \left(1 - \frac{\Delta_{pd}}{U_d - \Delta_{pd} - 2V_{pd}} \right), \\
J &= \frac{4t_{pd}^2}{(\Delta_{pd} + U_p)} \left(1 + \frac{\Delta_{pd} + U_p}{U_d - \Delta_{pd} - 2V_{pd}} \right), \\
I &= \frac{4t_{pd}^4}{(\Delta_{pd} + V_{pd})^2} \left(\frac{1}{U_d} + \frac{2}{2\Delta_{pd} + U_p} \right). \quad (2)
\end{aligned}$$

Гамильтониан \hat{H}_0 описывает подсистему кислородных дырок в импульсном представлении. Операторы $a_{k\alpha}^\dagger$ ($a_{k\alpha}$) рождают (уничтожают) дырки со спином $\alpha = \pm 1/2$ в кислородной подсистеме с p_x -орбиталями. Аналогичным образом операторы $b_{k\alpha}^\dagger$ ($b_{k\alpha}$) действуют в кислородной подсистеме с p_y -орбиталями. Здесь через ε_p обозначена затравочная одноузельная энергия дырок; μ – химический потенциал системы; интенсивность перескоков дырок по ионам кислорода задается параметром t . Обменная связь между кислородной подсистемой и подсистемой локализованных спинов описывается оператором \hat{J} ; \mathbf{S}_f – векторный оператор локализованного на узле f спина; $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma^x, \sigma^y, \sigma^z)$ – вектор, составленный из матриц Паули. Кулоновское отталкивание дырок, находящихся на ближайших ионах кислорода, отражается оператором \hat{V} ; $\hat{n}_{f+x(y)/2} = \sum_{\sigma} \hat{n}_{f+x(y)/2, \sigma}$ – оператор числа дырок на ионе кислорода в узле $f + x(y)/2$; $\mathbf{x} = (1, 0)$ и $\mathbf{y} = (0, 1)$ – базисные векторы в единицах параметра решетки; вектор Δ связывает ближайшие ионы кислорода. Последнее слагаемое гамильтониана учитывает сверхобменное взаимодействие между ближайшими локализованными спинами, интенсивность которого определяется матричным элементом I .

В дальнейшем воспользуемся хорошо установленными [17, 18, 12] значениями параметров: $t_{pd} = 1.3 \text{ эВ}$, $\Delta_{pd} = 3.6 \text{ эВ}$, $U_d = 10.5 \text{ эВ}$, $U_p = 4 \text{ эВ}$, $V_{pd} = 1.2 \text{ эВ}$, $V = (1-2) \text{ эВ}$. При этом величина обменного взаимодействия $I = 0.136 \text{ эВ}$ (1570 К), что хорошо согласуется с данными по купратным ВТСП [18]. Для интеграла перескока используется значение $t = 0.1 \text{ эВ}$.

Важно, что вычисленная по (2) величина обменной связи между локализованными и коллективизированными спинами оказывается большой: $J = 2.4 \text{ эВ} \gg \tau \approx 0.1 \text{ эВ}$. Поэтому при описании кислородных дырок необходимо учитывать их сильную связь со спиновой подсистемой ионов меди. Эта задача решается на основе базисного набора операторов [19, 20]:

$$a_{k\alpha}, b_{k\alpha}, L_{k\alpha} = \frac{1}{N} \sum_{f q \beta} e^{if(q-k)} (\mathbf{S}_f \boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta}) u_{q\beta}, \quad (3)$$

в котором третий оператор “завязывает” спиновую и фермиевскую подсистемы.

3. Уравнения для нормальных и аномальных функций Грина. Для рассмотрения условий возникновения куперовской неустойчивости добавим к базису (3) операторы ($\bar{\alpha} = -\alpha$)

$$a_{-k\bar{\alpha}}^\dagger, b_{-k\bar{\alpha}}^\dagger, L_{-k\bar{\alpha}}^\dagger. \quad (4)$$

