УДК 538.945

В. В. Вальков [1, 2, 3], А. А. Головня [1]

[1] Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН
Академгородок, 50, Красноярск, 660036, Россия

[2] Красноярский государственный университет
пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия

[3] Красноярский государственный технический университет
Киренского, 26, Красноярск, 660074, Россия

E-mail: algol@hotmail.ru

СПИН-ФЛУКТУАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ И МАГНИТНЫЙ МЕХАНИЗМ КУПЕРОВСКОГО СПАРИВАНИЯ ФЕРМИОНОВ ХАББАРДА *

В работе методом графической формы теории возмущений в атомном представлении (диаграммная техника для операторов Хаббарда) исследована роль спин-флуктуационных процессов рассеяния при формировании сверхпроводящей фазы сильно коррелированных электронов (хаббардовских фермионов). Показано, что в однопетлевом приближении эти процессы отражаются посредством силового оператора. При учете аномальных компонент силового оператора (впервые введенных в теорию хаббардовских фермионов авторами этой статьи) получены модифицированные уравнения Горького-Дайсона. В рамках t-t'-t''-J^*-модели рассчитаны нормальные и аномальные компоненты силового оператора и получена система уравнений самосогласования для сверхпроводящей фазы. На основе численного анализа построены зависимости критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние с d-типом симметрии параметра порядка при различных значениях параметров перескока. Показано, что процессы рассеяния на спиновых флуктуациях в сверхпроводящей фазе существенно меняют характер концентрационных зависимостей $T_c(n)$, а в нормальной фазе приводят к не ферми-жидкостному поведению ансамбля хаббардовских фермионов.

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) стимулировало интенсивное развитие новых сценариев куперовского спаривания в ВТСП-материалах. Наличие сильных электронных корреляций, определяющих особенности их основного состояния и спектра элементарных возбуждений, потребовало развития адекватного математического аппарата. Одним из наиболее перспективных методов теоретического исследования сильно коррелированных систем (СКС) является графическая форма теории возмущений в атомном представлении. Такой подход, известный как метод диаграммной техники для операторов Хаббарда (ДТХ), содержит ряд отличительных нюансов [1] по сравнению с обычной техникой фейнмановских диаграмм. Сложность коммутационных соотношений между операторами Хаббарда является источником усложнения самой техники и приводит к необходимости дальнейшего развития общего формализма. В частности, до недавнего времени при развитии теории сверхпроводящей фазы сильно коррелированных электронов методом ДТХ не принимались во внимание аномальные компоненты силового оператора

$$P_{0\sigma,\bar{\sigma}0}\left(\vec{k},i\omega_n\right)\equiv P_{12},\ \ P_{\bar{\sigma}0,0\sigma}\left(\vec{k},i\omega_n\right)\equiv P_{21},$$

а нормальные компоненты

$$P_{0\sigma,0\sigma}\left(\vec{k},i\omega_n\right)\equiv P_{11},\quad P_{\sigma0,\sigma0}\left(\vec{k},i\omega_n\right)\equiv P_{22}$$

учитывались лишь в приближении среднего поля. В связи с этим представлялось актуальным проанализировать влияние аномальных компонент силового оператора как на общую модификацию уравнений для сверхпроводящей фазы, так и на конкретные свойства, рассчитанные в однопетлевом приближении.

Одной из основных моделей для сверхпроводников медно-оксидной группы является t-J-модель. В последнее время было установлено, что трехцентровые взаимодействия совместно с перескоками в дальние координационные сферы играют значительную роль при формировании сверхпроводящей фазы. Поэтому в данной работе исследования проводились в рамках t-t'-t''-J^*-модели, где знак звездочки означает принятие во внимание трехцентровых взаимодействий. Гамильтониан модели в представлении операторов Хаббарда имеет следующий вид:

* Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Квантовая макрофизика», РФФИ (грант № 06-02-16100), Интеграционного проекта СО РАН и Лаврентьевского конкурса СО РАН.

$$H=\sum_{f\sigma}(\varepsilon-\mu)X_f^{\sigma\sigma}+\sum_{fm\sigma}t_{fm}X_f^{\sigma 0}X_m^{0\sigma}+$$
$$+\sum_{fm}J_{fm}(X_f^{+-}X_m^{-+}-X_f^{++}X_m^{--})+H_{(3)}, \qquad (1)$$

