

УДК 538.9

ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА ПРИ СПАРИВАНИИ НОСИТЕЛЕЙ КУЛОНОВСКИМ ОТТАЛКИВАНИЕМ

ПОМЕРАНЦЕВ Юрий Александрович,

кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей физики,
Воронежский государственный педагогический университет

АННОТАЦИЯ. В рамках теории среднего поля рассмотрен сверхпроводящий фазовый переход при связывании носителей в куперовские пары с большим импульсом за счет кулоновского отталкивания. Получены зависимости энергии конденсации и температуры сверхпроводящего перехода от уровня допирования в купратных сверхпроводниках.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: сверхпроводимость, оксидные сверхпроводники, фазовый переход, параметр порядка, энергия конденсации, температура перехода.

FEATURES OF SUPERCONDUCTING PHASE TRANSITION DUE TO PAIRING OF THE CARRIERS BY COULOMB REPULSION

POMERANTSEV Yu.A.

Cand. Sci. Phys. and Math., Docent of General Physics Department,
Voronezh State Pedagogical University

ABSTRACT. In the mean field theory framework a superconducting phase transition is considered due to binding the carriers into Cooper pairs by their Coulomb repulsive interaction. Dependencies are obtained of the condensation energy and the transition temperature on the doping level in cuprate superconductors.

KEY WORDS: superconductivity, oxide superconductors, phase transition, the order parameter, the condensation energy, transition temperature.

Сверхпроводящие купратные соединения являются сильно коррелированными квазидвумерными (2D) электронными системами.

Свойства таких соединений в сверхпроводящем и в нормальном состоянии не вписываются в рамки теории сверхпроводимости Бардина, Купера, Шриффера (БКШ) [1]. В частности, теория БКШ не может быть достаточной для описания фазового перехода высокотемпературных купратов в сверхпроводящее состояние на фазовой диаграмме «Температура – уровень допирования» во всей области его существования.

Согласно общепринятым представлениям, физика купратов определяется сильным отталкивательным взаимодействием электронов (или дырок), которые локализованы на проводящих медно-кислородных плоскостях [2]. Отличие от изотропной модели БКШ состоит в том, что линия, разделяющая заполненные и вакантные состояния в (2D) импульсном пространстве (контур Ферми), при половинных уровнях допирования, которыми определяется введение избыточных носителей тока в плоскости CuO_2 , располагается в окрестности седловой точки электронного закона дисперсии. Это

проявляется при спаривании частиц с большим суммарным импульсом пары порядка удвоенного фермиевского [3]. Энергия такой пары включает в себя энергию центра масс и энергию относительного движения, причем последняя понижается при возникновении связанного состояния.

Природа связывающего взаимодействия в купратах не может считаться установленной однозначно. Решение задачи о двух отталкивающихся частицах, составляющих пару с большим суммарным импульсом, может считаться полезным для установления природы сверхпроводящего состояния купратов.

Целью настоящей работы является определение энергии конденсации и температуры сверхпроводящего перехода в купратных соединениях как функций уровня допирования в рамках теории среднего поля в модели спаривания при отталкивании.

1. Уравнение самосогласования для параметра порядка

Относительное движение пар одноименно заряженных частиц в высокотемпературных сверхпроводящих купратах может быть описано гамильтоном [4]:

$$H_K = \sum_{\vec{k}} \left\{ \left[\varepsilon(\vec{k}_+) - \mu \right] \hat{a}_{\vec{k}_+ \uparrow}^+ \hat{a}_{\vec{k}_+ \uparrow} + \left[\varepsilon(\vec{k}_-) - \mu \right] \hat{a}_{\vec{k}_- \downarrow}^+ \hat{a}_{\vec{k}_- \downarrow} \right\} + \frac{1}{S} \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} U_K (\vec{k} - \vec{k}') \hat{a}_{\vec{k}_+ \uparrow}^+ \hat{a}_{\vec{k}_- \downarrow}^+ \hat{a}_{\vec{k}' - \downarrow} \hat{a}_{\vec{k}' + \uparrow} \quad (1)$$