Система уравнений для нормальных (G_{ij}) и аномальных (F_{ij}) функций Грина, полученная методом [21, 22], представима в виде ($j = 1, 2, 3$)

$$\begin{aligned}
(\omega - \xi_x)G_{1j} &= \delta_{1j} + t_k G_{2j} + J_x G_{3j} + \Delta_{1k} F_{2j}, \\
(\omega - \xi_y)G_{2j} &= \delta_{2j} + t_k G_{1j} + J_y G_{3j} + \Delta_{2k} F_{1j}, \\
(\omega - \xi_3)G_{3j} &= \delta_{3j} K_k + (J_x G_{1j} + J_y G_{2j}) K_k + \Delta_{3k} F_{3j}, \\
(\omega + \xi_x)F_{1j} &= \Delta_{2k}^* G_{2j} - t_k F_{2j} - J_x F_{3j}, \\
(\omega + \xi_y)F_{2j} &= \Delta_{1k}^* G_{1j} - t_k F_{1j} - J_y F_{3j}, \\
(\omega + \xi_3)F_{3j} &= \Delta_{3k}^* G_{3j} - (J_x F_{1j} + J_y F_{2j}) K_k. \quad (5)
\end{aligned}$$

Здесь использованы обозначения

$$\begin{aligned}
G_{11} &= \langle \langle a_{k\uparrow} | a_{k\uparrow}^\dagger \rangle \rangle, \quad G_{21} = \langle \langle b_{k\uparrow} | a_{k\uparrow}^\dagger \rangle \rangle, \\
G_{31} &= \langle \langle L_{k\uparrow} | a_{k\uparrow}^\dagger \rangle \rangle.
\end{aligned}$$

Функции G_{i2} и G_{i3} определяются аналогично с той лишь разницей, что на месте $a_{k\uparrow}^\dagger$ стоят операторы $b_{k\uparrow}^\dagger$ и $L_{k\uparrow}^\dagger$ соответственно. Аномальные функции Грина

$$\begin{aligned}
F_{11} &= \langle \langle a_{-k\downarrow}^\dagger | a_{k\uparrow}^\dagger \rangle \rangle, \quad F_{21} = \langle \langle b_{-k\downarrow}^\dagger | a_{k\uparrow}^\dagger \rangle \rangle, \\
F_{31} &= \langle \langle L_{-k\downarrow}^\dagger | a_{k\uparrow}^\dagger \rangle \rangle.
\end{aligned}$$

При этом для F_{i2} и F_{i3} использован тот же способ обозначений по второму индексу. Входящие в (5) функции определяются выражениями

$$\begin{aligned}
\xi_{x(y)} &= \xi_0(k_{x(y)}) + 4n_p V, \\
J_{x(y)} &= J \cos \frac{k_{x(y)}}{2}, \quad K_k = 3/4 + C_1 \gamma_{1k}, \\
\xi_3 &= \varepsilon_p - \mu - 2t + 5\tau/2 - J + n_p V + \\
&+ [(\tau - 2t)(C_1 \gamma_{1k} + C_2 \gamma_{2k}) + \tau(C_1 \gamma_{1k} + C_3 \gamma_{3k})/2 + \\
&+ J C_1 (1 - 4\gamma_{1k})/4 + I C_1 (\gamma_{1k} - 4)] K_k^{-1}. \quad (6)
\end{aligned}$$

Концентрация дырок в расчете на один ион кислорода обозначена как n_p , γ_{jk} – инварианты квадратной решетки: $\gamma_{1k} = (\cos k_x + \cos k_y)/2$, $\gamma_{2k} = \cos k_x \cos k_y$, $\gamma_{3k} = (\cos 2k_x + \cos 2k_y)/2$. При получении (5) предполагалось, что локализованные моменты находятся в состоянии квантовой спиновой жидкости. В этом случае $\langle S_f^x \rangle = \langle S_f^y \rangle = \langle S_f^z \rangle = 0$, а корреляционные функции $C_j = \langle \mathbf{S}_0 \mathbf{S}_{r_j} \rangle$ удовлетворяют соотношениям

$$C_j = 3 \langle S_0^x S_{r_j}^x \rangle = 3 \langle S_0^y S_{r_j}^y \rangle = 3 \langle S_0^z S_{r_j}^z \rangle, \quad (7)$$

где r_j – координата иона меди в j -й координационной сфере.

