Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

М. Е. Палистрант, Влияние немагнитной примеси на сверхпроводимость в двухзонных системах с переменной плотностью носителей заряда, *ТМФ*, 1997, том 111, номер 2, 289–303

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf1008>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.80.97.219

26 апреля 2023 г., 13:46:13

М. Е. Палистрант*

ВЛИЯНИЕ НЕМАГНИТНОЙ ПРИМЕСИ НА СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В ДВУХЗОННЫХ СИСТЕМАХ С ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОТНОСТЬЮ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

С помощью теории возмущений получены аналитические выражения для температуры сверхпроводящего перехода T_C и параметров порядка Δ_n ($n = 1, 2$) при различных значениях плотности носителей заряда (химического потенциала μ) в двухзонных сверхпроводниках с немагнитной примесью. При введении примесей в систему возможны два механизма ее влияния на величины T_C и Δ_n : изменение величины μ и возникновение межзонного рассеяния на примесном потенциале. Эти механизмы могут быть либо конкурирующими, либо оба способствовать разрушению сверхпроводимости. Существенную роль при этом играет фактор заполнения энергетических зон, благодаря которому сверхпроводимость может полностью подавляться немагнитной примесью.

1. ВВЕДЕНИЕ

В соответствии с теоремой Андерсона [1] и результатами Абрикосова и Горькова [2] немагнитная примесь не влияет на термодинамические свойства обычных изотропных сверхпроводников. Учет анизотропии матричного элемента электрон-электронного взаимодействия нарушает теорему Андерсона и приводит к зависимости температуры сверхпроводящего перехода T_C от концентрации примеси [3]. Наряду с этим важную роль в определении свойств анизотропных сверхпроводников играют особенности в электронном энергетическом спектре. Речь идет о перекрытии энергетических полос на поверхности Ферми и наличии особенностей Ван-Хова–Лифшица.

Как показано в наших работах [4] и монографии [5], немагнитная примесь значительно влияет на критическую температуру и вообще на термодинамические свойства многозонных сверхпроводников благодаря межзональному каналу рассеяния электронов на немагнитной примеси.

Немагнитная примесь влияет также на термодинамические свойства сверхпроводника при электронных топологических переходах. Особый интерес в настоящее время представляют так называемые протяженные особенности Ван-Хова, когда плотность электронных состояний имеет расхождимость в нуле порядка $E^{-1/4}$ или $E^{-1/2}$ (E – энергия, отсчитанная от особенностей Ван-Хова) [6].

* Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдова

Отметим, что влияние особенностей типа $E^{-1/2}$ на термодинамические и кинетические свойства сверхпроводников исследовалось нами еще задолго до открытия высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) [7, 8]. В частности, было показано, что рассеяние электронов на примесном потенциале в сверхпроводниках с такой особенностью в плотности электронных состояний понижает температуру сверхпроводящего перехода. Открытие материалов, обладающих свойством ВТСП [9], и многочисленные экспериментальные исследования показали, что в таких сложных анизотропных системах как La_2CuO_4 и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ температура перехода в сверхпроводящее состояние T_C существенно зависит от концентраций кислорода и немагнитной примеси. В работах [10] мы попытались объяснить убывание величины T_C с ростом неупорядочения кислорода, а также при замещении атомов меди немагнитной примесью (Al, Zn и др.) на основе двухзонной модели [11, 12]. Это убывание определяется механизмом межзонного рассеяния электронов на кислороде (примеси).

Отметим, что, помимо приведенных выше, имеются и другие механизмы, приводящие к убыванию величины T_C с ростом концентрации примеси в материалах ВТСП. Так, например, в работах [13, 14] в основе такого убывания лежит эффект неупорядочения на кулоновском псевдопотенциале и на магнитных корреляциях, вводимый немагнитной примесью.

В настоящее время проблема влияния немагнитной примеси (Zn, Al, Ga) на температуру сверхпроводящего перехода является одним из важных направлений в исследовании сверхпроводящих свойств материалов ВТСП. Решение ее может пролить свет на механизмы ВТСП. Дело в том, что различные немагнитные примеси по-разному влияют на величину T_C в купратных соединениях. Замещение атомов Cu атомами Al или Ga слабо разрушает сверхпроводимость, в то время как допирование цинком приводит к быстрому подавлению сверхпроводимости.

Слабое влияние немагнитной примеси (Al, Ga) на величину T_C можно объяснить, если анизотропия матричного элемента электрон-электронного взаимодействия мала [3] или если мало межзонное рассеяние на примесном потенциале [4, 10]. Атомы же цинка, замещая атомы меди, ведут себя как магнитная примесь, подавляя сверхпроводимость. Однако экспериментальные исследования [15] показывают, что в соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, допированном цинком, отсутствует магнитное разрушение электронных пар. Следовательно, теория Абрикосова и Горькова влияния парамагнитной примеси на сверхпроводимость [2] не может объяснить подавление сверхпроводимости в таких системах.

Наши исследования [4, 10], основанные на двухзонной модели, позволяют объяснить довольно быстрое убывание величины T_C с ростом концентрации примеси. Однако в этой модели немагнитная примесь не может полностью подавить сверхпроводимость.

Предложенная в [4, 10] теория сверхпроводимости основана на механизме электрон-фононного взаимодействия и не предполагает пониженной плотности носителей заряда. В случае нефононного механизма сверхпроводимости или фононного механизма с пониженной плотностью носителей, что имеет место в материалах ВТСП, величина T_C и другие характеристики зависят от значения химического потенциала (плотности носителей заряда) [16–19]. При этом важную роль играет последовательное заполнение электронами перекрывающихся на поверхности Ферми энергетических зон. В частности, оказывается возможным получить наблюдаемую на эксперименте ступенчатую зависимость величины T_C от плотности носителей заряда в двухзонной модели при элект-

ронном топологическом переходе [20] или в трехзонной модели [21]. В [16–21] были рассмотрены упорядоченные системы. В двухзонных системах с хаотически распределенной примесью необходимо учитывать внутризонные и межзонные рассеяния электронов на примесном потенциале.

Данная работа посвящена исследованию сверхпроводимости в двухзонных примесных системах с переменной плотностью носителей заряда при нефононном механизме сверхпроводимости. Во втором разделе приведены выражения для одночастичных функций Грина (нормальной и аномальной), усредненных по хаотически распределенной примеси, а также основные уравнения теории сверхпроводимости. В третьем разделе получена система уравнений для параметров порядка Δ_n ($n = 1, 2$) вблизи температуры сверхпроводящего перехода в области малых и больших концентраций примеси. Четвертый раздел посвящен определению температуры сверхпроводящего перехода в области малых и больших концентраций примеси при определенных значениях химического потенциала μ . В разделе пятом приведены решения системы уравнений для параметров порядка Δ_1 и Δ_2 при заданных конкретных значениях химического потенциала μ и $T = 0$. В последнем разделе обсуждаются полученные результаты и делаются попытки объяснить имеющиеся экспериментальные данные по влиянию немагнитной примеси на T_C .

2. ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ФУНКЦИЙ ГРИНА И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Гамильтониан двухзонной системы с хаотически распределенной примесью представим в виде

$$H = H_0 + H_{\text{imp}}, \quad (1)$$

где H_0 – модельный гамильтониан чистой двухзонной системы [11], а H_{imp} – оператор взаимодействия электронов с хаотически распределенной примесью [4].

На основании теории возмущений [22], рассматривая H_{imp} как возмущение, для нормальной и аномальной функций Грина, усредненных по положениям хаотически распределенной примеси, получаем соответственно

$$G_n(\vec{p}, \omega) = -\frac{i\tilde{\omega}_n + \tilde{\varepsilon}_n}{\tilde{\omega}_n^2 + \tilde{\varepsilon}_n^2 + \tilde{\Delta}_n^2}, \quad F_n(\vec{p}, \omega) = \frac{\tilde{\Delta}_n}{\tilde{\omega}_n^2 + \tilde{\varepsilon}_n^2 + \tilde{\Delta}_n^2}, \quad (2)$$

где

$$\tilde{\omega}_n = \omega + \text{Im}M_n^*(\omega), \quad \tilde{\Delta}_n = \bar{\Delta}_n + \Sigma_n(\omega), \quad \tilde{\varepsilon}_n \approx \varepsilon_n + \text{Re}M_n^*(0), \quad (3)$$

здесь

$$\begin{aligned} M_n(\omega) &= -c \sum_m \sum_{\vec{k}} |V(\vec{p}_{nF} - \vec{k}_{mF})|^2 |\chi(n\vec{p}_{nF}, m\vec{k}_{mF})|^2 G_m(\vec{k}, \omega), \\ \Sigma_n(\omega) &= c \sum_m \sum_{\vec{k}} |V(\vec{p}_{nF} - \vec{k}_{mF})|^2 |\chi(n\vec{p}_{nF}, m\vec{k}_{mF})|^2 F_m(\vec{k}, \omega), \end{aligned} \quad (4)$$

c – концентрация примеси, $V(\vec{p}_{nF} - \vec{k}_{mF})$ – фурье-образ потенциала рассеяния на примеси, $\chi(n\vec{p}_{nF}, m\vec{k}_{mF})$ – интеграл от амплитуд Блоха по объему элементарной ячейки, μ – химический потенциал; $n, m = 1, 2$.

Предполагаем простой закон дисперсии

$$\xi_n(\vec{p}) = \zeta_n + \frac{p^2}{2m_n}, \quad \varepsilon_n(\vec{p}) = \xi_n(\vec{p}) - \mu. \quad (5)$$

Перейдем в формулах (4) от суммирования по $\vec{k}$ к интегрированию по $\tilde{\varepsilon}$ согласно соотношению

$$\sum_{\vec{k}} |V(\vec{p} - \vec{k})|^2 |\chi(n\vec{p}, m\vec{k})|^2 \Phi(\tilde{\varepsilon}_m) = \frac{1}{2\tau_{nm}} \frac{1}{\pi} \int_{-D_m}^{D_{cm}} d\tilde{\varepsilon}_m \Phi(\tilde{\varepsilon}_m), \quad (6)$$

где

$$\frac{1}{2\tau_{nm}} = \frac{c}{8\pi^2} \int \frac{dS_m}{|\nabla \varepsilon_m|} |V(\vec{p}_{nF} - \vec{k}_{mF})|^2 |\chi(n\vec{p}_{nF}, m\vec{k}_{mF})|^2, \quad (7)$$

$$D_{cm} = \zeta'_{cm} - \mu, \quad D_m = \mu - \zeta'_m, \quad \zeta'_{cm} = \zeta_{cm} + \text{Re}M_m^*(0), \quad \zeta'_m = \zeta_m + \text{Re}M_m^*(0), \quad (8)$$

ζ_{cm} — энергия обрезания интегралов по энергии, τ_{nm} — времена релаксации рассеяния на примеси.

Выполнив интегрирование в формулах (4) и воспользовавшись соотношениями (3), получаем

$$\begin{aligned} \tilde{\omega}_n &= \omega + \sum_m \frac{1}{2\tau_{nm}} \frac{\tilde{\omega}_m f_m}{\sqrt{\tilde{\omega}_m^2 + \tilde{\Delta}_m^2}}, \\ \tilde{\Delta}_n &= \bar{\Delta}_n + \sum_m \frac{1}{2\tau_{nm}} \frac{\tilde{\Delta}_m f_m}{\sqrt{\tilde{\omega}_m^2 + \tilde{\Delta}_m^2}}, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$f_m = \frac{1}{\pi} \left[\arctg \frac{D_{cm}}{\sqrt{\tilde{\omega}_m^2 + \tilde{\Delta}_m^2}} + \arctg \frac{D_m}{\sqrt{\tilde{\omega}_m^2 + \tilde{\Delta}_m^2}} \right]. \quad (10)$$

Систему уравнений на параметры порядка Δ_n ($n = 1, 2$) можно привести к виду

$$\begin{aligned} \bar{\Delta}_n &= \sum_l N_l V_{nl} \bar{\Delta}_l \int_{-D_l}^{D_{cl}} d\varepsilon_l \frac{\text{th} \frac{\beta}{2} \sqrt{\varepsilon_l^2 + \bar{\Delta}_l^2}}{2\sqrt{\varepsilon_l^2 + \bar{\Delta}_l^2}} + \\ &+ \sum_l V_{nl} N_l \frac{2\pi}{\beta} \sum_{\omega > 0} \left[\frac{\tilde{\Delta}_l f_l}{\sqrt{\tilde{\omega}_l^2 + \tilde{\Delta}_l^2}} - \frac{\bar{\Delta}_l f_l^0}{\sqrt{\omega^2 + \bar{\Delta}_l^2}} \right], \end{aligned} \quad (11)$$

здесь $f_l^0 = f_l|_{\tilde{\omega}=\omega, \tilde{\Delta}=\bar{\Delta}}$, V_{nm} — константы внутризонного и межзонного взаимодействий, N_n — плотность электронных состояний на n -й полости поверхности Ферми. Обозначив $u_n = \frac{\tilde{\omega}_n}{\bar{\Delta}_n}$, систему уравнений (9) можно привести к виду

$$\begin{aligned} u_1 \pm \alpha_1 f_2 \frac{u_1 - u_2}{\sqrt{1 + u_2^2}} &= \frac{\omega}{\bar{\Delta}_1}, \quad u_2 + \alpha_2 f_1 \frac{u_2 - u_1}{\sqrt{1 + u_1^2}} = \frac{\omega}{\bar{\Delta}_2}, \\ \alpha_1 &= \frac{1}{2\tau_{12}\bar{\Delta}_1}, \quad \alpha_2 = \frac{1}{2\tau_{21}\bar{\Delta}_2}, \quad \omega > 0. \end{aligned} \quad (12)$$