Здесь $\vec{K} = \vec{k}_+ + \vec{k}_-$ – суммарный импульс пары;
 \vec{k}_+ и \vec{k}_- – импульсы носителей, составляющих пару;

$\vec{k} = \vec{k}_+ - \vec{k}_-$ – импульс относительного движения пары;

$\varepsilon(\vec{k}_{\pm})$ – закон дисперсии дырок;

$\hat{a}_{\vec{k}_{\pm}\sigma}^+$ и $\hat{a}_{\vec{k}_{\pm}\sigma}$ – операторы рождения и уничтожения дырок с импульсом \vec{k}_{\pm} и спиновым числом σ .

Символы \uparrow u \downarrow соответствуют значению $\sigma = \frac{1}{2}$

и $\sigma = -\frac{1}{2}$.

μ – химический потенциал;

суммирование в (1) осуществляется по всей области θ_K [5] возможных значений импульса относительного движения сверхпроводящих пар с суммарным импульсом \vec{K} .

$U_K(\vec{k} - \vec{k}')$ – матричный элемент взаимодействия носителей, соответствующих рассеянию частицы из состояния с первоначальным импульсом $\frac{\vec{K}}{2} + \vec{k}$ в конечное состояние с импульсом $\frac{\vec{K}}{2} - \vec{k}'$;

S – нормировочная площадь.

С помощью канонического преобразования Боголюбова:

$$\begin{aligned} \hat{a}_{\vec{k}_+\uparrow} &= u_{\vec{k}\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k},+1} + V_{\vec{k}\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k},-1}^+, \\ \hat{a}_{\vec{k}_+\downarrow} &= u_{\vec{k}\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k},-1} - V_{\vec{k}\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k},+1}^+, \\ \hat{a}_{\vec{k}_-\uparrow}^+ &= u_{\vec{k}\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k},+1}^+ + V_{\vec{k}\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k},-1}, \\ \hat{a}_{\vec{k}_-\downarrow}^+ &= u_{\vec{k}\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k},-1}^+ - V_{\vec{k}\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k},+1}, \end{aligned} \quad (2),$$

где $u_{\vec{k}\vec{k}}$ и $V_{\vec{k}\vec{k}}$ – вещественные функции, симметричные относительно преобразования $\vec{k} \rightarrow -\vec{k}$ и

$$H_K^{(1)} = \sum_{\vec{k}} \left[2\xi_{\vec{k}\vec{k}} u_{\vec{k}\vec{k}} V_{\vec{k}\vec{k}} - (V_{\vec{k}\vec{k}}^2 - u_{\vec{k}\vec{k}}^2) \Delta_{\vec{k}\vec{k}} \right] \cdot \left[\hat{b}_{\vec{k},+1}^+ \hat{b}_{\vec{k},-1}^+ + \hat{b}_{\vec{k},-1} \hat{b}_{\vec{k},+1} \right] \quad (9)$$

– недиагональная часть гамильтониана, содержащая произведение двух ферми-операторов.

Функции $u_{\vec{k}\vec{k}}$ и $V_{\vec{k}\vec{k}}$ выбираются таким образом, чтобы обратить в нуль оператор $H_K^{(1)}$:

$$2\xi_{\vec{k}\vec{k}} u_{\vec{k}\vec{k}} V_{\vec{k}\vec{k}} = (V_{\vec{k}\vec{k}}^2 - u_{\vec{k}\vec{k}}^2) \Delta_{\vec{k}\vec{k}} \quad (10).$$

Тогда для вещественных функций $u_{\vec{k}\vec{k}}$ и $V_{\vec{k}\vec{k}}$ можно получить:

$$\begin{aligned} u_{\vec{k}\vec{k}}^2 &= \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\xi_{\vec{k}\vec{k}}}{\sqrt{\xi_{\vec{k}\vec{k}}^2 + \Delta_{\vec{k}\vec{k}}}} \right], \quad V_{\vec{k}\vec{k}}^2 = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\xi_{\vec{k}\vec{k}}}{\sqrt{\xi_{\vec{k}\vec{k}}^2 + \Delta_{\vec{k}\vec{k}}}} \right], \\ u_{\vec{k}\vec{k}} V_{\vec{k}\vec{k}} &= -\frac{1}{2} \frac{\Delta_{\vec{k}\vec{k}}}{\sqrt{\xi_{\vec{k}\vec{k}}^2 + \Delta_{\vec{k}\vec{k}}^2}} \end{aligned} \quad (11).$$