Из системы (5) следует, что в нормальной фазе спектр фермиевских возбуждений определяется решениями дисперсионного уравнения

$$\det_k(\omega) = (\omega - \xi_x)(\omega - \xi_y)(\omega - \xi_3) - 2J_x J_y t_k K_k - (\omega - \xi_y)J_x^2 K_k - (\omega - \xi_x)J_y^2 K_k - (\omega - \xi_3)t_k^2 = 0 \quad (8)$$

и характеризуется тремя ветвями, ϵ_{1k} , ϵ_{2k} и ϵ_{3k} [23]. Появление ветви ϵ_{1k} с минимумом в точке, близкой к $(\pi/2, \pi/2)$, обусловлено сильной спин-фермионной связью, инициирующей как обменное взаимодействие между дыркой и ближайшими ионами меди, так и спин-коррелированные перескоки. Поскольку две верхние зоны, ϵ_{2k} и ϵ_{3k} , отделены значительной щелью от нижней зоны ϵ_{1k} , при малом числе дырок n_p их динамика будет определяться характеристиками нижней зоны ϵ_{1k} .

Введенные параметры порядка $\Delta_{j,k}$ связаны с аномальными средними посредством следующих выражений ($C_{1x(1y)} = C_1 \cos^2(q_{x(y)}/2)$):

$$\begin{aligned} \Delta_{1k} &= -\frac{4V}{N} \sum_q \phi_{k-q} \langle a_{q\uparrow} b_{-q\downarrow} \rangle, \quad \phi_k = \cos \frac{k_x}{2} \cos \frac{k_y}{2}, \\ \Delta_{2k} &= -\frac{4V}{N} \sum_q \phi_{k-q} \langle b_{q\uparrow} a_{-q\downarrow} \rangle, \\ \Delta_{3k} &= \frac{1}{N} \sum_q \left\{ I_{k-q} \left[\langle L_{q\uparrow} L_{-q\downarrow} \rangle - C_{1x} \langle a_{q\uparrow} a_{-q\downarrow} \rangle - C_{1y} \langle b_{q\uparrow} b_{-q\downarrow} \rangle \right] K_k^{-1} + (\tilde{V}_k - C_1 I_{k-q} K_k^{-1}) \phi_q (\langle a_{q\uparrow} b_{-q\downarrow} \rangle + \langle b_{q\uparrow} a_{-q\downarrow} \rangle) \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\tilde{V}_k = V [1 + (C_1 \gamma_{1k} + C_2 \gamma_{2k}) K_k^{-1}]$ и $I_k = 4I \gamma_{1k}$.

4. Система уравнений для параметров порядка сверхпроводящей фазы. Для получения условий реализации куперовской неустойчивости выразим в линейном приближении аномальные функции Грина через параметры Δ_{jk}^* :

$$F_{nm}(k, \omega) = \sum_{j=1}^3 S_{nm}^{(j)}(k, \omega) \Delta_{jk}^* / \text{Det}_k(\omega), \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} \text{Det}_k(\omega) &= -\det_k(\omega) \det_k(-\omega), \\ S_{12}^{(1)}(k, \omega) &= S_{21}^{(2)}(k, \omega) = Q_3(k, -\omega) Q_3(k, \omega), \\ S_{12}^{(2)}(k, \omega) &= Q_{3y}(k, -\omega) Q_{3x}(k, \omega), \\ S_{12}^{(3)}(k, \omega) &= K_k Q_y(k, -\omega) Q_x(k, \omega), \\ S_{21}^{(1)}(k, \omega) &= S_{12}^{(2)}(k, -\omega), \quad S_{21}^{(3)}(k, \omega) = S_{12}^{(3)}(k, -\omega), \\ S_{11}^{(1)}(k, \omega) &= Q_3(k, -\omega) Q_{3y}(k, \omega), \\ S_{33}^{(2)}(k, \omega) &= K_k S_{12}^{(3)}(k, \omega), \quad S_{11}^{(2)}(k, \omega) = S_{11}^{(1)}(k, -\omega), \\ S_{11}^{(3)}(k, \omega) &= K_k Q_y(k, -\omega) Q_y(k, \omega), \\ S_{22}^{(1)}(k, \omega) &= Q_{3x}(k, -\omega) Q_3(k, \omega), \\ S_{33}^{(1)}(k, \omega) &= K_k S_{21}^{(3)}(k, \omega), \quad S_{22}^{(2)}(k, \omega) = S_{22}^{(1)}(k, -\omega), \\ S_{22}^{(3)}(k, \omega) &= K_k Q_x(k, -\omega) Q_x(k, \omega), \\ S_{33}^{(3)}(k, \omega) &= K_k Q_{xy}(k, -\omega) Q_{xy}(k, \omega). \end{aligned}$$