где

$$H_{(3)}=\sum_{\substack{fmg\sigma\\ f\neq g}}\left(\frac{t_{fm}t_{mg}}{U}\right)\left(X_f^{\sigma 0}X_m^{\bar\sigma\sigma}X_g^{0\bar\sigma}-X_f^{\sigma 0}X_m^{\bar\sigma\bar\sigma}X_g^{0\sigma}\right),$$

$J_{fm}=2t_{fm}t_{mf}/U$,

X_f^{pq} – операторы Хаббарда: $X_f^{0\sigma}(X_f^{0\bar\sigma})$ описывает переход иона, находящегося на узле f из одноэлектронного состояния со спиновой проекцией $\sigma(\bar\sigma\equiv-\sigma)$ в состояние без электронов, $X_f^{\sigma 0}$ описывает обратный процесс. Одноузельные переходы, связанные с изменением проекции спинового момента, отражаются посредством операторов X_f^{+-} и X_f^{-+}. Диагональные операторы $X_f^{\sigma\sigma}$ и X_f^{00} являются проекционными операторами для одноэлектронного и ноль электронного секторов гильбертова подпространства, соответствующего узлу f. Энергия одноэлектронного одноионного состояния обозначена посредством ε, μ – химический потенциал системы, t_{fm} – интеграл перескока электрона из узла m на узел f, J_{fm} – параметр обменной связи. Три первых слагаемых гамильтониана (1), как известно, соответствуют *t*-*J*-модели, а последнее – описывает трехцентровые взаимодействия, которые иногда называют коррелированными перескоками.

Для определения условий реализации сверхпроводящей фазы введем мацубаровские функции Грина в атомном представлении:

$$D_{\alpha\beta}(f\tau;g\tau')=-\langle T_\tau\tilde X_f^{\alpha}(\tau)\tilde X_g^{-\beta}(\tau')\rangle.$$

Нахождение спектра фермиевских возбуждений связано с вычислением нормальных $D_{0\sigma,0\sigma}$, $D_{\bar\sigma 0,\bar\sigma 0}$ и аномальных $D_{0\sigma,\bar\sigma 0}$, $D_{\bar\sigma 0,0\sigma}$ функций Грина. Для краткости изложения воспользуемся матричной электронной функцией Грина

$$\hat D_\sigma(f\tau;g\tau')=-\begin{bmatrix}D_{0\sigma,0\sigma}(f\tau;g\tau'), & D_{0\sigma,\bar\sigma 0}(f\tau;g\tau')\\ D_{\bar\sigma 0,0\sigma}(f\tau;g\tau'), & D_{\bar\sigma 0,\bar\sigma 0}(f\tau;g\tau')\end{bmatrix}$$

и определим ее Фурье-образ посредством соотношения

$$\hat D_\sigma(f\tau;g\tau')=\frac{T}{N}\sum_{k,\omega_m}\exp\{ik(f-g)-i\omega_m(\tau-\tau')\}\hat D_\sigma(k,i\omega_m).$$

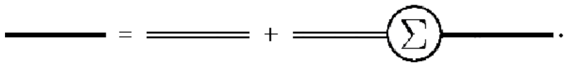
Из анализа ряда теории возмущений для функции $\hat D_\sigma(k,i\omega_m)$ следует матричное соотношение

$$\hat D_\sigma(k,i\omega_m)=\hat G_\sigma(k,i\omega_m)\hat P_\sigma(k,i\omega_m),$$

где $\hat P_\sigma(k,i\omega_m)$ – силовой оператор

$$\hat P_\sigma(k,i\omega_m)=\begin{bmatrix}P_{0\sigma,0\sigma}(k,i\omega_m), & P_{0\sigma,\bar\sigma 0}(k,i\omega_m)\\ P_{\bar\sigma 0,0\sigma}(k,i\omega_m), & P_{\bar\sigma 0,\bar\sigma 0}(k,i\omega_m)\end{bmatrix},$$

а $\hat G_\sigma(k,i\omega_m)$ – функция, удовлетворяющая уравнению Дайсона



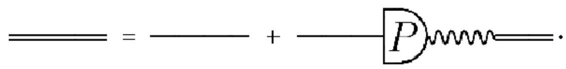
Здесь жирной линией обозначена матричная функция Грина $\hat G_\sigma(k,i\omega_m)$:

$$\hat G_\sigma(k,i\omega_m)=\begin{bmatrix}G_{0\sigma,0\sigma}(k,i\omega_m), & G_{0\sigma,\bar\sigma 0}(k,i\omega_m)\\ G_{\bar\sigma 0,0\sigma}(k,i\omega_m), & G_{\bar\sigma 0,\bar\sigma 0}(k,i\omega_m)\end{bmatrix},$$