При этом система уравнений (11) переписывается следующим образом:

$$\begin{aligned}\bar{\Delta}_n = & \sum_l V_{nl} N_l \bar{\Delta}_l \int_{-D_l}^{D_{cl}} d\tilde{\varepsilon}_l \frac{\text{th} \frac{\beta}{2} \sqrt{\tilde{\varepsilon}_l^2 + \bar{\Delta}_l^2}}{2\sqrt{\tilde{\varepsilon}_l^2 + \bar{\Delta}_l^2}} + \\ & + V_{n1} N_1 \frac{2\pi}{\beta} \sum_{\omega > 0} f_1 \left[\frac{1}{\sqrt{u_1^2 + 1}} - \frac{\bar{\Delta}_1}{\sqrt{\omega^2 + \bar{\Delta}_1^2}} \right] \pm \\ & \pm V_{n2} N_2 \frac{2\pi}{\beta} \sum_{\omega > 0} f_2 \left[\frac{1}{\sqrt{u_2^2 + 1}} \mp \frac{\bar{\Delta}_2}{\sqrt{\omega^2 + \bar{\Delta}_2^2}} \right].\end{aligned}\quad (13)$$

Верхний знак операции ($\pm$) или ($\mp$) в уравнениях (12) и (13) соответствует $\tilde{\Delta}_1, \tilde{\Delta}_2 > 0$, а нижний — $\tilde{\Delta}_1 > 0, \tilde{\Delta}_2 < 0$. Из-за сложной зависимости величины f_m (10) от $\tilde{\omega}_m$ и $\tilde{\Delta}_m$ решить систему уравнений (12) и (13) в общем виде не представляется возможным. В дальнейшем мы будем рассматривать области слабопониженной концентрации носителей, когда выполняются соотношения $D_l/\Delta_l; D_{cl}/\bar{\Delta}_l \gg 1$, а также отдельные точки $D_l = 0$ и $D_{cl} = 0$ ($l = 1, 2$). В этих случаях можно считать $f_l = f_l^0 = \text{const}$.

3. ОБЛАСТЬ ТЕМПЕРАТУР, БЛИЗКИХ К T_C

При $T \sim T_C$ ограничимся в уравнении (13) линейными по $\bar{\Delta}_n$ членами и представим это уравнение в случае $\bar{\Delta}_1 > 0$ и $\bar{\Delta}_2 > 0$ в виде

$$\bar{\Delta}_n = \sum_l V_{nl} N_l \bar{\Delta}_l \tilde{\xi}_l + \sum_l V_{nl} N_l \frac{2\pi}{\beta} \sum_{\omega > 0} f_l \left[\frac{1}{\sqrt{u_l^2 + 1}} - \frac{\bar{\Delta}_l}{\omega} \right], \quad (14)$$

где

$$\tilde{\xi}_l = \frac{1}{2} \int_{-D_l}^{D_{cl}} d\tilde{\varepsilon}_l \frac{\text{th} \frac{\beta \tilde{\varepsilon}_l}{2}}{\tilde{\varepsilon}_l}. \quad (15)$$

Мы имеем также при $\bar{\Delta}_n \rightarrow 0$ соотношение $u_n \gg 1$. Воспользуемся в дальнейшем методикой расчета, предложенной в работах [5, 23] при исследовании термодинамических свойств обычных двухзонных сверхпроводников.

Ищем решения системы уравнений (12) в виде

$$u_n = u_n^0 + u'_n, \quad (16)$$

где $u'_n \ll u_n^0$, а u_1^0 и u_2^0 удовлетворяют системе уравнений

$$u_1^0 + \alpha_1 f_2 \frac{u_1^0 - u_2^0}{u_2^0} = \frac{\omega}{\bar{\Delta}_1}, \quad u_2^0 + \alpha_2 f_1 \frac{u_2^0 - u_1^0}{u_1^0} = \frac{\omega}{\bar{\Delta}_2}. \quad (17)$$

Решения (17) имеют вид

$$u_1^0 = \frac{\omega}{\bar{\Delta}_1} \frac{\frac{\omega}{\bar{\Delta}_2} + \alpha_1 f_2 \bar{z} + \alpha_2 f_1}{\frac{\omega}{\bar{\Delta}_2} + \alpha_1 f_2 + \alpha_2 f_1}, \quad \bar{z} = \frac{\bar{\Delta}_1}{\bar{\Delta}_2}, \quad (18)$$

u_2^0 получаем из (18) заменой индексов $1 \rightleftharpoons 2$. Подставляя (16) в (12) и учитывая (18) и условие $u'_n \ll u_n^0$, находим

$$u'_1 = \frac{\alpha_1 f_2 \left(1 - \frac{u_2^0}{u_1^0}\right) \left[u_1^0 + \alpha_2 f_1 \left(1 - \frac{u_2^0}{u_1^0}\right)\right]}{2(u_2^0)^2 \left[u_2^0 + \alpha_1 f_2 + \frac{u_2^0}{u_1^0} \alpha_2 f_1\right]}, \quad (19)$$

u'_2 получается из (19) заменой индексов $1 \rightleftharpoons 2$. Выполним далее в уравнении (14) разложение по $1/u_l \ll 1$, приведем его к виду

$$\bar{\Delta}_n = \sum_l V_{nl} N_l \bar{\Delta}_l \tilde{\xi}_l + \frac{2\pi}{\beta} \sum_l V_{nl} N_l f_l \sum_{\omega > 0} \left(\frac{1}{u_l^0} - \frac{\bar{\Delta}_l}{\omega} - \frac{1}{2(u_l^0)^3} - \frac{u'_l}{(u_l^0)^2} \right). \quad (20)$$

Подставим решения (18) и (19) в (20) и выполним суммирование по ω аналогично тому, как это сделано в [5].

Приведем результаты для случая малых и больших концентраций примеси.

А. Малые концентрации примеси $\rho_1 = (1/2)\tau_{12}\pi T \ll 1$ и $\rho_2 = 12\tau_{21}\pi T \ll 1$. В этом случае система уравнений для параметров порядка $\bar{\Delta}_n$ может быть приведена к виду

