Физика низких температур, 1998, т. 24, № 8, с. 767–772

# Флуктуации параметра порядка и температура сверхпроводящего перехода в квази-2$D$ металлах с произвольной плотностью носителей

В. М. Локтев

*Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины, Украина, 252143, г. Киев, ул. Метрологическая, 14-б*
E-mail: vloktev@gluk.apc.org

В. М. Турковский

*Киевский университет им. Т. Г. Шевченко, Украина, 252127, г. Киев, пр. Ак. Глушкова, 6*

Статья поступила в редакцию 17 марта 1998 г.

Показано, что учет флуктуаций параметра порядка приводит к степенной зависимости температуры сверхпроводящего перехода квази-2$D$ металлов от вероятности перескоков фермионов между слоями. Найдена зависимость этой температуры от концентрации носителей для модели с косвенным межфермионным притяжением и установлено, что сам переход происходит при меньших температурах, чем это следует из теории БКШ.

Показано, що урахування флуктуацій параметра порядку приводить до степеневої залежності температури надпровідного переходу квазі-2$D$ металу від ймовірності перескоків ферміонів між шарами. Знайдено залежність цієї температури від концентрації носіїв для моделі з непрямим міжферміонним притяганням та встановлено, що сам перехід відбувається при менших температурах, ніж це виходить з теорії БКШ.

PACS: **67.20.+k**, **74.20.–z**, **74.25.–q**, **74.62.–h**

## Введение

Проблема кроссовера от сверхтекучести (или бозе-эйнштейновской конденсации) составных бозонов к сверхпроводимости типа БКШ стала особенно актуальной в последние несколько лет. Это обусловлено отчетливо наблюдаемыми особенностями сверхпроводящего перехода в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), поведение которых существенно зависит от концентрации $n_f$ в них свободных носителей (см., например, [1–5]). Тем не менее следует отметить, что, даже опуская упоминание о ранних (до создания теории БКШ) попытках свести само явление сверхпроводимости к бозе-эйнштейновской конденсации (см. прекрасную, посвященную истории и физике сверхпроводимости, книгу Игоря Михайловича Дмитренко [6]), вопросы кроссовера интенсивно обсуждались много раньше, на рубеже 60–70-х годов, в связи с обнаружением аномалий проводимости металл-аммиачных растворов. Для их объяснения Дмитренко и Кулик привлекли идею о туннелировании и сверхтекучести локальных пар [7], образование которых предполагалось обусловленным сильным незапаздывающим взаимодействием $U$ (использовалась модель Хаббарда с $U < 0$), а температура перехода $T_c$ оказывалась пропорциональной $n_f^{2/3}$, что соответствовало возможному сценарию бозе-конденсации пар, сформировавшихся в 3$D$ системе при $T > T_c$. В работе [7] не рассчитывался химический потенциал $\mu$ ферми-частиц (носителей), который в подобной ситуации должен, как хорошо известно [8,9], быть отрицательным, т.е. соответственно ферми-поверхность должна была отсутствовать.

При тех же предположениях (пренебрежение флуктуациями) в 2$D$ системах $T_c \sim n_f$, что с прекрасной точностью и наблюдается [1,10–12], если иметь в виду слабо допированные образцы ВТСП. А поскольку соответствующие медные

© В. М. Локтев, В. М. Турковский, 1998

оксиды в хорошем приближении могут быть отнесены к $2D$ системам, упомянутое концентрационное поведение $T_c$ должно, казалось бы, свидетельствовать о бозе-конденсации локальных пар, которая положена в основу интерпретации и некоторых других экспериментальных данных [13] (см. также обзор [5]). Это, однако, не согласуется с фотоэлектронными спектрами (ARPES) [14,15], демонстрирующими существование в металлических фазах ВТСП ферми-поверхности, а следовательно, и положительную величину $\mu$, и тем самым отсутствие пар в $\mathbf{r}$-пространстве. Кроме того, реальные медные оксиды, строго говоря, квазидвумерны, что является принципиальным с точки зрения возможности формирования в них однородного (в частности, сверхпроводящего) параметра порядка. Наконец, притягивающее фермион-фермионное взаимодействие в проводниках любой размерности вряд ли может быть незапаздывающим.