посредством вписанного в круг $\hat\Sigma$ обозначен матричный массовый оператор

$$\hat\Sigma_\sigma(k,i\omega_m)=\begin{bmatrix}\Sigma_{0\sigma,0\sigma}(k,i\omega_m), & \Sigma_{0\sigma,\bar\sigma 0}(k,i\omega_m)\\ \Sigma_{\bar\sigma 0,0\sigma}(k,i\omega_m), & \Sigma_{\bar\sigma 0,\bar\sigma 0}(k,i\omega_m)\end{bmatrix}.$$

Двум тонким линиям сопоставляется коллективная функция Грина $\hat G_\sigma^{(0)}(k,i\omega_m)$, определяемая графическим уравнением



Тонкая линия соответствует затравочной матричной функции Грина в атомном представлении

$$\hat G_0(i\omega_m)=\begin{bmatrix}1/(i\omega_m-\varepsilon+\mu), & 0\\ 0, & 1/(i\omega_m+\varepsilon-\mu)\end{bmatrix},$$

полукруг с P – введенному выше силовому оператору, а волнистая линия – оператору взаимодействия

$$\hat V_\sigma(k)=\begin{bmatrix}\hat V_{0\sigma,0\sigma}(k), & \hat V_{0\sigma,\bar\sigma 0}(k)\\ \hat V_{\bar\sigma 0,0\sigma}(k), & \hat V_{\bar\sigma 0,\bar\sigma 0}(k)\end{bmatrix}=\begin{pmatrix}t_k, & 0\\ 0, & -t_k\end{pmatrix}.$$

В аналитической записи указанные выше графические уравнения имеют вид

$$\hat G_\sigma(k,i\omega_m)=\hat G_\sigma^{(0)}(k,i\omega_m)+\hat G_\sigma^{(0)}(k,i\omega_m)\hat\Sigma_\sigma(k,i\omega_m)\hat G_\sigma(k,i\omega_m),$$
$$\hat G_\sigma^{(0)}(k,i\omega_m)=\hat G_0(k,i\omega_m)+\hat G_0(k,i\omega_m)\hat P_\sigma(k,i\omega_m)\hat V_\sigma(k)\hat G_\sigma^{(0)}(k,i\omega_m),$$

откуда находим, что

$$\hat{G}(k,i\omega_m)=\left[\hat{G}_0^{-1}(i\omega_m)-\hat{P}_\sigma(k,i\omega_m)\cdot\hat{V}_\sigma(k)-\hat{\Sigma}_\sigma(k,i\omega_m)\right]^{-1}.$$

Учитывая, что в сверхпроводящей фазе отличны от нуля аномальные компоненты массового и силового операторов, находим выражения для нормальных и аномальных мацубаровских функций Грина:

$$\hat{G}_{0\sigma,0\sigma}(k)=\frac{i\omega_m+\varepsilon-\mu+t_{\vec{k}}P_{\bar{\sigma}0,\bar{\sigma}0}(k)-\Sigma_{\bar{\sigma}0,\bar{\sigma}0}(k)}{\det(k)},$$

$$\hat{G}_{0\sigma,\bar{\sigma}0}(k)=\frac{\Sigma_{0\sigma,\bar{\sigma}0}(k)-t_{\vec{k}}P_{0\sigma,\bar{\sigma}0}(k)}{\det(k)},\quad k\equiv\left(\vec{k},i\omega_m\right),$$

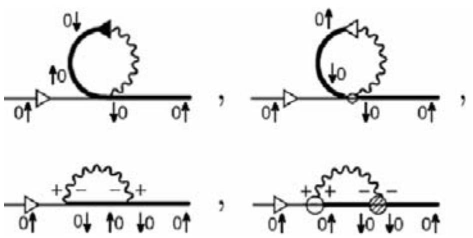
$$\det(k)=\left\{i\omega_m+\varepsilon-\mu+t_kP_{\bar{\sigma}0,\bar{\sigma}0}(k)-\Sigma_{\bar{\sigma}0,\bar{\sigma}0}(k)\right\}\times$$

$$\times\left\{i\omega_m-\varepsilon+\mu-t_kP_{0\sigma,0\sigma}(k)\right\}-$$

$$-\left\{\Sigma_{0\sigma,\bar{\sigma}0}(k)-t_kP_{0\sigma,\bar{\sigma}0}(k)\right\}\left\{\Sigma_{\bar{\sigma}0,0\sigma}(k)+t_kP_{\bar{\sigma}0,0\sigma}(k)\right\},$$

где ω_m – мацубаровская частота.