$$\begin{aligned} \bar{\Delta}_n = & \sum_l V_{nl} N_l \bar{\Delta}_l \tilde{\xi}_l + N_1 V_{n1} f_1 \left\{ \frac{N_2 f_2}{N_1 f_1 + N_2 f_2} (\bar{\Delta}_2 - \bar{\Delta}_1) \frac{\pi^2}{4} \rho' - \right. \\ & - \bar{\Delta}_2^2 (\bar{\Delta}_2 - \bar{\Delta}_1) \frac{N_2 f_2}{N_1 f_1 + N_2 f_2} \frac{\beta^2 \pi^2}{96} \rho' - \\ & \left. - \frac{7\zeta(3)}{8\pi^2} \beta^2 \bar{\Delta}_1^3 \left[1 - \frac{\pi^4 (\bar{\Delta}_2 - \bar{\Delta}_1)}{\bar{\Delta}_1 28\zeta(3)} \frac{N_2 f_2}{N_1 f_1 + N_2 f_2} \rho' \right] \right\} + \\ & + N_2 V_{n2} f_2 \left\{ \frac{N_1 f_1}{N_1 f_1 + N_2 f_2} (\bar{\Delta}_1 - \bar{\Delta}_2) \frac{\pi^2}{4} \rho' - \right. \\ & - \bar{\Delta}_1^2 (\bar{\Delta}_1 - \bar{\Delta}_2) \frac{N_1 f_1}{N_1 f_1 + N_2 f_2} \frac{\beta^2 \pi^2}{96} \rho' - \\ & \left. - \frac{7\zeta(3)}{8\pi^2} \beta^2 \bar{\Delta}_2^3 \left[1 + \frac{\pi^4 (\bar{\Delta}_1 - \bar{\Delta}_2)}{\bar{\Delta}_2 28\zeta(3)} \frac{N_1 f_1}{N_1 f_1 + N_2 f_2} \rho' \right] \right\}, \quad (21) \end{aligned}$$

где

$$\rho' = f_2 \rho_1 + f_1 \rho_2.$$

Б. Большие концентрации примеси $\rho_1 \gg 1$ и $\rho_2 \gg 1$. Тогда система уравнений на параметры порядка $\bar{\Delta}_n$ после суммирования по ω приобретает вид

$$\begin{aligned} \bar{\Delta}_n = & \sum_l V_{nl} \bar{\Delta}_l \tilde{\xi}_l + N_1 V_{n1} f_1 \left\{ \frac{N_2 f_2}{N_1 f_1 + N_2 f_2} (\bar{\Delta}_2 - \bar{\Delta}_1) \ln 2\gamma \rho' - \frac{\beta^2}{\pi} \frac{7\zeta(3)}{8} \bar{\Delta}^3 \right\} + \\ & + N_2 V_{n2} f_2 \left\{ \frac{N_1 f_1}{N_1 f_1 + N_2 f_2} (\bar{\Delta}_1 - \bar{\Delta}_2) \ln 2\gamma \rho' - \frac{\beta^2}{8\pi^2} 7\zeta(3) \bar{\Delta}^3 \right\}, \quad (22) \end{aligned}$$

где

$$\bar{\Delta} = \frac{N_1 f_1 \bar{\Delta}_1 + N_2 f_2 \bar{\Delta}_2}{N_1 f_1 + N_2 f_2}.$$

4. ТЕМПЕРАТУРА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА

Вблизи T_C представим параметры порядка Δ_n в виде

$$\bar{\Delta}_n = c_n t^{\frac{1}{2}} + c'_n t^{\frac{3}{2}} + \dots, \quad t = 1 - \frac{T}{T_C}, \quad (23)$$

а также разложим в ряд по t величины ρ' , ξ_n . Подставив эти разложения в (21) и (22) и приравнявая члены при $t^{1/2}$, получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} c_1 \left[1 - N_1 V_{11} \tilde{\xi}_{c1} + \frac{N_1 N_2 f_1 f_2}{N_1 f_1 + N_2 f_2} (V_{11} - V_{12}) F(\rho'_c) \right] + \\ + c_2 \left[-N_2 V_{12} \tilde{\xi}_{c2} - \frac{N_1 N_2 f_1 f_2}{N_1 f_1 + N_2 f_2} (V_{11} - V_{12}) F(\rho'_c) \right] = 0, \\ c_1 \left[-N_1 V_{21} \tilde{\xi}_{c1} - \frac{N_1 N_2 f_1 f_2}{N_1 f_1 + N_2 f_2} (V_{22} - V_{21}) F(\rho'_c) \right] + \\ + c_2 \left[1 - N_2 V_{22} \tilde{\xi}_{c2} + \frac{N_1 N_2 f_1 f_2}{N_1 f_1 + N_2 f_2} (V_{22} - V_{21}) F(\rho'_c) \right] = 0, \end{aligned} \quad (24)$$

здесь

$$F(\rho'_c) = \begin{cases} \frac{\pi^2}{4} \rho'_c & \text{при } \rho'_c \ll 1, \\ \ln 2 \gamma \rho'_c & \text{при } \rho'_c \gg 1, \end{cases} \quad \rho'_c = \rho'|_{T=T_C}. \quad (25)$$

Уравнение для определения величины T_C получим из условия разрешимости системы (24). Приравнявая нулю определитель этой системы, получаем

$$\begin{aligned} a \tilde{\xi}_{c1} \tilde{\xi}_{c2} - \tilde{\xi}_{c1} \left[N_1 V_{11} + \frac{N_1 f_1 f_2}{N_1 f_1 + N_2 f_2} a F(\rho'_c) \right] - \\ - \tilde{\xi}_{c2} \left[N_2 V_{22} + \frac{N_2 f_1 f_2}{N_1 f_1 + N_2 f_2} a F(\rho'_c) \right] + \\ + 1 + \frac{N_1 N_2 f_1 f_2}{N_1 f_1 + N_2 f_2} (V_{11} - V_{12} + V_{22} - V_{21}) F(\rho'_c) = 0, \end{aligned} \quad (26)$$

где

$$a = N_1 N_2 (V_{11} V_{22} - V_{12} V_{21}).$$

Решения уравнения (26) существенно зависят от значений химического потенциала (плотности носителей заряда). Мы будем рассматривать определенные области значений химического потенциала, когда $|D_{cn}|/T_C$, $|D_n|/T_C$ значительно больше единицы,

а также точки $D_n = 0$ и $D_{cn} = 0$ ($n = 1, 2$). Для этих случаев значения функций f_n и $\tilde{\xi}_{cn}$ приведены в таблице.

	μ	f_1	f_2	$\tilde{\xi}_1(T)$	$\tilde{\xi}_2(T)$
1	$\mu = \zeta'_1$	1/2	0	$\ln \frac{2\gamma D_{c1}}{\pi T}$	$\frac{1}{2} \ln \frac{D_{c2}}{ D_2 }$
2	$\zeta'_1 < \mu < \zeta'_2$	1	0	$\ln \frac{2\gamma\sqrt{D_1 D_{c1}}}{\pi T}$	$\frac{1}{2} \ln \frac{D_{c2}}{ D_2 }$
3	$\mu = \zeta'_2$	1	1/2	$\ln \frac{2\gamma\sqrt{D_1 D_{c1}}}{\pi T}$	$\ln \frac{2\gamma D_{c2}}{\pi T}$
4	$\zeta'_2 < \mu < \zeta'_{c1}$	1	1	$\ln \frac{2\gamma\sqrt{D_1 D_{c1}}}{\pi T}$	$\ln \frac{2\gamma\sqrt{D_2 D_{c2}}}{\pi T}$
5	$\mu = \zeta'_{c1}$	1/2	1	$\ln \frac{2\gamma D_1}{\pi T}$	$\ln \frac{2\gamma\sqrt{D_2 D_{c2}}}{\pi T}$
6	$\zeta'_{c1} < \mu < \zeta'_{c2}$	0	1	$\frac{1}{2} \ln \frac{D_1}{ D_{c1} }$	$\ln \frac{2\gamma\sqrt{D_2 D_{c2}}}{\pi T}$
7	$\zeta'_{c2} < \mu$	0	0	$\frac{1}{2} \ln \frac{D_1}{ D_{c1} }$	$\frac{1}{2} \ln \frac{D_2}{ D_{c2} }$