Используемые здесь функции определены следующим образом:

$$\begin{aligned} Q_{x(y)}(k, \omega) &= (\omega - \xi_{x(y)}) J_{y(x)} + t_k J_{x(y)}, \\ Q_3(k, \omega) &= (\omega - \xi_3) t_k + J_x J_y K_k, \\ Q_{3x(3y)}(k, \omega) &= (\omega - \xi_3)(\omega - \xi_{x(y)}) - J_{x(y)}^2 K_k, \\ Q_{xy}(k, \omega) &= (\omega - \xi_x)(\omega - \xi_y) - t_k^2. \end{aligned} \quad (11)$$

Применяя спектральную теорему [24] и находя выражения для аномальных средних, приходим к замкнутой системе однородных интегральных уравнений для сверхпроводящих параметров порядка:

$$\begin{aligned} \Delta_{1k}^* &= \frac{4V}{N} \sum_{jq} \phi_{k-q} M_{21}^{(j)}(q) \Delta_{jq}^*, \\ \Delta_{2k}^* &= \frac{4V}{N} \sum_{jq} \phi_{k-q} M_{12}^{(j)}(q) \Delta_{jq}^*, \\ \Delta_{3k}^* &= \frac{1}{N} \times \\ &\times \sum_{jq} \left\{ \frac{I_{k-q}}{K_k} \left[C_{1x} M_{11}^{(j)}(q) + C_{1y} M_{22}^{(j)}(q) - M_{33}^{(j)}(q) \right] + (I_{k-q} C_1 K_k^{-1} - \tilde{V}_k) \phi_q \left[M_{12}^{(j)}(q) + M_{21}^{(j)}(q) \right] \right\} \Delta_{jq}^*, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$M_{nm}^{(j)}(q) = \frac{S_{nm}^{(j)}(q, E_{1q}) + S_{nm}^{(j)}(q, -E_{1q})}{4E_{1q}(E_{1q}^2 - E_{2q}^2)(E_{1q}^2 - E_{3q}^2)} \tanh \left(\frac{E_{1q}}{2T} \right).$$

Система (12) применяется для нахождения критической температуры перехода в сверхпроводящую фазу с данным типом симметрии.

5. Температура перехода в сверхпроводящую $d_{x^2-y^2}$ -фазу. Для сверхпроводящей фазы с $d_{x^2-y^2}$ -типом симметрии параметра порядка, когда

$$\Delta_{3k} = \Delta_0 \cdot (\cos k_x - \cos k_y), \quad (13)$$

из системы уравнений (12) следует, что $\Delta_{1k} = 0$ и $\Delta_{2k} = 0$. В последнем нетрудно убедиться, если учесть, что в ядро интегральных уравнений для Δ_{1k}^* и Δ_{2k}^* входит функция ϕ_{k-q} . Поэтому интегрирование по q обращает эти интегралы в нуль.

Из вида интегрального уравнения для сверхпроводящего параметра порядка Δ_{3k}^* следует, что при рассмотрении d -фазы вклад межузельного кулоновского потенциала в ядро интегрального уравнения обращается в нуль. Это связано с симметричными свойствами подынтегральных функций и проявляется после суммирования по внутренней переменной. В результате приходим к выводу о том, что кулоновское отталкивание дырок, находящихся на соседних узлах кислорода, не будет подавлять сверхпроводящую фазу с $d_{x^2-y^2}$ -типом симметрии параметра порядка.