С учетом выражений (11) уравнение самосогласования для параметра порядка $\Delta_{\vec{k}\vec{k}}$ при температуре T принимает вид:

$$\Delta_{\vec{k}\vec{k}} = -\frac{1}{2S} \sum_{\vec{k}'} \frac{U_K(\vec{k} - \vec{k}') \Delta_{\vec{k}\vec{k}'} th \frac{\eta_{\vec{k}\beta}(\vec{k})}{T}}{\sqrt{\xi_{\vec{k}\vec{k}}^2 + \Delta_{\vec{k}\vec{k}}^2}} \quad (12).$$

удовлетворяющие условию $u_{\vec{k}\vec{k}}^2 + V_{\vec{k}\vec{k}}^2 = 1$; гамильтониан (1) может быть приближенно приведен к диагональному виду.

Операторы $\hat{b}_{\vec{k},+1}$ и $\hat{b}_{\vec{k},-1}$, соответствующие новым элементарным возбуждением, удовлетворяют обычным перестановочным соотношениям для ферми-операторов.

С помощью преобразования (2) гамильтониан (1) преобразуется к виду:

$$H_K = E_{K0} + H_K^{(0)} + H_K^{(1)} \quad (3),$$

где

$$E_{K0} = -2 \sum_{\vec{k}} \xi_{\vec{k}\vec{k}} V_{\vec{k}\vec{k}}^2 + \sum_{\vec{k}} \Delta_{\vec{k}\vec{k}} u_{\vec{k}\vec{k}} V_{\vec{k}\vec{k}} \quad (4)$$

– энергия основного состояния,

$$2\xi_{\vec{k}\vec{k}} = \varepsilon(\vec{k}_+) + \varepsilon(\vec{k}_-) - 2\mu \quad (5)$$

– энергия относительного движения пары, отсчитывается от химического потенциала μ ,

$$\Delta_{\vec{k}\vec{k}} = \sum_{\vec{k}'} U_K(\vec{k} - \vec{k}') u_{\vec{k}\vec{k}'} V_{\vec{k}\vec{k}'} \cdot th \frac{\eta_{\vec{k}\beta}(\vec{k})}{T} \quad (6)$$

– уравнение самосогласования для параметра порядка $\Delta_{\vec{k}\vec{k}}$ при абсолютной температуре T ,

$$\eta_{\vec{k}\beta}(\vec{k}) = \sqrt{\xi_{\vec{k}\vec{k}}^2 + \Delta_{\vec{k}\vec{k}}^2} \quad (7),$$

$$H_K^{(0)} = \sum_{\vec{k}, \beta=\pm 1} \eta_{\vec{k}\beta}(\vec{k}) \hat{b}_{\vec{k}\beta}^+ \hat{b}_{\vec{k}\beta} \quad (8)$$

– диагональная часть гамильтониана,

В этой формуле суммирование осуществляется по области θ_K внутри 2D зоны Бриллюэна, которая соответствует такому суммарному импульсу пары, для которого условия зеркального нестинга выполняются наилучшим образом [5].