В однопетлевом приближении аномальные компоненты массового оператора $\Sigma_{12}=\Sigma_{0\uparrow,\downarrow0}$ для t-J-модели определяются графиками [2]:



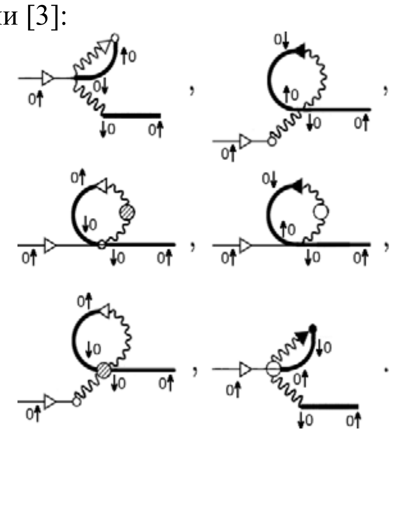
и имеют следующий аналитический вид:

$$\Sigma_{0\downarrow,\uparrow0}^{(t-J)}(\vec{k})=\frac{T}{N}\sum_{\vec{q},\omega_m}\left(t_q+J_{\vec{k}-\vec{q}}\right)\left[G_{0\uparrow,\downarrow0}(q)-G_{0\downarrow,\uparrow0}(q)\right],$$

$$\Sigma_{0\uparrow,\downarrow0}^{(t-J)}(\vec{k})=\frac{T}{N}\sum_{\vec{q},\omega_m}\left(t_q+J_{\vec{k}-\vec{q}}\right)\left[G_{0\downarrow,\uparrow0}(q)-G_{0\uparrow,\downarrow0}(q)\right],$$

$$q\equiv\left(\vec{q},i\omega_m\right).$$

Аномальные компоненты массового оператора, обусловленные трехцентровыми взаимодействиями, определяются шестью графиками [3]:



В аналитической записи получаем

$$\Sigma_{0\uparrow,\downarrow0}^{(3)}\left(\vec{k}\right)=\frac{T}{N}\sum_{\vec{q}\,\omega_m}A^{(3)}\left(\vec{k},\vec{q}\right)\left[G_{0\downarrow,\uparrow0}(q)-G_{0\uparrow,\downarrow0}(q)\right],$$

$$\Sigma_{0\downarrow,\uparrow0}^{(3)}\left(\vec{k}\right)=\frac{T}{N}\sum_{\vec{q}\,\omega_m}A^{(3)}\left(\vec{k},\vec{q}\right)\left[G_{0\uparrow,\downarrow0}(q)-G_{0\downarrow,\uparrow0}(q)\right],$$

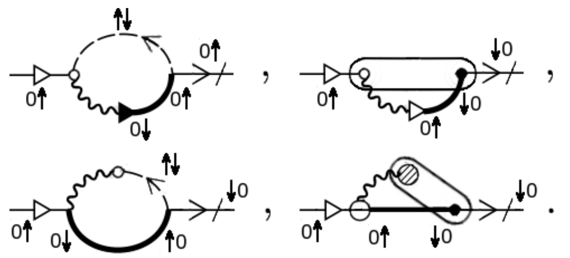
$$A^{(3)}\left(\vec{k},\vec{q}\right)=\left(1-\frac{n}{2}\right)\left(\frac{2t_{\vec{k}}t_{\vec{q}}}{U}\right)-\left(\frac{n}{2}\right)\left(\frac{t_{\vec{q}}^2}{U}\right)-\left(1-\frac{n}{2}\right)J_{\vec{k}-\vec{q}}+\left(\frac{n}{4}\right)J_0.$$

Выражение для полной аномальной компоненты массового оператора имеет вид

$$\Sigma_{12}\left(\vec{k}\right)=\frac{T}{N}\sum_{\vec{q}\,\omega_m}A_{\vec{k}}\left(\vec{q}\right)\left[G_{0\downarrow,\uparrow0}(q)-G_{0\uparrow,\downarrow0}(q)\right],$$

$$A_{\vec{k}}\left(\vec{q}\right)=t_{\vec{q}}+\frac{n}{2}J_{\vec{k}-\vec{q}}+\left(1-\frac{n}{2}\right)\frac{2t_{\vec{k}}t_{\vec{q}}}{U}-\left(\frac{n}{4}\right)\left(\frac{2t_{\vec{q}}^2}{U}-J_0\right).$$