Поэтому в настоящей работе, посвященной И. М. Дмитренко, 70-летие которого мы отмечаем в июле этого года, делается попытка рассмотреть кроссовер на основе более реальной, чем в [7], модели, а именно: модели с косвенным (в рамках простейшего гамильтониана Фрелиха) межфермионным притяжением. Мы также обобщаем подход, развитый в [16,17] для нахождения фазовой $T$–$n_f$ диаграммы $2D$ металлов с произвольной плотностью носителей, на случай наличия третьего измерения, проявляющегося благодаря учету межслоевого (джозефсоновского) туннелирования. Как будет видно, при малой его вероятности величина $T_c$ оказывается значительно меньше среднеполевой ($T_c^{MF} \equiv T_c^{BCS}$), которая формально следует из формулы БКШ. При этом в отличие от случая незапаздывающего притяжения учет запаздывания обеспечивает различное поведение $T_c$ и $T_c^{MF}$ при изменении $n_f$ даже в той области концентраций, в которой общепринятое предположение (см. [3,5]) теории БКШ о справедливости равенства $\mu = \varepsilon_F$ ($\varepsilon_F$ — энергия Ферми), уже выполняется. Еще одной нерешенной задачей физики ВТСП остается поведение функции $T_c(n_f)$ в области больших $n_f$ (сильное допирование), где она для большинства купратных соединений достаточно быстро падает до нуля [18–20]. Мы высказываем предположение, что такое поведение может быть обусловлено вызванной допированием деградацией длинноволновых промежуточных бозонов (в дальнейшем упоминаемых как эйнштейновские фононы), обмен которыми вызывает притяжение между носителями*.

## Формулировка модели

Рассмотрим систему параллельных плоскостей. Одноэлектронные состояния в каждой из них характеризуются квазиимпульсом и спином, а вероятность межплоскостного перескока будем считать малой. Определенная подобным образом система в принципе аналогична той, которая впервые изучалась Ефетовым и Ларкиным [23] (см. также [24]), проанализировавшими квази-$1D$ ситуацию в приближении БКШ. В случае квази-$2D$ электронов, взаимодействующих с фононами, плотность гамильтониана системы может быть записана в виде ($\hbar = 1$)

$$H =$$

$$= -\sum_{i,\sigma}\left[\psi_\sigma^+(x_j)\left(\frac{\nabla^2}{2m} + \mu\right)\psi_\sigma(x_j) + g_{\rm ph}\psi_\sigma^+(x_j)\psi_\sigma(x_j)\varphi(x_j)\right] +$$

$$+ H_{\rm ph} + t_J\sum_j \psi_\uparrow^\dagger(x_j)\psi_\downarrow^\dagger(x_j)\psi_\downarrow(x_{j-1})\psi_\uparrow(x_{j-1}) , \qquad (1)$$

$$x_j \equiv (\mathbf{r}_j^{2D},\ t) .$$

В (1) приняты обозначения, согласно которым $j$ нумерует проводящие плоскости; $\psi_\sigma(x_j)$ и $\varphi(x_j)$ — операторы электронного и фононного полей $j$-й плоскости; $g_{\rm ph}$ — константа их связи; $m$ и $\sigma = \uparrow, \downarrow$ — масса и спин фермионов; $t_J \sim$ $\sim |t_{\rm coh}|^2/W$ — константа джозефсоновского (двухчастичного) туннелирования, чья роль, несмотря на его слабость, в поперечном относительно купратных слоев транспорте в ВТСП считается весьма существенной (см. [25]); $t_{\rm coh}$ — амплитуда когерентного перехода электрона между ближайшими плоскостями, $W$ — ширина зоны проводимости; $H_{\rm ph}$ —

* В качестве аналогии упомянем низкочастотные спиновые флуктуации, спектр которых по мере увеличения $n_f$ становится диффузионным [21,22], что, в свою очередь, указывает на подавление дальнего магнитного порядка в исходно АФМ упорядоченных медно-кислородных слоях ВТСП. С другой стороны, пренебрежение дисперсией промежуточных бозонов позволяет решить получаемые уравнения аналитически. Самосогласованное же рассмотрение магнитоэлектронной задачи в полной мере в настоящее время едва ли возможно.

