Письма в ЖЭТФ, том 103, вып. 6, с. 433 – 437 © 2016 г. 25 марта

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

В. В. Вальков[+1)], Д. М. Дзебисашвили[+], 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 симметрийных 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 симметрийных 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]:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{J} + \hat{V} + \hat{I}, \tag{1}$$

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

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

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

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

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

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

Важно, что вычисленная по (2) величина обменной связи между локализованными и коллективизированными спинами оказывается большой: $J = 2.4$ эВ $\gg \tau \approx 0.1$ 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]:

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

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 ($\bar{\alpha} = -\alpha$)

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

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

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

Здесь использованы обозначения

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

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

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

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

$$
\begin{aligned}
&\xi_{x(y)} = \xi_0(k_{x(y)}) + 4n_pV,\\
&J_{x(y)} = J\cos\frac{k_{x(y)}}{2},\quad K_k = 3/4 + C_1\gamma_{1k},\\
&\xi_3 = \varepsilon_p - \mu - 2t + 5\tau/2 - J + n_pV +\\
&+ \left[(\tau - 2t)(C_1\gamma_{1k} + C_2\gamma_{2k}) + \tau(C_1\gamma_{1k} + C_3\gamma_{3k})/2 +\right.\\
&\left.+ JC_1(1 - 4\gamma_{1k})/4 + IC_1(\gamma_{1k} - 4)\right]K_k^{-1}.
\end{aligned} \tag{6}
$$

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

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

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

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

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 ($C_{1x(1y)} = C_1\cos^2(q_{x(y)}/2)$):

$$\Delta_{1k} = -\frac{4V}{N}\sum_q \phi_{k-q}\langle a_{q\uparrow}b_{-q\downarrow}\rangle,\ \phi_k = \cos\frac{k_x}{2}\cos\frac{k_y}{2},$$
$$\Delta_{2k} = -\frac{4V}{N}\sum_q \phi_{k-q}\langle b_{q\uparrow}a_{-q\downarrow}\rangle, \quad (9)$$
$$\Delta_{3k} = \frac{1}{N}\sum_q\Big\{I_{k-q}\Big[\langle L_{q\uparrow}L_{-q\downarrow}\rangle - \\ -C_{1x}\langle a_{q\uparrow}a_{-q\downarrow}\rangle - C_{1y}\langle b_{q\uparrow}b_{-q\downarrow}\rangle\Big]K_k^{-1} + \\ +(\widetilde{V}_k - C_1I_{k-q}K_k^{-1})\phi_q\big(\langle a_{q\uparrow}b_{-q\downarrow}\rangle + \langle b_{q\uparrow}a_{-q\downarrow}\rangle\big)\Big\}.$$

Здесь $\widetilde{V}_k = V\left[1+(C_1\gamma_{1k}+C_2\gamma_{2k})K_k^{-1}\right]$ 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}:

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

где

$$\mathrm{Det}_k(\omega) = -\det_k(\omega)\det_k(-\omega),$$
$$S_{12}^{(1)}(k,\omega) = S_{21}^{(2)}(k,\omega) = Q_3(k,-\omega)Q_3(k,\omega),$$
$$S_{12}^{(2)}(k,\omega) = Q_{3y}(k,-\omega)Q_{3x}(k,\omega),$$
$$S_{12}^{(3)}(k,\omega) = K_kQ_y(k,-\omega)Q_x(k,\omega),$$
$$S_{21}^{(1)}(k,\omega) = S_{12}^{(2)}(k,-\omega),\ S_{21}^{(3)}(k,\omega) = S_{12}^{(3)}(k,-\omega),$$
$$S_{11}^{(1)}(k,\omega) = Q_3(k,-\omega)Q_{3y}(k,\omega),$$
$$S_{33}^{(2)}(k,\omega) = K_kS_{12}^{(3)}(k,\omega),\ S_{11}^{(2)}(k,\omega) = S_{11}^{(1)}(k,-\omega),$$
$$S_{11}^{(3)}(k,\omega) = K_kQ_y(k,-\omega)Q_y(k,\omega),$$
$$S_{22}^{(1)}(k,\omega) = Q_{3x}(k,-\omega)Q_3(k,\omega),$$
$$S_{33}^{(1)}(k,\omega) = K_kS_{21}^{(3)}(k,\omega),\ S_{22}^{(2)}(k,\omega) = S_{22}^{(1)}(k,-\omega),$$
$$S_{22}^{(3)}(k,\omega) = K_kQ_x(k,-\omega)Q_x(k,\omega),$$
$$S_{33}^{(3)}(k,\omega) = K_kQ_{xy}(k,-\omega)Q_{xy}(k,\omega).$$