Аномальная компонента силового оператора для t-J-модели задается графиками:

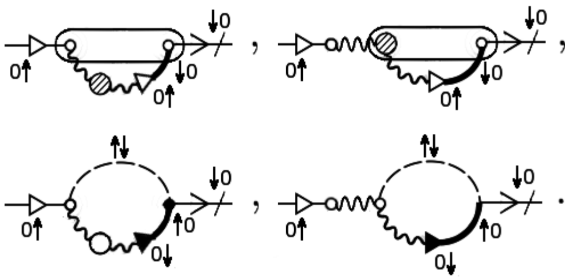


В аналитической записи

$$P_{12}^{(t-J)}(k)=\frac{\alpha}{N}\sum_{\vec{q}}\left(t_{\vec{q}}+J_{\vec{k}-\vec{q}}\right)\left[G_{0\downarrow,\uparrow0}(q)-G_{0\uparrow,\downarrow0}(q)\right],$$

$$\alpha=3\chi T-\frac{C_n}{4},$$

где χ – магнитная восприимчивость системы, рассчитываемая по методу работы [4], C_n – одноузельный коррелятор плотность – плотность. Из графического и аналитического представлений видно, что P_{12} описывают процессы рассеяния на спиновых и зарядовых флуктуациях. Графики для аномальных компонент силового оператора, порождаемые трехцентровыми взаимодействиями, имеют вид



Аналитическое представление для них определяется выражением

$$P_{12}^{(3)}(k)=\frac{\alpha}{N}\sum_{\vec q}B^{(3)}_{\vec k,\vec q}\left[G_{0\downarrow,\uparrow 0}(q)-G_{0\uparrow,\downarrow 0}(q)\right],$$

$$B^{(3)}_{\vec k,\vec q}=\left(\frac{1}{2}\right)\left(1-\frac{n}{2}\right)J_{\vec k-\vec q}+\left(1-\frac{n}{2}\right)\left(\frac{t_{\vec k}t_{\vec q}}{U}\right)-$$

$$-\left(\frac{n}{2}\right)\left(\frac{t^2_{\vec q}}{U}\right)+\left(\frac{n}{4}\right)J_0.$$

Полной вид аномальной компоненты силового оператора может быть представлен следующим образом:

$$P_{12}(k)=\frac{\alpha}{N}\sum_{\vec q}B_{\vec k}(\vec q)\left[G_{0\downarrow,\uparrow 0}(q)-G_{0\uparrow,\downarrow 0}(q)\right],$$

$$B_{\vec k}(\vec q)=t_{\vec q}+\frac{1}{2}\left(1+\frac{n}{2}\right)J_{\vec k-\vec q}+\left(1-\frac{n}{2}\right)\frac{t_{\vec k}t_{\vec q}}{U}-\frac{n}{2}\left(\frac{t^2_{\vec q}}{U}-\frac{J_0}{2}\right).$$

Используя полученные выше представления для функций Грина, а также выражения для массового и силового операторов, получим после ряда преобразований замкнутую систему уравнений самосогласования для сверхпроводящей фазы:

$$\Sigma_{12}(\vec k)=-\frac{T}{N}\sum_{\vec q,\omega_l}A_{\vec k}(\vec q)\frac{2\Sigma_{12}(\vec q)-t_{\vec q}P_{12}(q)}{\det(q)},$$

$$P_{12}(k)=-\frac{\alpha}{N}\sum_{\vec q}B_{\vec k}(\vec q)\frac{2\Sigma_{12}(\vec q)-t_{\vec q}P_{12}(q)}{\det(q)}. \qquad (2)$$

Зависимость $P_{12}(i\omega_m)$ от мацубаровской частоты $\omega_m=(2m+1)\pi T,\ m=0,1,2,...$ приводит к тому, что система (2) является бесконечной системой интегральных уравнений. При выводе уравнения на критическую температуру T_c эта система была решена точно. После этого использовались компьютерные вычисления. Результаты расчетов представлены ниже. На рис. 1 показаны