Ниже мы приводим значения T_C , полученные в результате решения (26) для малых и больших концентраций примеси (см. таблицу):

1) $\mu = \zeta'_1$:

$$T_C = \bar{T}_{c0} = \frac{2\gamma D_{c1}}{\pi} \exp \left\{ -2 \frac{1 - N_2 V_{22} \frac{1}{2} \ln \frac{D_{c2}}{-D_2}}{N_1 V_{11} - a \frac{1}{2} \ln \frac{D_{c2}}{-D_2}} \right\}; \quad (27)$$

2) $\zeta'_1 < \mu < \zeta'_2$:

$$T_C = \bar{T}_{c0} = \frac{2\gamma\sqrt{D_1 D_{c1}}}{\pi} \exp \left\{ -\frac{1 - N_2 V_{22} \frac{1}{2} \ln \frac{D_{c2}}{-D_2}}{N_1 V_{11} - a \frac{1}{2} \ln \frac{D_{c2}}{-D_2}} \right\}; \quad (28)$$

3) $\mu = \zeta'_2$:

$$T_C = \bar{T}_{c0}^{\frac{1}{1-\alpha}} \left[\frac{\gamma}{\pi \tau_{12}} \left(\frac{1}{2} + \frac{\tau_{12}}{\tau_{21}} \right) \right]^{\frac{\alpha}{\alpha-1}} \quad \text{при } \rho_n \gg 1, \quad (29)$$

$$T_C = \bar{T}_{c0} - \alpha \frac{\pi}{8\tau_{12}} \left(\frac{1}{2} + \frac{\tau_{12}}{\tau_{21}} \right) \quad \text{при } \rho_n \ll 1, \quad (30)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{T}_{c0} = & \frac{2\gamma(D_1 D_{c1})^{\frac{1}{4}} D_{c2}^{\frac{1}{2}}}{\pi} \exp \left\{ -\frac{2N_1 V_{11} + N_2 V_{22}}{2a} \mp \right. \\ & \left. \mp \frac{1}{4a} \left[\left(a \ln \frac{D_1 D_{c1}}{D_{c2}^2} + 4N_1 V_{11} - 2N_2 V_{22} \right)^2 + 32N_1 N_2 V_{12} V_{21} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad (31) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\alpha &= \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \frac{1}{\sqrt{b_0^2 - 4ac_0}} \left[N_1 V_{11} \frac{2N_1 - N_2}{2N_1 + N_2} + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{1}{2} N_2 V_{22} \frac{N_2 - 2N_1}{2N_1 + N_2} + \frac{2N_1 N_2}{2N_1 + N_2} (V_{12} + V_{21}) \right] \right\}, \\
b_0 &= N_1 V_{11} + \frac{1}{2} N_2 V_{22} + \frac{a}{2} \ln \frac{\sqrt{D_1 D_{c1}}}{D_{c2}}, \\
c_0 &= 1 - \frac{1}{2} N_2 V_{22} \ln \frac{\sqrt{D_1 D_{c1}}}{D_{c2}};
\end{aligned} \tag{32}$$

$$4) \zeta'_2 < \mu < \zeta'_{c1}:$$

$$T_C = \bar{T}_{c0} - \alpha \frac{\pi}{8\tau_{12}} \left(1 + \frac{\tau_{12}}{\tau_{21}} \right) \quad \text{при } \rho_n \ll 1, \tag{33}$$

$$T_C = \bar{T}_{c0}^{\frac{1}{1-\alpha}} \left[\frac{\gamma}{\pi\tau_{12}} \left(1 + \frac{\tau_{12}}{\tau_{21}} \right) \right]^{\frac{\alpha}{\alpha-1}} \quad \text{при } \rho_n \gg 1, \tag{34}$$

здесь

$$\begin{aligned}
\bar{T}_{c0} &= \frac{2\gamma(D_1 D_{c1} D_2 D_{c2})^{\frac{1}{4}}}{\pi} \exp \left\{ -\frac{N_1 V_{11} + N_2 V_{22}}{2a} \mp \right. \\
&\quad \left. \mp \frac{1}{2a} \left[\left(a \ln \frac{D_1 D_{c1}}{D_2 D_{c2}} + N_1 V_{11} + N_2 V_{22} \right)^2 + 4N_1 N_2 V_{12} V_{21} \right]^{\frac{1}{2}} \right\},
\end{aligned} \tag{35}$$

$$\begin{aligned}
\alpha &= \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \frac{1}{\sqrt{b_0^2 - 4ac_0}} \left[N_1 V_{11} \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + N_2 V_{22} \frac{N_2 - N_1}{N_1 + N_2} + \frac{2N_1 N_2}{N_1 + N_2} (V_{12} + V_{21}) \right] \right\},
\end{aligned} \tag{36}$$

$$b_0 = N_1 V_{11} + N_2 V_{22} + a \ln \frac{D_2 D_{c2}}{D_1 D_{c1}},$$

$$c_0 = 1 - N_2 V_{22} \ln \frac{D_2 D_{c2}}{D_1 D_{c1}};$$

$$5) \mu = \zeta'_{c1}:$$

$$T_C = \bar{T}_{c0} - \alpha \frac{\pi^2}{8\tau_{12}} \left(1 + \frac{\tau_{12}}{2\tau_{21}} \right) \quad \text{при } \rho_n \ll 1,$$

$$T_C = \bar{T}_{c0}^{\frac{1}{1-\alpha}} \left[\frac{\gamma}{\pi\tau_{12}} \left(1 + \frac{\tau_{12}}{2\tau_{21}} \right) \right]^{\frac{\alpha}{\alpha-1}} \quad \text{при } \rho_n \gg 1, \tag{37}$$

где

$$\begin{aligned} \overline{T}_{c0} = \frac{2\gamma\sqrt{D_1}(D_2D_{c2})^{\frac{1}{4}}}{\pi} \exp \left\{ -\frac{N_1V_{11} + 2N_2V_{22}}{2a} \mp \right. \\ \left. \mp \frac{1}{2a} \left[\left(a \ln \frac{D_1}{\sqrt{D_2D_{c2}}} + N_1V_{11} - 2N_2V_{22} \right)^2 + 8N_1N_2V_{12}V_{21} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad (38) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \alpha = \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \frac{1}{\sqrt{b_0^2 - 4ac_0}} \left[\frac{N_1V_{11}}{2} \frac{N_1 - 2N_2}{N_1 + 2N_2} + \right. \right. \\ \left. \left. + N_2V_{22} \frac{2N_2 - N_1}{N_1 + 2N_2} + \frac{2N_1N_2}{N_1 + 2N_2} (V_{12} + V_{21}) \right] \right\}, \\ b_0 = \frac{N_1V_{11}}{2} + N_2V_{22} - \frac{a}{2} \ln \frac{\sqrt{D_2D_{c2}}}{D_1}, \\ c_0 = 1 - N_2V_{22} \ln \frac{\sqrt{D_2D_{c2}}}{D_1}; \quad (39) \end{aligned}$$

6) $\zeta'_{c1} < \mu < \zeta'_{c2}$:

$$T_C = \overline{T}_{c0} = \frac{2\gamma\sqrt{D_2D_{c2}}}{\pi} \exp \left\{ -\frac{2 + N_1V_{11} \ln \frac{-D_{c1}}{D_1}}{2N_2V_{22} + a \ln \frac{-D_{c1}}{D_1}} \right\}; \quad (40)$$

7) $\zeta'_{c2} < \mu$: $T_C = 0$.

