

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

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

а нормальные компоненты

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

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.

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

где

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

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

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 σ ($\bar{\sigma} \equiv -\sigma$) 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 $D_{0\sigma,0\sigma}$, $D_{\bar{0}\sigma,\bar{0}\sigma}$ и аномальных $D_{0\sigma,\bar{0}\sigma}$, $D_{\bar{0}\sigma,0\sigma}$ функций Грина. Для краткости изложения воспользуемся матричной электронной функцией Грина

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

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

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

а $\hat{G}_\sigma(k, i\omega_m)$ – функция, удовлетворяющая уравнению Дайсона

$$\text{---} = \text{====} + \text{====} \left(\Sigma \right) \text{---}.$$

Здесь жирной линией обозначена матричная функция Грина $\hat{G}_\sigma(k, i\omega_m)$:

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

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

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

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

$$\text{====} = \text{---} + \text{---} \left[P \right] \text{---}.$$

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

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

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:

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

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

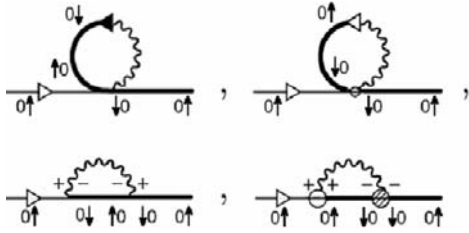
$$\det(k) = \left\{ i\omega_m + \varepsilon - \mu + t_k P_{\bar{\sigma}0,\bar{\sigma}0}(k) - \Sigma_{\bar{\sigma}0,\bar{\sigma}0}(k) \right\} \times$$

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

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

где ω_m – мацубаровская частота.

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



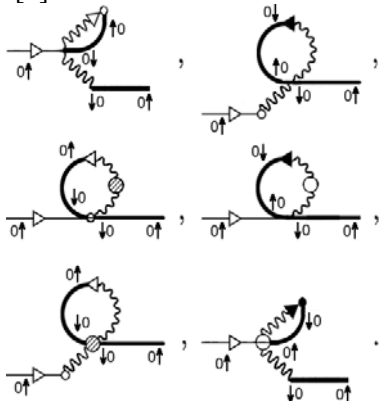
и имеют следующий аналитический вид:

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

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

$$q \equiv (\bar{q}, i\omega_m).$$

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



В аналитической записи получаем

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

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

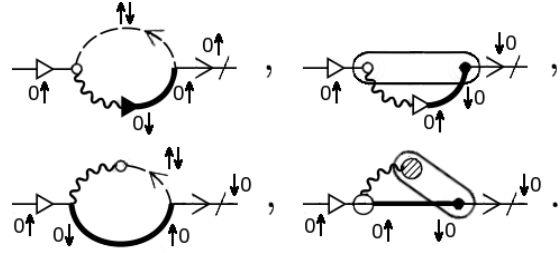
$$A^{(3)}(\bar{k}, \bar{q}) = \left(1 - \frac{n}{2} \right) \left(\frac{2t_{\bar{k}} t_{\bar{q}}}{U} \right) - \left(\frac{n}{2} \right) \left(\frac{t_{\bar{q}}^2}{U} \right) - \left(1 - \frac{n}{2} \right) J_{\bar{k}-\bar{q}} + \left(\frac{n}{4} \right) J_0.$$

Выражение для полной аномальной компоненты массового оператора имеет вид

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

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

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

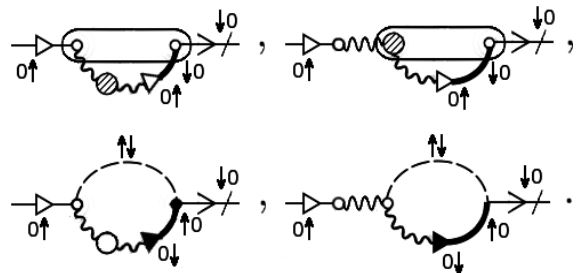


В аналитической записи

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

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

где χ – магнитная восприимчивость системы, рассчитываемая по методу работы [4], C_n – одноузельный коррелятор плотности – 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

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

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

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

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

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

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:

$$\Sigma_{12}(\vec{k}) = -\frac{T}{N} \sum_{\vec{q}, \omega_1} A_{\vec{k}}(\vec{q}) \frac{2\Sigma_{12}(\vec{q}) - t_{\vec{q}} P_{12}(q)}{\det(q)},$$

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

Зависимость $P_{12}(i\omega_m)$ от мацубаровской частоты $\omega_m = (2m+1)\pi T$, $m = 0, 1, 2, \dots$ 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

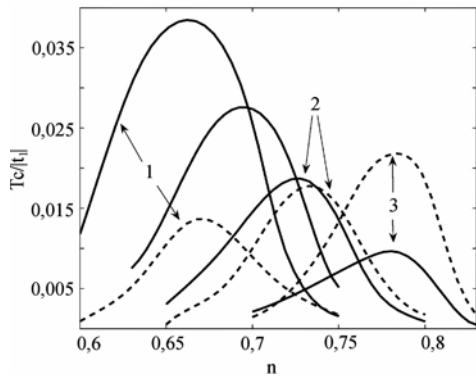
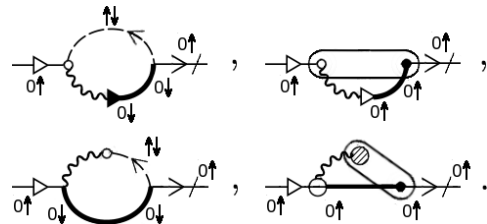