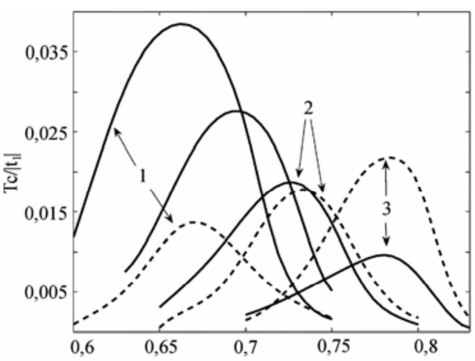
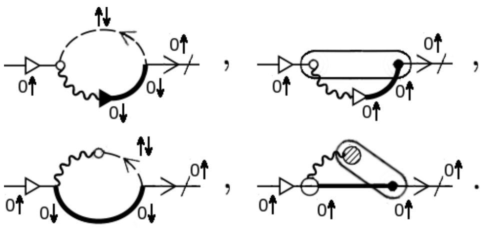


Рис. 1. Концентрационные зависимости критической температуры T_c

графики ($t_1\equiv t$), отражающие результаты численного расчета зависимости температуры перехода T_c в сверхпроводящее состояние с d-типом симметрии параметра порядка от концентрации n электронов. Графики приведены при различных значениях параметров перескока. Сплошными линиями отображены кривые с учетом аномальных компонент силового оператора, пунктиром – без учета. Во всех случаях $J=0{,}4\,|t|$; $t'=0{,}2|t|$; а $t''=0{,}1|t|$; $0{,}2|t|$; $0{,}3|t|$ для графиков, помеченных цифрами 1, 2 и 3 соответственно; величина обменного взаимодействия J'' рассчитывалась по формуле $J''=0{,}4(t'')^2/|t|$; сплошная линия без номера рассчитана для случая, когда $t''=0{,}15|t|$. Видно, что без $P_{12}(\vec k,i\omega_n)$ увеличение параметра t'' приводит к смещению максимума в зависимости $T_c(\mathrm{n})$ в сторону больших n и увеличению максимального значения критической температуры. Если же теория сверхпроводящей фазы строится при учете аномальной компоненты силового оператора, то возникает качественно иная ситуация. При малых значениях параметра t'' включение $P_{12}(\vec k,i\omega_n)$ приводит к значительному возрастанию T_c в области оптимального допирования. При больших значениях параметра t'' включение аномальной компоненты, наоборот, уменьшает T_c. Таким образом, с ростом t'' максимальное значение T_c падает, т. е. имеет место качественно противоположная по сравнению с предыдущим случаем картина влияния t'' на область реализации сверхпроводящей фазы.

Кроме аномальных компонент силового оператора существуют и его нормальные компоненты P_{11}, которые до настоящего времени учитывались лишь в приближении Хаббард-I. Ниже мы рассмотрим влияние этих компонент, вычисленных в том же, однопетлевом приближении. Диаграммы для нормальных компонент силового оператора, соответствующие вкладам от t-J-модели, имеют следующий вид:



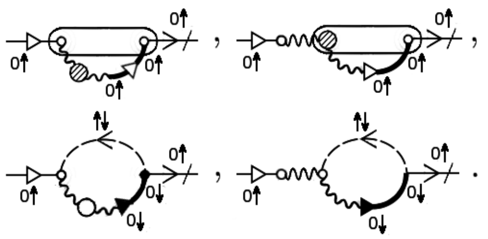
Этим диаграммам соответствуют аналитические выражения

$$\delta P_{11}^{(t-J)}(k) = \beta \frac{1}{N} \sum_q \left(t_q + J_{k-q}\right) G_{0\uparrow,0\uparrow}(q),$$

где

$$\beta = 3\chi T + \frac{C_n}{4}.$$

Приведем графики, отражающие вклады от трехцентровых взаимодействий:



Соответствующие им аналитические выражения могут быть записаны в виде

$$\delta P_{11}^{(3)}(\vec{k}, i\omega_m) = \beta \frac{1}{N} \sum_{\vec{q}} C\left(\vec{k}, \vec{q}\right) G_{\uparrow 0,\uparrow 0}(\vec{q}, i\omega_m),$$

$$C\left(\vec{k}, \vec{q}\right) = \left(1 - \frac{n}{2}\right)\left(\frac{t_{\vec{k}} t_{\vec{q}}}{U} - \frac{1}{2} J_{\vec{k}-\vec{q}}\right) +$$

$$+ \left(\frac{n}{2}\right)\left(\frac{J_0}{2} - \frac{t_{\vec{q}}^2}{U}\right).$$