При $1/\tau_{nm} = 0$ имеем $T_C = T_{c0}$. Выражения для T_{c0} совпадают с полученными нами ранее [17] и описывают зависимость температуры сверхпроводящего перехода от плотности носителей заряда (химического потенциала) в упорядоченных системах. Эта зависимость представляется в виде несколько деформированного колокола. При этом степень деформации определяется значениями констант внутризонного и межзонного взаимодействий [17, рис. 1]. Формулы (33) и (34) при $D_1 = D_{c1} = D_2 = D_{c2} = \omega_D$ совпадают с полученными нами ранее [4] и отвечают температуре сверхпроводящего перехода в обычных двухзонных примесных сверхпроводниках с малой и большой концентрациями примеси, соответственно.

Нетрудно видеть, что приведенные выше выражения для T_C указывают на существенную роль фактора заполнения энергетических зон в случае нефононного механизма сверхпроводимости. В самом деле, выражения (27), (28) и (40) не содержат примесной зависимости (за исключением перенормировки величин D_n и D_{cn}). В остальных же формулах как в случае малых, так и больших концентраций примеси эта зависимость содержится за счет наличия времен релаксации τ_{nm} межзонного рассеяния на примеси. При этом для различных μ мы имеем разные значения не только величин T_{c0} , но и коэффициентов, определяющих примесную зависимость.

Полученные выражения для T_C можно попытаться использовать для описания зависимости температуры сверхпроводящего перехода от плотности носителей заряда, например в иттриевой керамике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Мы полагаем, что металлическая фаза в этом соединении с максимальной температурой сверхпроводящего перехода $T_C \approx 90\text{K}$

устанавливается при $\delta = 0$ ($\mu = \mu_{\max}$). С уменьшением количества кислорода (увеличением δ) происходит разупорядочение системы, возникают хаотически распределенные кислородные вакансии, на которых происходит рассеяние электронов. Картина аналогична хаотически распределенной примеси. Убывание T_C вызвано двумя факторами: уменьшением химического потенциала и межзонным рассеянием электронов на кислородных вакансиях. Убывание величины T_C в области $\mu < \mu_{\max}$ будет происходить более быстрыми темпами, чем в случае неучета межзонного рассеяния на вакансиях кислорода [17].

Развитая здесь теория может быть применима также для описания влияния примеси, заменяющей Cu в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при фиксированных значениях δ . В случае упорядоченных по кислороду состояний основным механизмом, способствующим убыванию T_C с ростом примеси, выступает межзонное рассеяние на примеси. Мы говорим здесь об иттриевой керамике, в которой твердо установленным фактом является перекрытие энергетических зон на поверхности Ферми [24]. Такая же ситуация имеет место и в более сложных материалах ВТСП.

Приведенные выше формулы содержат и другие возможности. В частности, если предположить, что металлическая фаза в примесном сверхпроводнике устанавливается при $\mu < \mu_{\max}$, а примесь увеличивает химический потенциал, то в определенной области концентраций примеси будет происходить конкуренция механизма роста T_C с ростом μ и механизма убывания T_C из-за межзонного рассеяния на примеси. В результате может оказаться возможным рост T_C с ростом концентраций примеси.

Важной проблемой в настоящее время является выявление роли примеси цинка, замещающего атомы меди в материалах ВТСП. Цинк, будучи немагнитной примесью, ведет себя как магнитная, подавляя сверхпроводимость. В рамках предложенной выше теории можно понять исчезновение сверхпроводимости при введении немагнитной примеси. В самом деле, если введение примеси приводит к росту химического потенциала, то при $\mu > \mu_{\max}$ происходит убывание величины T_C из-за роста μ и межзонного рассеяния на примеси. При этом в области значений $\xi'_{c2} < \mu$ величина T_C равна нулю за счет фактора заполнения энергетических зон и выхода химического потенциала за пределы рассматриваемых энергетических зон.

5. ПАРАМЕТРЫ ПОРЯДКА ПРИ $T = 0$

Система уравнений на параметры порядка при $T = 0$ на основании (11) может быть представлена в виде

$$\bar{\Delta}_n = \sum_l V_{nl} N_l \bar{\Delta}_l \xi_l(0) + \sum_l V_{nl} N_l \frac{2\pi}{\beta} \sum_{\omega>0} f_l \left(\frac{1}{\sqrt{u_l^2 + 1}} - \frac{\bar{\Delta}_l}{\sqrt{\omega^2 + \bar{\Delta}_l^2}} \right), \quad (41)$$

где

$$\xi_l(0) = \frac{1}{2} \int_{-D_l}^{D_l} \frac{d\tilde{\varepsilon}_l}{\sqrt{\tilde{\varepsilon}_l^2 + \bar{\Delta}_l^2}}.$$

Здесь мы будем рассматривать большие концентрации примеси, при этом

$$\alpha_1, \alpha_2 \gg 1, \quad u_l = \frac{\tilde{\omega}_l}{\bar{\Delta}_l} \gg 1$$

и величины u_l удовлетворяют системе уравнений (17). Подставив в (14) решения (18) и выполнив интегрирование по ω ($T = 0$), получаем [5]

$$\bar{\Delta}_n = \sum_l V_{nl} N_l \bar{\Delta}_l \xi_l(0) + \sum_l V_{nl} N_l f_l \bar{\Delta}_l \varphi_l, \quad (42)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_1 = & \frac{\alpha_1 f_2 (1 - \bar{z})}{\alpha_2 f_1 + \alpha_1 f_2 \bar{z}} \ln [2(\alpha_1 f_2 + \alpha_2 f_1 / \bar{z})] + \\ & + \frac{\alpha_2 f_1 + \alpha_1 f_2}{\alpha_2 f_1 + \alpha_1 f_2 \bar{z}} \ln \frac{\alpha_2 f_1 + \alpha_1 f_2 \bar{z}}{\alpha_2 f_1 + \alpha_1 f_2}, \quad \bar{z} = \frac{\bar{\Delta}_1}{\bar{\Delta}_2}, \end{aligned} \quad (43)$$

φ_2 получим из φ_1 заменой индексов $1 \rightleftharpoons 2$, $\bar{z} \rightarrow 1/\bar{z}$.