Используемые здесь функции определены следующим образом:

$$Q_{x(y)}(k,\omega) = (\omega-\xi_{x(y)})J_{y(x)} + t_kJ_{x(y)},$$
$$Q_3(k,\omega) = (\omega-\xi_3)t_k + J_xJ_yK_k,$$
$$Q_{3x(3y)}(k,\omega) = (\omega-\xi_3)(\omega-\xi_{x(y)}) - J_{x(y)}^2K_k,$$
$$Q_{xy}(k,\omega) = (\omega-\xi_x)(\omega-\xi_y) - t_k^2. \quad (11)$$

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

$$\Delta^*_{1k} = \frac{4V}{N}\sum_{jq}\phi_{k-q}M_{21}^{(j)}(q)\Delta^*_{jq},$$
$$\Delta^*_{2k} = \frac{4V}{N}\sum_{jq}\phi_{k-q}M_{12}^{(j)}(q)\Delta^*_{jq}, \quad (12)$$
$$\Delta^*_{3k} = \frac{1}{N}\times \\ \times\sum_{jq}\left\{\frac{I_{k-q}}{K_k}\left[C_{1x}M_{11}^{(j)}(q) + C_{1y}M_{22}^{(j)}(q) - M_{33}^{(j)}(q)\right] + \\ +(I_{k-q}C_1K_k^{-1} - \widetilde{V}_k)\phi_q\left[M_{12}^{(j)}(q) + M_{21}^{(j)}(q)\right]\right\}\Delta^*_{jq},$$

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

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

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 симметрийными 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

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

где

$$\Psi_q = \\ = \Big\{S^{(3)}_{33}(q,E_{1q}) - C_{1x}S^{(3)}_{11}(q,E_{1q}) - C_{1y}S^{(3)}_{22}(q,E_{1q}) - \\ - C_1\phi_q\left[S^{(3)}_{12}(q,E_{1q}) + S^{(3)}_{21}(q,E_{1q})\right]\Big\} \times \\ \times\left[K_q(E^2_{1q}-E^2_{2q})(E^2_{1q}-E^2_{3q})\right]^{-1}. \qquad (15)$$

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 Хаббарда, $t-J$-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. Возникало 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.

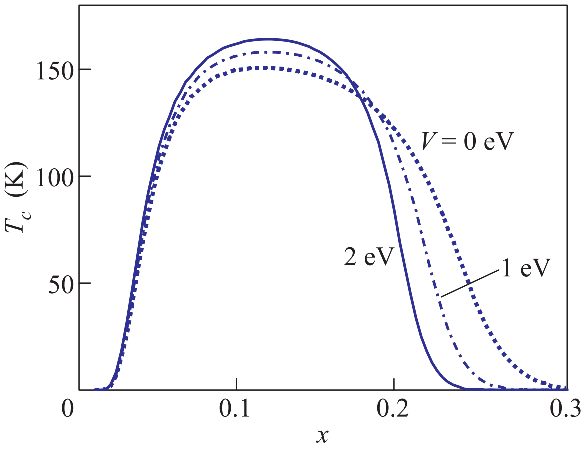

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимости критической температуры перехода в сверхпроводящую $d_{x^2-y^2}$-фазу от концентрации дырок для трех значений параметра кулоновского отталкивания V

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, обусловливая ее подавление. Заметим, что различный вклад кулоновского взаимодействия в условия реализации сверхпроводящих фаз с разными типами симметрии параметров порядка проявляется 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 "симметрийной 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. Дзебисашвили, С. Г. Овчинников, Письма в ЖЭТФ **75**, 450 (2002).
10. В. В. Вальков, Д. М. Дзебисашвили, 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. Дзебисашвили, В. В. Вальков, А. Ф. Барабанов, Письма в ЖЭТФ **98**, 596 (2013).
20. В. В. Вальков, Д. М. Дзебисашвили, 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).