Суммируя, находим окончательный вид для P_{11}:

$$P_{11}^{tJ^*}(\vec{k}, i\omega_m) = \left(1 - \frac{n}{2}\right) +$$

$$+ \frac{\beta}{N} \sum_{\vec{q}} D_{\vec{k}}\left(\vec{q}\right) G_{\uparrow 0,\uparrow 0}\left(\vec{q}, i\omega_m\right),$$

$$D_{\vec{k}}\left(\vec{q}\right) = t_{\vec{q}} + \frac{1}{2}\left(1 + \frac{n}{2}\right) J_{\vec{k}-\vec{q}} +$$

$$+ \left(1 - \frac{n}{2}\right) \frac{t_{\vec{k}} t_{\vec{q}}}{U} + \frac{n}{2}\left(\frac{J_0}{2} - \frac{t_{\vec{q}}^2}{U}\right),$$

В работе рассмотрено влияние этих компонент на зависимости $T_c(n)$. Данные зависимости изображены на рис. 2 и 3. Сплошными линиями отображены кривые с учетом как аномальных, так и нормальных компонент силового оператора, пунктиром – без учета. Для того чтобы получить наглядную картину влияния P_{11}, на рис. 2 отображены кривые при тех же значениях параметров перескока и обменного взаимодействия, что и на рис. 1. Для рис. 3 выбраны следующие значения параметров $J = 0{,}4\,|t|$; $t' = 0{,}2|t|$, а $t'' = -0{,}1|t|$; $-0{,}05|t|$; $0{,}01|t|$ для графиков, помеченных цифрами 1, 2 и 3 соответственно; величина обменного взаимодействия J'' рассчитывалась по такой же формуле, что и для рис. 1. Из представленных графиков видно, что совместный учет не только аномальных, но и нормальных компонент силового оператора существенно модифицирует концентрационные зависимости $T_c(n)$. Это в наглядной форме демонстрирует важность учета спин-флуктуационных процессов рассеяния при описании сверхпроводящей фазы.

Наиболее заметное влияние рассмотренных процессов на зависимость $T_c(n)$ было обнаружено в том случае, когда параметры выбирались такими, чтобы в приближении среднего поля значение концентрации в точке максимума кривой $T_c(n)$ соответствовало случаю оптимального допирования. Результаты соответствующих расчетов представлены на рис. 4 ($t_2 \equiv t'$, $t_3 \equiv t''$, величины обменных взаимодействий соответствуют рис. 1). Пунктиром показана зависимость $T_c(n)$ в приближении среднего поля; штрих

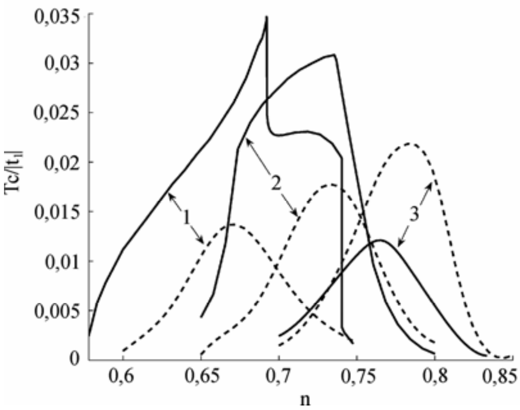


Рис. 2. Концентрационные зависимости критической температуры T_c при учете нормальных компонент силового оператора

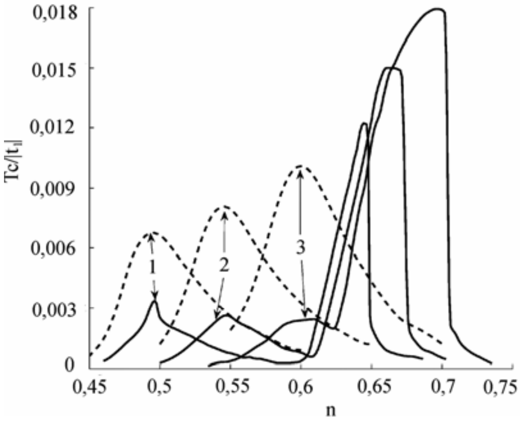


Рис. 3. Концентрационные зависимости критической температуры T_c при учете нормальных компонент силового оператора

пунктиром – кривая, полученная при учете только аномальных компонент силового оператора; сплошной линией – кривая, полученная при полном учете (нормальных и аномальных) компонент силового оператора. Видно, что наиболее сильное изменение области реализации сверхпроводящей фазы происходит при совместном учете нормальных и аномальных компонент силового оператора. При этом температура перехода в точке оптимального допирования уменьшилась более чем в десять раз.