Приведем решения уравнения (42) в наиболее интересной области значений химического потенциала. При $\zeta'_2 \leq \mu \leq \zeta'_{c1}$ (область значений 3–5 таблицы) параметр порядка $\bar{\Delta}_1$ определяется выражением

$$\bar{\Delta}_1 = 2\sqrt{D_1 D_{c1}} e^{-\xi_1}, \quad (44)$$

где

$$\xi_1 = \frac{N_2 V_{22} - \frac{1}{\bar{z}} N_2 V_{12}}{a} - \varphi_1(\bar{z}) f_1, \quad (45)$$

а φ_1 дано формулой (43), в которой f_n определяется из таблицы в соответствии со значением величины μ . В этом случае $\bar{z}$ удовлетворяет уравнениям:

при $\mu = \zeta'_2$ (п. 3 таблицы) –

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} a \ln \bar{z} = & N_1 (V_{11} - V_{21} \bar{z}) - \frac{1}{2} N_2 (V_{22} - V_{12} / \bar{z}) - \\ & - \frac{1}{2} a \ln \frac{D_{c2}}{\sqrt{D_1 D_{c1}}} - \frac{1}{2} a \left(\frac{1}{2} \varphi_2 - \varphi_1 \right); \end{aligned} \quad (46)$$

при $\zeta'_2 < \mu < \zeta'_{c1}$ (п. 4 таблицы) –

$$\begin{aligned} a \ln \bar{z} = & N_1 (V_{11} - V_{21} \bar{z}) - N_2 (V_{22} - V_{12} / \bar{z}) - \\ & - a \ln \frac{\sqrt{D_2 D_{c2}}}{D_1 D_{c1}} - a(\varphi_2 - \varphi_1); \end{aligned} \quad (47)$$

при $\mu = \zeta'_{c1}$ (п. 5 таблицы) –

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} a \ln \bar{z} = & \frac{1}{2} N_1 (V_{11} - V_{21} \bar{z}) - N_2 (V_{22} - V_{12} / \bar{z}) - \\ & - \frac{1}{2} a \ln \frac{\sqrt{D_2 D_{c2}}}{D_1} + \frac{1}{2} a \left(\frac{1}{2} \varphi_1 - \varphi_2 \right). \end{aligned} \quad (48)$$

Нетрудно видеть на основании (46)–(48), что величина $\bar{z}$ существенно зависит от значения химического потенциала. Для выявления зависимости $\bar{\Delta}_n$ от значения химического

потенциала и концентрации примеси необходимо найти решения для $\bar{z}$ и использовать выражения (44) и (45).

В приближении слабой связи можно решить уравнения (46)–(48) и получить выражения для параметров порядка Δ_1 и Δ_2 . Запишем эти уравнения единым образом:

$$a' \ln z = \tilde{N}_1(V_{11} - V_{21}\bar{z}) - \tilde{N}_2(V_{22} - V_{12}/\bar{z}) - a' \ln Q + a'(f_1\varphi_1 - f_2\varphi_2), \quad (49)$$

где

$$\tilde{N}_n = N_n f_n, \quad a' = f_1 f_2 a, \quad Q = \begin{cases} D_2/\sqrt{D_1 D_{c1}} & \text{при } \mu = \zeta'_2, \\ (D_2 D_{c2}/D_1 D_{c1})^{\frac{1}{2}} & \text{при } \zeta'_2 \leq \mu \leq \zeta'_{c1}, \\ (D_2 D_{c2})^{\frac{1}{2}}/D_1 & \text{при } \mu = \zeta'_{c1}; \end{cases} \quad (50)$$

f_1 и f_2 даны в таблице.

Ищем решение (49) в виде

$$\bar{z} = z_0 + z', \quad (51)$$

где z_0 удовлетворяет уравнению

$$\tilde{N}_1 V_{11} - \tilde{N}_2 V_{22} - \tilde{N}_1 V_{21} z_0 + \tilde{N}_2 V_{12}/z_0 = 0. \quad (52)$$

Подставляя (51) в (49) и ограничиваясь квадратичными по константам взаимодействия членами, получаем

$$z' = -a' \ln \left\{ z_0 Q [F_2(z_0)]^{f_2} / [F_1(z_0)]^{f_1} \right\} \left[\tilde{N}_2 V_{22} + \frac{\tilde{N}_2 V_{12}}{z_0^2} \right]^{-1}, \quad (53)$$

где

$$\ln F_n(z_0) = \varphi_n(z_0). \quad (54)$$

Используя определения (44) и (45), находим

$$\bar{\Delta}_1 = \bar{\Delta}_1^0 [F_2(z_0)]^{\gamma f_2} [F_1(z_0)]^{f_1(1-\gamma)}, \quad \bar{\Delta}_2 = \bar{\Delta}_1/\bar{z}, \quad (55)$$

где

$$\Delta_1^0 = 2\sqrt{D_1 D_{c1}} [z_0 Q]^\gamma \exp\left(-\frac{N_2 V_{22} - N_2 V_{12}/z_0}{a}\right), \quad (56)$$

$$\gamma = \frac{f_1 \tilde{N}_2}{\tilde{N}_1 + \tilde{N}_2/z_0^2}. \quad (57)$$

Таким образом, если рассматривать изовалентную примесь, введение которой в систему не влияет на химический потенциал, то при фиксированном μ величина Δ_1^0 будет определять значение параметра порядка для чистого вещества, а остальные множители в (55) – примесную зависимость, поскольку величины F_1 и F_2 содержат степенную зависимость от концентрации примеси. Если же вводится примесь, которая меняет значение химического потенциала, то ее влияние на параметры порядка Δ_1 и Δ_2 определяется двумя механизмами, а именно изменением химического потенциала (концентрации

носителей) и межзонным рассеянием электронов на примесном потенциале. При этом изменяется как $\bar{\Delta}_1^0$, так и явная зависимость $\bar{\Delta}_1$ от концентрации примеси с изменением значения химического потенциала. Величина Δ_1^0 как функция от μ приведена на рис. 3 работы [17]. С ростом μ происходит рост величины Δ_1^0 , а затем ее убывание. Такое поведение объясняется фактором последовательного заполнения энергетических зон. Учет межзонного рассеяния на примеси приводит к понижению $\bar{\Delta}_1$ по сравнению с $\bar{\Delta}_1^0$. Как и в случае величины T_C (см. выше), имеются различные возможности описания зависимости $\bar{\Delta}_n$ от концентрации примеси в различных системах.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была поставлена задача исследовать влияние примеси на температуру сверхпроводящего перехода T_C и параметры порядка Δ_1 и Δ_2 в системе с двумя перекрывающимися энергетическими зонами на поверхности Ферми при нефононном механизме сверхпроводимости. На основании теории возмущений [22] и метода функций Грина [5, 23] получены основные уравнения теории сверхпроводимости (11), (12) для неупорядоченной двухзонной системы. Рассмотрена область температур $T = 0$ и $T \sim T_C$ и случаи больших и малых концентраций примеси.