Учитывая сказанное, получаем, что уравнение, определяющее концентрационную зависимость критической температуры, имеет вид

$$1 = \frac{I}{N} \sum_q \frac{(\cos q_x - \cos q_y)^2}{2E_{1q}} \Psi_q \tanh\left(\frac{E_{1q}}{2T_c}\right), \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi_q = & \left\{ S_{33}^{(3)}(q, E_{1q}) - C_{1x} S_{11}^{(3)}(q, E_{1q}) - C_{1y} S_{22}^{(3)}(q, E_{1q}) - \right. \\ & \left. - C_{1\phi} \left[S_{12}^{(3)}(q, E_{1q}) + S_{21}^{(3)}(q, E_{1q}) \right] \right\} \times \\ & \times [K_q(E_{1q}^2 - E_{2q}^2)(E_{1q}^2 - E_{3q}^2)]^{-1}. \end{aligned} \quad (15)$$

На рис. 1 представлены результаты решения уравнения (14). Из сравнения представленных кривых видно, что учет межузельного кулоновского взаимодействия приводит только к незначительной и неоднородной по концентрации модификации зависимости $T_c(x)$. При этом отмеченные несущественные изменения вызваны ренормировкой одноузельной энергии дырок за счет кулоновского отталкивания на ионах кислорода, а не ренормировкой константы связи.

6. Заключение. Основной результат работы связан с ответом на вопрос, поставленный сразу после появления теоретических работ, основывающихся на обменном, кинематическом или спин-флуктуационном механизмах куперовского спаривания в ВТСП. Проблема заключалась в том, что расчеты, проводившиеся в рамках эффективных моделей с простой элементарной ячейкой (модель Хаб-

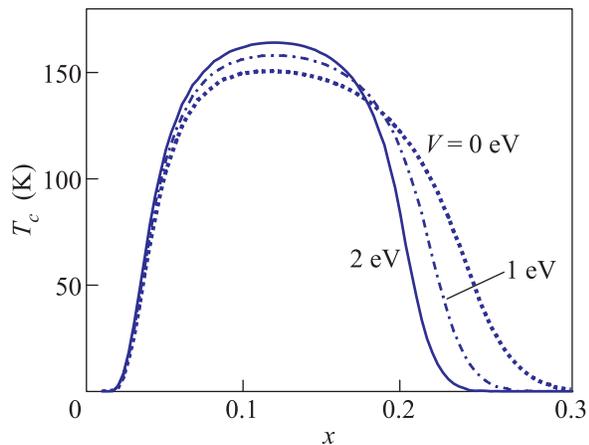


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимости критической температуры перехода в сверхпроводящую $d_{x^2-y^2}$ -фазу от концентрации дырок для трех значений параметра кулоновского отталкивания V

барда, t - J -модель, t - J^* -модель), приводили к сильному подавлению сверхпроводимости с $d_{x^2-y^2}$ -типом симметрии, если учитывалось кулоновское отталкивание между фермионами, находящимися на соседних узлах. При этом сверхпроводящая s -фаза, инициируемая кинематическим механизмом Зайцева, оставалась устойчивой, хотя и с сильно уменьшенной критической температурой. Возникло противоречие между теорией и экспериментом: эксперимент демонстрировал $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводимость, тогда как в теории она подавлялась кулоновским отталкиванием расположенных рядом фермионов. В то же время теория показывала относительную устойчивость сверхпроводящей s -фазы относительно включения межузельного отталкивания фермионов, однако в эксперименте такой фазы не наблюдалось.

Нами впервые установлено, что ключ к устранению отмеченного противоречия между теорией и экспериментом связан с учетом реальной структуры CuO_2 -плоскости. Оказалось, что фурье-образ кулоновского потенциала выпадает из системы интегральных уравнений самосогласования для параметров порядка сверхпроводящей фазы, если ищется решение с $d_{x^2-y^2}$ -типом симметрии. По этой причине кулоновское отталкивание дырок, находящихся на соседних ионах кислорода, не подавляет куперовское спаривание в d -канале. И наоборот, кулоновский потенциал входит в уравнение для сверхпроводящей s -фазы, обуславливая ее подавление. Заметим, что различный вклад кулоновского взаимодействия в условия реализации сверхпроводящих фаз с разными типами симметрии параметров порядка про-

является также в теории сверхпроводимости Кона-Латтинжера [25].

В нашем случае определяющую роль играет фактор разнесенности, когда учитываются два типа кислородных орбиталей, пространственно отделенных от спинов ионов меди. Отсюда становится очевидным, что теории высокотемпературной сверхпроводимости, основанные на использовании моделей, в которых вместо реальной структуры применяются решетки с простой элементарной ячейкой, не подходят для адекватного теоретического рассмотрения свойств купратных сверхпроводников.