Таким образом из представленных результатов следует, что компоненты силового оператора (рассчитываемые самосогласованным образом) существенно влияют на область реализации сверхпроводящей фазы.

Проведено исследование роли нормальных компонент силового оператора в нормальной фазе. Оказалось, что при учете этих компонент ансамбль хаббардовских фермионов проявляет не ферми-жидкостные свойства в области конечных температур фазы. Это проявляется посредством существенного размытия функции распределения фермионов Хаббарда и к ее существенному отличию от «фермиевской ступеньки», несмотря на то, что температура много меньше значения химпотенциала. Этот результат показан на рис. 5. Представленные здесь графики отражают зависимости функции распределения хаббардовских фермионов $f(\varepsilon)$ от их энергии ε (в единицах $|t|$) при температуре $T = 0{,}01|t|$ для двух значений концентрации носителей тока (и соответственно химпотенциала): n = 0,81, μ = 0,6$|t|$ (кривая 1), $n = 0{,}93$, $\mu = 1{,}5|t|$ (кривая 2).

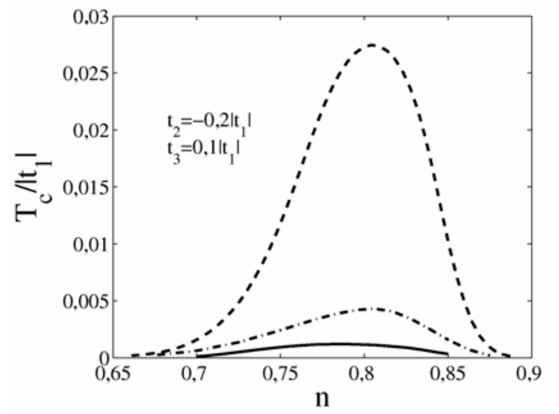


Рис. 4. Концентрационные зависимости критической температуры T_c (оптимальное допирование)

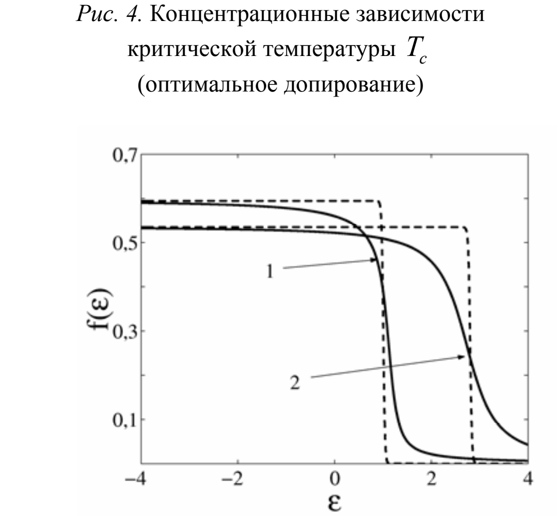


Рис. 5. Функция распределения хаббардовских фермионов при конечных температурах

Полученные результаты свидетельствуют о том, что для построения корректной теории ВТСП необходимо учитывать спин-флуктуационные процессы рассеяния, отражаемые в однопетлевом приближении компонентами силового оператора. При этом получаются результаты, существенно отличающиеся от приближения Хаббард-I как в количественном, так и в качественном отношении.

Список литературы

1. *Зайцев Р. О.* Диаграммные методы в теории сверхпроводимости и ферромагнетизма. М.: УРСС, 2004. 176 с.

2. *Изюмов Ю. А., Кацнельсон М. И., Скрябин Ю. А.* Магнетизм коллетивизированных электронов. М.: Наука, 1994. 386 с.

3. *Вальков В. В., Валькова Т. А., Дзебисашвили Д. М. и др.* Сильное влияние трехцентровых взаимодействий на формирование сверхпроводимости $d_{x^2-y^2}$-симметрии в t-J^*-модели // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75. С. 450–454.

4. *Плакида Н. М., Антон Л., Адам С. и др.* Обменный и спин-флуктуационный

механизмы сверхпроводимости в купратах // ЖЭТФ. 2003. Т. 124, вып. 2 (8). С. 367–378.

5. *Вальков В. В., Дзебисашвили Д. М.* Модификация сверхпродящего параметра порядка $\Delta(k)$ дальними взаимодействиями // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. С. 450–454.

Материал поступил в редколлегию 06.12.2006