2. Приближенное решение уравнения для параметра порядка

В случае отталкивательного взаимодействия между частицами, составляющими пару, область θ_K необходимо разбить как минимум на две подобласти θ_1 и θ_2 подобно тому, как это сделано в [3; 5], и определить среднее значение параметра порядка в этих областях Δ_1 и Δ_2 по правилу:

$$\Delta_p = \frac{1}{\theta_K} \int_{\theta_p} \Delta(\vec{k}) d^2k, \quad p=1,2 \quad (13).$$

Переходя от суммирования к интегрированию, выражение (12) можно переписать в виде:

$$\Delta(\vec{k}) = -\frac{1}{8\pi^2} \int_{\theta_1} \frac{U_K(\vec{k}-\vec{k}')\Delta(\vec{k}') \cdot th \frac{\eta(\vec{k}')}{2T}}{\sqrt{\xi^2(\vec{k}') + \Delta^2(\vec{k}')}} d^2k' - \frac{1}{8\pi^2} \int_{\theta_2} \frac{U_K(\vec{k}-\vec{k}')\Delta(\vec{k}') \cdot th \frac{\eta(\vec{k}')}{2T}}{\sqrt{\xi^2(\vec{k}') + \Delta^2(\vec{k}')}} d^2k' \quad (14).$$

Окончательно, при значениях импульсов относительного движения пары \vec{k} из области θ_1 усредненное по области θ_1 уравнение (14) примет вид:

$$\alpha\Delta_1 = -\frac{1}{2}\alpha U_{11}\Delta_1 f_1 \theta_1 - \frac{1}{2}(1-\alpha)U_{12}\Delta_2 f_2 \theta_1 \quad (15).$$

Здесь $\alpha = \theta_1 / \theta_K, \quad 1-\alpha = \theta_2 / \theta_K,$

$$\theta_1 + \theta_2 = \theta_K.$$

$$U_{pp'} = \frac{1}{\theta_{pp'}^*} \int_{\theta_{pp'}} U_K(\vec{\rho}) d^2\rho, \quad p=1,2 \quad (16)$$

– средние по областям $\theta_{pp'}^*$ значения матричного элемента взаимодействия, $\theta_{pp'}^*$ – область импульсного пространства переменной $\vec{\rho} = \vec{k} - \vec{k}'$, которая соответствует всем векторам передачи импульса при рассеянии для случая, когда начальный импульс \vec{k} принадлежит области θ_p , а конечный – \vec{k}' – области $\theta_{p'}$;

$f_p(\Delta_p)$ – функционалы, определяемые выражением:

$$f_p(\Delta_p) = \frac{1}{(2\pi)^2 \theta_p} \int_{\theta_p} \frac{d^2k'}{\sqrt{\xi^2(\vec{k}') + \Delta_p^2}} th \frac{\eta(\vec{k}')}{2T}, \quad (17).$$

$$p=1,2$$

Аналогично, если рассматривать значения импульсов относительного движения пары \vec{k} из области θ_2 , то усредненное по области θ_2 уравнение (14) примет вид:

$$(1-\alpha)\Delta_2 = -\frac{1}{2}\alpha U_{21}\Delta_1 f_1 \theta_2 - \frac{1}{2}(1-\alpha)U_{22}\Delta_2 f_2 \theta_2 \quad (18).$$

Область θ_1 при $T=0$ является заполненной, а область θ_2 – вакантной. В купратных соединениях этим областям соответствует дырочное и электронное заполнение.

Уравнения (15) и (18) образуют замкнутую систему интегральных трансцендентных уравнений относительно неизвестных параметров порядка Δ_1 и Δ_2 .

3. Зависимость средних значений параметра порядка Δ_1 и Δ_2 от температуры и уровня допирования

Введем безразмерные средние значения параметра порядка δ_- и δ_+ по правилу $\delta_- = \Delta_1 / \varepsilon_0,$

$\delta_+ = \Delta_2 / \varepsilon_0,$ где ε_0 – энергетическая ширина области θ_K , которая по оценкам составляет $\varepsilon_0 \sim 1$ эрг.