В заключение остановимся на обнаруженной “симметричной причине” отсутствия вклада кулоновского отталкивания дырок, находящихся на ближайших ионах кислорода, в d -канал куперовского спаривания. Если в обычных сверхпроводниках вклад кулоновского потенциала ренормируется за счет электрон-фононного взаимодействия, то в высокотемпературных сверхпроводниках нейтрализация кулоновского отталкивания для $d_{x^2-y^2}$ -фазы происходит вследствие сложности элементарной ячейки и специфики фурье-образа кулоновского потенциала. Отсюда следует важный для практики принцип, позволяющий реализовывать целенаправленный поиск новых материалов с высокотемпературной сверхпроводящей фазой. Такие материалы должны обладать непростой элементарной ячейкой. Кроме того, их решетка должна иметь структуру, для которой фурье-образ кулоновского отталкивания фермионов, находящихся на ближайших узлах, обладает симметрией, приводящей к обнулению вкладов в интегральные уравнения для сверхпроводящих параметров порядка. Именно это и реализуется в купратных сверхпроводниках.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты # 16-02-00073 и 16-02-00304). Работа двоих авторов (Д. Д. М. и М. М. К.) поддержана Фондом “Династия”. Работа М.М.К. поддержана также стипендией Президента РФ (СП-1361.2015.1).

1. Р. О. Зайцев, В. А. Иванов, ФТТ **29**, 2554 (1987).

2. Ю. А. Изюмов, УФН **167**, 465 (1997); УФН **169**, 225 (1999).

3. N. M. Plakida, *High-Temperature Cuprate Superconductors*, Springer, Berlin–Heidelberg (2010).

4. Р. О. Зайцев, В. А. Иванов, Ю. В. Михайлова, ФММ **65**, 1032 (1988); ФММ **68**, 1108 (1989).

5. Р. О. Зайцев, ЖЭТФ **125**, 891 (2004).

6. В. В. Вальков, М. М. Коровушкин, ЖЭТФ **139**, 126 (2011).

7. M. Yu. Kagan and T. M. Rice, J. Phys.: Cond. Mat. **6**, 3771 (1994).

8. V. Yu. Yushankhai, G. M. Vujicic, and R. B. Zakula, Phys. Lett. A **151**, 254 (1990).

9. В. В. Вальков, Т. А. Валькова, Д. М. Дзедзисашвили, С. Г. Овчинников, Письма в ЖЭТФ **75**, 450 (2002).

10. В. В. Вальков, Д. М. Дзедзисашвили, Письма в ЖЭТФ **77**, 450 (2003).

11. N. M. Plakida and V. S. Oudovenko, Eur. Phys. J. B **86**, 115 (2013); ЖЭТФ **146**, 631 (2014).

12. M. H. Fischer and E.-A. Kim, Phys. Rev. B **84**, 144502 (2011).

13. V. J. Emery, Phys. Rev. Lett. **58**, 2794 (1987).

14. C. M. Varma, S. Schmitt-Rink, and E. Abrahams, Sol. State Comm. **62**, 681 (1987).

15. J. Zaanen and A. M. Oleś, Phys. Rev. B **37**, 9423 (1988).

16. A. F. Barabanov, R. O. Kuzian, and L. A. Maksimov, Phys. Rev. B **55**, 4015 (1997).

17. M. S. Hybertsen, M. Schluter, and N. E. Christensen, Phys. Rev. B **39**, 9028 (1989).

18. M. Ogata and H. Fukuyama, Rep. Prog. Phys. **71**, 036501 (2008).

19. Д. М. Дзедзисашвили, В. В. Вальков, А. Ф. Барабанов, Письма в ЖЭТФ **98**, 596 (2013).

20. В. В. Вальков, Д. М. Дзедзисашвили, А. Ф. Барабанов, ЖЭТФ **145**, 1087 (2014).

21. R. Zwanzig, Phys. Rev. **124**, 983 (1961).

22. H. Mori, Prog. Theor. Phys. **33**, 423 (1965).

23. V. V. Val'kov, D. M. Dzebisashvili, and A. F. Barabanov, Phys. Lett. A **379**, 421 (2015).

24. Д. Н. Зубарев, УФН **81**, 71 (1960).

25. М. Ю. Каган, В. А. Мицкан, М. М. Коровушкин, УФН **185**, 785 (2015).