гамильтониан свободного бозе-поля, которое мы ради простоты будем считать бездисперсионным и характеризующимся частотой $\omega_0$. Заметим, что вследствие ионности соединений ВТСП именно оптические слабо диспергирующие фононные ветви колебаний часто упоминаются в качестве вероятных промежуточных бозонов, обеспечивающих достаточное для достижения высоких $T_c$ притяжение [26–30].

Пропагатор свободных бозонов, определяющий это притяжение, имеет стандартный вид [31]:

$$D(\omega) = \frac{2\omega_0}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\delta}, \quad \delta \to 0 , \qquad (2)$$

который мы ниже несколько искусственно изменим, чтобы учесть следующие физические обстоятельства: полагаем, что по мере увеличения $n_f$ длинноволновые бозоны с $\mathbf{k} \lesssim \mathbf{k}_{\min}$ становятся сильно затухающими и «выбывают» из числа переносчиков межфермионного взаимодействия, при этом граничный импульс $\mathbf{k}_{\min}$ пропорционален импульсу Ферми $\mathbf{k}_F$, так что $k_{\min} = \alpha k_F \equiv \alpha\sqrt{2m\varepsilon_F}$, где $\alpha$ — некоторый свободный параметр. Напомним, что для свободных $2D$-фермионов с квадратичным законом дисперсии $\varepsilon_F = \pi n_f/m$ [22]. Формальное выражение такого предположения сводится к замене (2) пропагатором

$$D(\omega, \mathbf{k}) = D(\omega)\, \theta(k - k_{\min}) , \qquad (3)$$

очевидно, совпадающим с $D(\omega)$ при $n_f = 0$.

Зная (1) и (3) и вводя параметр порядка $\Phi_j(x, y) = \omega_0\langle\psi_\uparrow(x_j)\psi_\downarrow(y_j)\rangle$, нетрудно методом, предложенным в работах [16,17] (см. также обзоры [5,32]), вычислить плотность эффективного термодинамического потенциала $\Omega$ системы, с помощью которого можно исследовать ее сверхпроводящие свойства. Основу метода составляет представление модуль—фаза для функции $\Phi_j(x, y) = \Delta_j(x, y) \exp [i\theta_j(x, y)]$, которая предполагается неоднородной, поскольку дальнее однородное упорядочение в чистой $2D$ системе при конечных температурах, как известно, невозможно. Эта параметризация удобна и физически оправданна еще и потому, что отсутствие такого упорядочения обусловлено именно тепловыми флуктуациями фазы параметра порядка.

Однако при таких, достаточно общих, предположениях найти $\Omega$ не удается, поэтому одним из допустимых приближений является пренебрежение неоднородностью и флуктуациями модуля параметра порядка, приводящие к равенству $\Delta_j(x, y) = \Delta(n_f, T) \equiv \Delta$. Другим — предположение о малости флуктуаций фазы, или малости величин $\nabla_j\theta_j(x, y)$, что позволяет рассчитать $\Omega$ с точностью до $[\nabla_j\, \theta_j(x, y)]^2$ (длинноволновое приближение).

Тогда, выполняя необходимые вычисления, фактически повторяющие изложенные в [16], можно прийти к выражению

$$\frac{\Omega}{N_\mathrm{c}} = \Delta^2 - \int \frac{d\omega\, d\mathbf{k}}{(2\pi)^3}\left[2T \ln \mathrm{ch}\, \frac{\sqrt{\xi^2(\mathbf{k}) + \Delta^2}}{2T} - \xi(\mathbf{k})\right] D(\omega, \mathbf{k}) + \int_0^{1/T} d\tau \int d\mathbf{r}^{2D}\, J(\mu, \Delta, T)(\nabla\theta)^2 - \frac{t_J\, \Delta^2}{N_\mathrm{c}} \int dx \left\{1 - \cos\left[\theta_j(x, x) - \theta_{j-1}(x, x)\right]\right\} , \qquad (4)$$