Тогда система уравнений (15), (18) принимает вид:

$$\delta_- = -w_{11}\delta_- F_-(\delta_-, T) - w_{12}\delta_+ F_+(\delta_+, T), \quad (19).$$

$$\delta_+ = -w_{21}\delta_- F_-(\delta_-, T) - w_{22}\delta_+ F_+(\delta_+, T)$$

Здесь $w_{pp'} = \frac{gU_{pp'}}{8\pi^2},$ – перенормированные значения матричного элемента взаимодействия;

$p=1,2$ и $p'=1,2,$ функции $F_-(\delta_-, T)$ и $F_+(\delta_+, T)$ определяются выражениями:

$$F_-(\delta_-, T) = \int_{-\alpha}^0 \frac{d\lambda \cdot th \left[\frac{\sqrt{\lambda^2 + \delta_+^2}}{(2T/\varepsilon_0)} \right]}{\sqrt{\lambda^2 + \delta_-^2}},$$

$$F_+(\delta_+, T) = \int_0^{1-\alpha} \frac{d\lambda \cdot th \left[\frac{\sqrt{\lambda^2 + \delta_+^2}}{(2T/\varepsilon_0)} \right]}{\sqrt{\lambda^2 + \delta_+^2}} \quad (20).$$

Разрешая систему (19) относительно $\delta_+,$ нетрудно получить интегральное трансцендентное уравнение вида:

$$\frac{w_{11}w_{22}}{w_{12}w_{21}} \left[1 + \frac{|w|}{w_{22}} F_-(\delta_-, T) \right] \left[1 + \frac{|w|}{w_{11}} F_+(\delta_+, T) \right] = 1 \quad (21),$$

где $|w| = w_{11}w_{22} - w_{12}w_{21}.$

Вместо уровня допирования x определим нормированный уровень допирования y по правилу: $y = (x - x_1) / (x_2 - x_1).$ Здесь уровень допирования x_2 соответствует открытию парного контура Ферми (ПКФ) в области θ_K внутри 2D зоны Бриллюэна, а уровень допирования $x_1 < x_2$ – закрытию ПКФ [3]. Тогда при предположении линейной зависимости энергий ε_{K+} и ε_{K-} от $y,$ как $\varepsilon_{K+} = \varepsilon_0(1 - y)$ и $\varepsilon_{K-} = \varepsilon_0 y,$ получаем, что

$$\alpha = (\theta_1 / \theta_K) = (\varepsilon_{K-} / \varepsilon_0) = y;$$

здесь ε_{K+} – энергетическая ширина области $\theta_2,$ а ε_{K-} – энергетическая ширина области $\theta_1.$

Корни уравнения (21) получены численными методами при различных температурах T и уровнях допирования $\alpha.$ Тем самым были определены зависимости безразмерных средних параметров порядка δ_+ и δ_- от температуры T и уровня допиро-

вания $\alpha : \delta_+ = \delta_+(\alpha, T)$ и $\delta_- = \delta_-(\alpha, T)$. Графики этих зависимостей представлены на рис. 1.

4. Зависимость смещения химического потенциала при конденсации сверхпроводящих пар от температуры и уровня допирования

В обычных сверхпроводниках смещение химического потенциала вследствие конденсации куперовских пар равно нулю из-за существования электронно-дырочной симметрии спектра возбуждений. В высокотемпературных купратах электронно-дырочная асимметрия, наоборот, приводит к смещению химического потенциала μ' при конденсации дырочных пар, которое может быть посчитано через определение среднего числа дырок в области θ_K [3]:

$$\langle N_K \rangle = 2 \sum_{\vec{k} \in \theta_K} V^2_{\vec{k}\vec{k}} + \sum_{\vec{k} \in \theta_K} (u^2_{\vec{k}\vec{k}} - V^2_{\vec{k}\vec{k}})(n_{\vec{k},+1} + n_{\vec{k},-1}) \quad (22),$$

где

$$n_{\vec{k}\beta} = \langle \hat{b}_{\vec{k}\beta}^+ \hat{b}_{\vec{k}\beta} \rangle = \frac{1}{\exp\left(\frac{\eta_{\vec{k}\beta}(\vec{k})}{T}\right) + 1} \quad (23)$$

– средние числа заполнения.