Уравнение для температуры сверхпроводящего перехода (26) решено для конкретных заданных значений химического потенциала μ (формулы (27)–(40)). Эти аналитические формулы позволяют описать зависимость T_C от μ при заданных концентрациях примеси и зависимость T_C от концентрации примеси при заданном μ в области больших и малых концентраций примеси. Полученная зависимость содержит большие возможности для объяснения имеющихся экспериментальных данных. Мы отмечаем два механизма, способствующих изменению величины T_C при введении замещающей примеси другой валентности в сверхпроводящую систему: изменение химического потенциала μ (плотности носителей заряда) и возникновение межзонного рассеяния электронов на примеси. Влияние этих двух механизмов на возникновение или разрушение сверхпроводимости зависит от тех значений μ , при которых устанавливается металлическая фаза с высокими T_C в системе. Поскольку данная теория дает зависимость T_C от μ в виде деформированного колокола с максимумом T_C в точке $\mu = \mu_{\max}$, а межзонное рассеяние приводит к убыванию T_C , то при $\mu < \mu_{\max}$ вышеуказанные механизмы являются конкурирующими, а при $\mu > \mu_{\max}$ оба способствуют убыванию T_C с ростом μ . При этом возможно полное разрушение сверхпроводимости немагнитной примесью ($T_C = 0$), как это наблюдается в купратных соединениях при введении цинка вместо меди.

Слабое влияние примесей Al и Ga в купратных соединениях можно объяснить отсутствием этого влияния на μ и слабым межзонным рассеянием, поскольку эти примеси замещают атомы меди вне плоскости CuO, ответственной за сверхпроводимость.

Нельзя утверждать, что полученные результаты по зависимости T_C от концентрации примеси решают проблему влияния примеси на величину T_C в высокотемпературных сверхпроводниках. Однако предложенная выше теория позволяет объяснить экспериментальные данные.

Мы получили также аналитические выражения для параметров порядка $\bar{\Delta}_1$ и $\bar{\Delta}_2$ (55) в случае определенных значений химического потенциала и выявили явную степенную зависимость этих параметров от концентрации примеси в области больших значений последней. При этом величина степенного показателя наряду с другими пара-

метрами двухзонной теории зависит от фактора заполнения энергетических зон (включения и отключения соответствующих энергетических зон с изменением химического потенциала).

Список литературы

- [1] *P. W. Anderson.* J. Phys. Chem. Solids. 1959. V. 11. P. 26.
- [2] *A. A. Абрикосов, Л. П. Горьков.* ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1781.
- [3] *D. Marcowitz, L. P. Kadanoff.* Phys. Rev. 1963. V. 131. P. 563.
- [4] *В. А. Москаленко, М. Е. Палистрант.* ДАН СССР. 1965. Т. 162. С. 539; ЖЭТФ. 1965. Т. 49. С. 770.
- [5] *В. А. Москаленко, Л. З. Кон, М. Е. Палистрант.* Низкотемпературные свойства металлов с особенностями зонного спектра. Кишинев: Штиинца, 1989.
- [6] *A. A. Abricosov, J. C. Samizano, H. Gofron.* Physica C. 1993. V. 214. P. 73.
- [7] *М. Е. Палистрант, А. Т. Трифан.* ФНТ. 1977. Т. 3. С. 241, 976.
- [8] *М. Е. Палистрант, О. П. Беззуб.* ФНТ. 1980. Т. 6. С. 1146; 1983. Т. 9. С. 357.
- [9] *J. G. Bednorz, K. A. Muller.* Z. Phys. B. 1986. B. 64. S. 189.
- [10] *V. A. Moscalenco, M. E. Palistrant, V. M. Vakalyuk.* Solid State Commun. 1989. V. 69. P. 747; *В. А. Москаленко, М. Е. Палистрант, В. М. Вакалюк.* УФН. 1991. Т. 161. С. 155.
- [11] *В. А. Москаленко.* ФММ. 1959. Т. 8. С. 504.
- [12] *H. Suhl, B. T. Mathias, L. K. Walker.* Phys. Rev. Lett. 1959. V. 3. P. 552.
- [13] *I. Grosu, I. Veres, M. Crisan.* Phys. Rev. B. 1994. V. 50. № 1. P. 9404.
- [14] *I. Grosu.* J. of Superconductivity. 1996. V. 9. P. 113.
- [15] *R. E. Walstedt, R. F. Bell, L. F. Schneermeyer, I. V. Waszczak.* Phys. Rev. B. 1993. V. 48. № 2. P. 10646.
- [16] *P. Konsin, N. Kristoffel, T. Ord.* Phys. Lett. 1988. V. 129. P. 399.
- [17] *M. E. Palistrant, F. G. Kochorbe.* Physica C. 1992. V. 198. P. 351.
- [18] *Ф. Г. Кочорбэ, М. Е. Палистрант.* ЖЭТФ. 1993. Т. 104. С. 3084; ТМФ. 1993. Т. 96. С. 459.
- [19] *Э. В. Горбар, В. П. Гусынин, В. М. Локтев.* Сверхпроводимость: ФХТ. 1993. Т. 6. С. 483; ФНТ. 1993. Т. 19. С. 1171.
- [20] *М. Е. Палистрант, В. М. Вакалюк.* Сверхпроводимость: ФХТ. 1990. Т. 3. Ч. 2. С. 1805.
- [21] *М. Г. Калалб, Ф. Г. Кочорбэ, М. Е. Палистрант.* ТМФ. 1992. Т. 91. С. 483.
- [22] *А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский.* Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Наука, 1962.
- [23] *В. А. Москаленко.* ДАН СССР. 1967. Т. 176. С. 301; ФММ. 1967. Т. 23. С. 585.
- [24] *J. F. Herten, R. W. Kasowski, W. Y. Hsai.* Phys. Rev. B. 1987. V. 36. P. 6904.

Поступила в редакцию 16.XII.1996 г.

М. Е. Palistrant

INFLUENCE OF NONMAGNETIC ADMIXTURE ON SUPERCONDUCTIVITY IN TWO-ZONE SYSTEMS WITH VARIABLE DENSITY OF CHARGE CARRIERS

By perturbation theory the analytical expressions for the temperature of the superconductivity transition T_C and order parameters Δ_n ($n = 1, 2$) under different values of density of charge carriers (chemical potential μ) are obtained for two-zone superconductors with nonmagnetic admixture. When admixture is input two mechanisms of its influence on T_C and Δ_n are possible: the change of μ and the appearance of interzone scattering on the admixture potential. These mechanisms can compensate each other or both promote the destruction of superconductivity. This essentially depends on the role played by the factor of filling the energy zones due to which superconductivity can be completely suppressed by a nonmagnetic admixture.