Рис. 1. Концентрационные зависимости критической температуры T_c

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 аномальной компоненты 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 $T_c(n)$ 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:



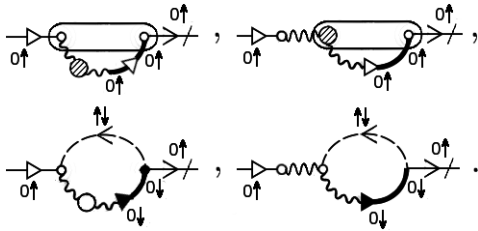
Этим диаграммам соответствуют аналитические выражения

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

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

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

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

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

Суммируя, находим окончательный вид для P_{11} :

$$P_{11}^{\mu\nu}(\vec{k}, i\omega_m) = \left(1 - \frac{n}{2}\right) + \frac{\beta}{N} \sum_q D_{\vec{k}}(\vec{q}) G_{\uparrow 0, \uparrow 0}(\vec{q}, i\omega_m),$$

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

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 соответствен-

но; 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

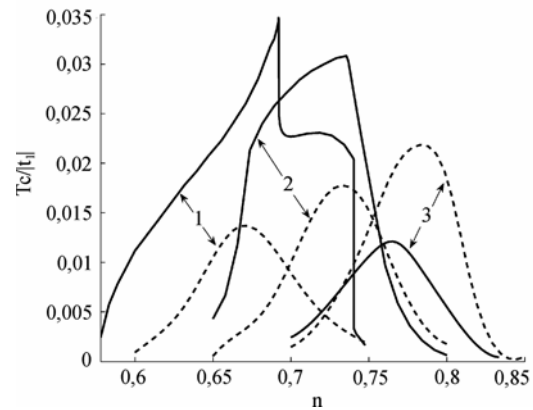


Рис. 2. Концентрационные зависимости критической температуры T_c при учете нормальных компонент силового оператора

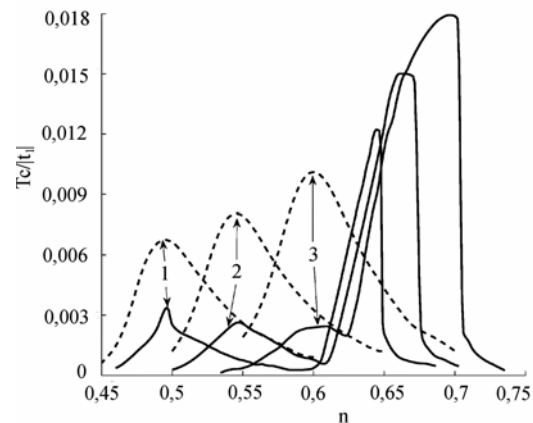


Рис. 3. Концентрационные зависимости критической температуры T_c при учете нормальных компонент силового оператора

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 сущест-

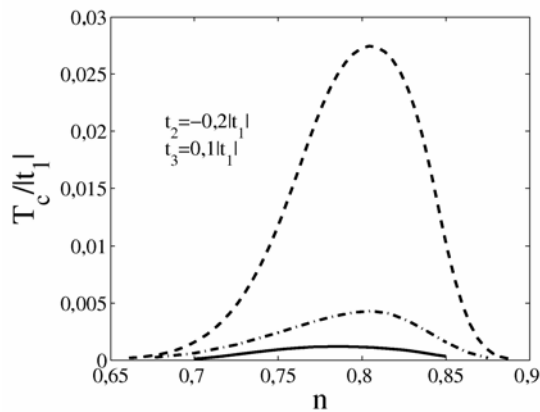


Рис. 4. Концентрационные зависимости критической температуры T_c (оптимальное допирование)

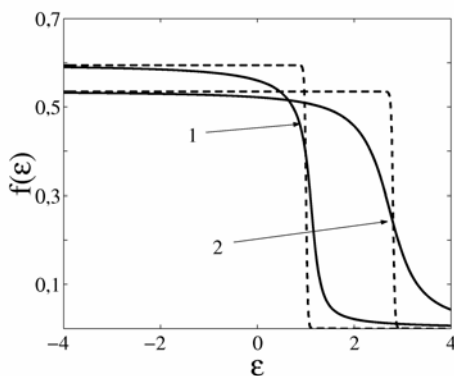


Рис. 5. Функция распределения хаббардовских фермионов при конечных температурах

венного 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 $f(\epsilon)$ от их энергии ϵ (в единицах $|t|$) при температуре $T = 0,01|t|$ для двух значений концентрации носителей тока (и соответственно химпотенциала): $n = 0,81$, $\mu = 0,6|t|$ (кривая 1), $n = 0,93$, $\mu = 1,5|t|$ (кривая 2).

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 коллективизированных электронов. М.: Наука, 1994. 386 с.
3. Вальков В. В., Валькова Т. А., Дзедзисавили Д. М. и др. Сильное влияние трехцентровых взаимодействий на формирование сверхпроводимости $d_{x^2-y^2}$ -симметрии в $t\text{-}J^*$ -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., Дзедзисавили Д. М. Модификация сверхпроводящего параметра порядка $\Delta(k)$ дальними взаимодействиями // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. С. 450–454.