Из этого выражения можно получить:

$$\sum_{\vec{k} \in \theta_2} 1 - \sum_{\vec{k} \in \theta_1} 1 = \sum_{\vec{k} \in \theta_K} \frac{\xi_{\vec{k}\vec{k}}}{\sqrt{\xi_{\vec{k}\vec{k}}^2 + \Delta_{\vec{k}\vec{k}}^2}} \text{th} \frac{\eta_{\vec{k}\beta}(\vec{k})}{2T} \quad (24).$$

Кинетическая энергия относительного движения сверхпроводящей пары $\xi_{\vec{k}\vec{k}}$, измеренная от химического потенциала нормальной фазы, изменяется в пределах $-\varepsilon_{K-} \leq \xi_{\vec{k}\vec{k}} \leq \varepsilon_{K+}$.

Смещение химического потенциала μ' при конденсации пар можно формально учесть, если переходить в (24) от суммирования по всем импульсам

$$E_{OS} = \sum_{\vec{k} \in \theta_K} \xi_{\vec{k}\vec{k}} - \sum_{\vec{k} \in \theta_K} \left[\frac{\xi_{\vec{k}\vec{k}}^2}{\sqrt{\xi_{\vec{k}\vec{k}}^2 + \Delta_{\vec{k}\vec{k}}^2}} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta_{\vec{k}\vec{k}}^2}{\sqrt{\xi_{\vec{k}\vec{k}}^2 + \Delta_{\vec{k}\vec{k}}^2}} \right] \text{th} \frac{\sqrt{\xi_{\vec{k}\vec{k}}^2 + \Delta_{\vec{k}\vec{k}}^2}}{T} \quad (27).$$

Энергию основного состояния нормальной фазы можно получить из (27) как предел при $\Delta_{\vec{k}\vec{k}} \rightarrow 0$:

$$E_{ON} = \lim_{\Delta_{\vec{k}\vec{k}} \rightarrow 0} E_{OS} = 2 \sum_{\vec{k} \in \theta_1} \xi_{\vec{k}\vec{k}}.$$

$$\varepsilon_C = 2 \sum_{\vec{k} \in \theta_1} \xi_{\vec{k}\vec{k}} - \sum_{\vec{k} \in \theta_K} \xi_{\vec{k}\vec{k}} + \sum_{\vec{k} \in \theta_K} \left[\frac{\xi_{\vec{k}\vec{k}}^2}{\sqrt{\xi_{\vec{k}\vec{k}}^2 + \Delta_{\vec{k}\vec{k}}^2}} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta_{\vec{k}\vec{k}}^2}{\sqrt{\xi_{\vec{k}\vec{k}}^2 + \Delta_{\vec{k}\vec{k}}^2}} \right] \text{th} \frac{\sqrt{\xi_{\vec{k}\vec{k}}^2 + \Delta_{\vec{k}\vec{k}}^2}}{2T} \quad (28).$$

Чтобы учесть смещение химического потенциала при конденсации пар, при переходе от суммирования по импульсам \vec{k} в (28) к интегрированию по энергиям $\xi_{\vec{k}\vec{k}}$, воспользуемся правилом (25). В

относительного движения \vec{k} к интегрированию по кинетическим энергиям относительного движения $\xi_{\vec{k}\vec{k}} \equiv \xi$ по правилу

$$\sum_{\vec{k} \in \theta_K} \Rightarrow \frac{Sg}{(2\pi)^2} \int_{-(\varepsilon_{K-} + \mu')}^{-\mu'} d\xi + \frac{Sg}{(2\pi)^2} \int_{-\mu'}^{(\varepsilon_{K+} - \mu')} d\xi \quad (25),$$

где g – средняя плотность состояний, приходящаяся на единицу площади.

В итоге смещение химического потенциала μ' при заданной температуре T и уровне допирования α можно найти из решения трансцендентного уравнения:

$$\frac{\varepsilon_{K+} - \varepsilon_{K-}}{2T} = \ln \left[\frac{ch \sqrt{\mu'^2 + \Delta_1^2} \cdot ch \sqrt{(\varepsilon_{K+} - \mu')^2 + \Delta_2^2}}{2T} \cdot \frac{2T}{ch \sqrt{(\varepsilon_{K-} + \mu')^2 + \Delta_1^2} \cdot ch \sqrt{\mu'^2 + \Delta_2^2}} \right] \quad (26).$$

Корни уравнения (26) определялись с помощью численных методов при различных температурах T и уровнях допирования α . На основании этих данных была получена зависимость смещения безразмерного химического потенциала $\sigma = \mu' / \varepsilon_0$ от температуры T и уровня допирования α : $\sigma = \sigma(\alpha, \dot{\alpha})$. Графики этих зависимостей представлены на рис. 2.

5. Зависимость энергии конденсации сверхпроводящих пар от температуры и уровня допирования

Под энергией конденсации сверхпроводящих пар будем понимать разницу энергий основного состояния в нормальном и сверхпроводящем состоянии.

При температуре T для энергии основного состояния сверхпроводящей фазы можно получить выражение вида:

Тогда для энергии конденсации ε_C , определяемой по правилу $\varepsilon_C = E_{ON} - E_{OS}$, можно получить следующее выражение:

результате зависимости безразмерной энергии конденсации U_c от температуры и уровня допирования будет определяться выражением:

$$U_c = \frac{E_{ON} - E_{OS}}{(Sg\varepsilon_0^2 / 4\pi^2)} = \sigma(1-2\alpha) + \alpha - \alpha^2 - \frac{1}{2} + G_-(\sigma, \delta_-, T) + G_+(\sigma, \delta_+, T) \tag{29}$$

где функции $G_-(\sigma, \delta_-, T)$ и $G_+(\sigma, \delta_+, T)$ определяются выражениями:

$$G_-(\sigma, \delta_-, T) = \int_{-(\alpha+\sigma)}^{-\alpha} \frac{(\lambda^2 + 0.5\delta_-^2)}{\sqrt{\lambda^2 + \delta_-^2}} \operatorname{th} \frac{\sqrt{\lambda^2 + \delta_-^2}}{(2T/\varepsilon_0)} d\lambda \tag{30}$$

$$G_+(\sigma, \delta_+, T) = \int_{-\sigma}^{1-\alpha-\sigma} \frac{(\lambda^2 + 0.5\delta_+^2)}{\sqrt{\lambda^2 + \delta_+^2}} \operatorname{th} \frac{\sqrt{\lambda^2 + \delta_+^2}}{(2T/\varepsilon_0)} d\lambda \tag{31}$$

Зависимость безразмерной энергии конденсации U_c от уровня допирования α при различных температурах T , полученная с помощью численных методов, приведена на рис. 3.

6. Зависимость температуры сверхпроводящего перехода от уровня допирования

При температуре сверхпроводящего перехода T_c энергия конденсации ε_c равна нулю. Следовательно, можно применить уравнение $\varepsilon_c(\alpha, T_c) = 0$, которое в неявном виде определяет зависимость температуры сверхпроводящего перехода от уровня допирования: $T_c = T_c(\alpha)$. Такая зависимость представлена на рис. 4, она получена из графического анализа зависимости $\varepsilon_c = \varepsilon_c(\alpha, T)$.

Расчет зависимости $T_c = T_c(\alpha)$, проведенный в настоящей работе, удовлетворительно описывает экспериментальные результаты, полученные для некоторых медно-оксидных сверхпроводников с максимумом T_c при оптимальной концентрации дырок X в плоскости CuO_2 [6], что позволяет говорить в пользу модели сверхпроводящего спаривания с большим суммарным импульсом при отталкивательном взаимодействии в купратных сверхпроводниках.

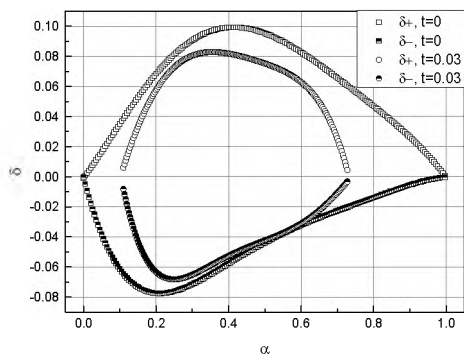


Рис. 1 – Зависимость безразмерных значений параметров порядка δ_+ и δ_- от уровня допирования α для двух безразмерных температур $t=0$ и

$t=0,03$; $t = T / \varepsilon_0$, ε_0 – энергетическая ширина области θ_K , $\varepsilon_0 \sim 1$ эрг; $\alpha \equiv y$

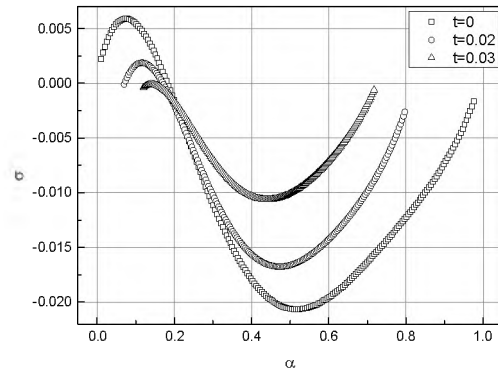


Рис. 2 – Зависимость безразмерного смещения химического потенциала σ от уровня допирования α для трех безразмерных температур $t=0, t=0,02$ и $t=0,03$; $t = T / \varepsilon_0$, $\alpha \equiv y$

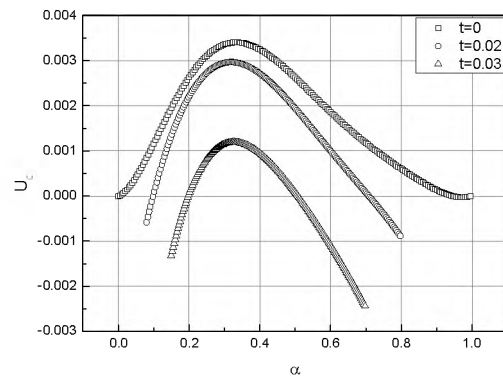


Рис. 3 – Зависимость безразмерной энергии конденсации U_c от уровня допирования α для трех безразмерных температур $t=0, t=0,02$ и $t=0,03$; $t = T / \varepsilon_0$, $\alpha \equiv y$

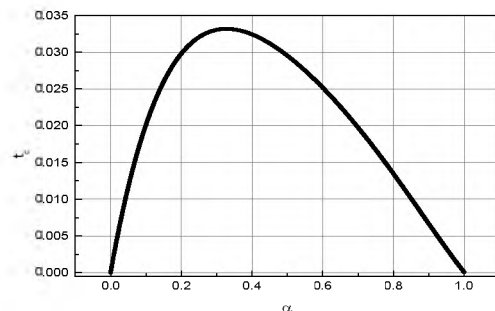


Рис. 4 – Зависимость безразмерной температуры сверхпроводящего перехода $t_c = T_c / \varepsilon_0$ от уровня допирования α , $\alpha \equiv y$, $y = (x - x_1) / (x_2 - x_1)$.

Если $0 \leq y \leq 1$, то допирование x изменяется внутри интервала $x_1 \leq x \leq x_2$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Шриффер, Дж. Теория сверхпроводимости [Текст] / Дж. Шриффер. – М. : Наука, 1970. – 311 с.
2. Anderson, P.W. The resonating valence bond state in La_2CuO_4 and superconductivity / P.W. Anderson // Science. 1987. – Т. 235. – С. 1196–1198.
3. Belyavsky, V.I. "Pair" Fermi contour and repulsion-induced superconductivity in cuprates / V.I. Belyavsky, Yu.V. Kopaev // Phys. Rev. B. 2003. – V. 67. – P. 024513–024528.
4. Давыдов, А.С. Теория твердого тела : учеб. пособие [Текст] / А.С. Давыдов. – М. : Наука, 1976. – 639 с.
5. Belyavsky, V.I. Mirror nesting and superconducting pairing / V.I. Belyavsky and Yu.V. Kopaev // Phys. Lett. A. 2004. – V. 322. – P. 244–249.
6. Tokura, Y. Physics of High-Temperature Superconductors / Y. Tokura // Eds. S. Maekawa, M. Sato – Berlin, Heidelberg: Springer, 1992. – P. 191.