в котором коэффициент

$$J(\mu, \Delta, T) = \frac{1}{16\pi} \times \left\{\sqrt{\mu^2 + \Delta^2} + \mu + 2T \ln\left[1 + \exp\left(-\frac{\sqrt{\mu^2 + \Delta^2}}{T}\right)\right]\right\} - \frac{T}{8\pi}\left[1 - \left(\frac{\Delta}{2T}\right)^2 \frac{\partial}{\partial(\Delta/2T)}\right] \int_{-\mu/2T}^{\infty} dx\, \frac{x + \mu/2T}{\mathrm{ch}^2 \sqrt{x^2 + (\Delta/2T)^2}} \qquad (5)$$

является величиной, играющей роль жесткости относительно неоднородных «сдвиговых» деформаций параметра порядка в плоскости его определения, а $\xi(\mathbf{k}) = \mathbf{k}^2/2m - \mu$. При записи выражений (4) и (5) опущен индекс $j$ в тех слагаемых, где он несуществен, и введено число $N_\mathrm{c}$ плоскостей на единицу длины вдоль оси $\mathbf{c}$, перпендикулярной им. Таким образом, найденное выражение для $\Omega$ является исходным для получения уравнений, описывающих поведение характерных температур в зависимости от $n_f$. Заметим, что выражение для эффективного потенциала по форме согласуется с полученным Абрикосовым [24] выражением, предполагавшим, что межплоскостное туннелирование осуществляется через резонансные двухуровневые центры, конечное количество которых всегда присутствует между проводящими слоями реальных образцов ВТСП. Кроме того, коэффициент (5) в [24] считался равным плотности сверхпроводящего конденсата.

## Фазовая диаграмма системы

Прежде всего следует сказать, что в исследуемой квази-$2D$ модели, как и в $2D$, имеется не одна, а две характерных температуры [16,23]: $T_c^{BCS}$, при которой возникает и начинает «упорядочиваться» модуль параметра порядка $\Delta$ (разумеется, зависящий от $T$, а также $n_f$), и $T_c$, являющаяся истинной критической температурой и возникающая как следствие квазидвумерности системы (в $2D$ случае роль критической играет температура Березинского—Костерлица—Таулесса [5,16]). При $T_c^{BCS}$ никакого спонтанного нарушения непрерывной симметрии оператора (1) не происходит, и эта температура, будучи характерной для относительно быстрого формирования величины $\Delta$, критической не является. Ниже нее модуль $\Delta \neq 0$, но недиагональный дальний порядок из-за развитых длинноволновых поперечных флуктуаций отсутствует вплоть до точки $T = T_c$. Это, в свою очередь, означает, что в области $T_c \lesssim T \lesssim T_c^{BCS}$ волновые функции пар в плоскостях некогерентны, а их фазы случайны в различных областях и плоскостях.

Хотя $T_c^{BCS}$ не является критической, ее поведение легко найти, записав уравнение для $\Delta$ в приближении самосогласованного поля (приближение БКШ):

$$\Delta = -ig_{\text{ph}}^2 \int \frac{d\omega\, d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{D(\omega, \mathbf{k})\Delta}{\omega^2 - \xi^2(\mathbf{k}) - \Delta^2 + i\delta}\,, \qquad (6)$$

что является прямым следствием выполнения условия

$$\left.\frac{\partial\Omega}{\partial\Delta}\right|_{\nabla\theta=0,\ t_J=0} = 0$$

минимальности эффективного потенциала в пренебрежении межслоевыми перескоками. В (6) имеется неизвестный химический потенциал, уравнение для которого выводится из стандартного определения

$$\left.\frac{\partial\Omega}{\partial\mu}\right|_{\nabla\theta=0,\ t_J=0} = -\,n_f$$

и имеет вид

$$\sqrt{\mu^2 + \Delta^2} + \mu + 2\ln\left[1 + \exp\left(-\frac{\sqrt{\mu^2+\Delta^2}}{T}\right)\right] = 2\varepsilon_F\,. \qquad (7)$$

Тем самым уравнения (6) и (7) образуют замкнутую самосогласованную систему, решения которой проанализированы в [16]. Явная зависимость $T_c^{BCS}(n_f)$ и $\mu(T_c^{BCS}, n_f)$ прямо следует из (6) и (7) после использования критерия $\Delta \to 0$, задающего критическую линию в том же приближении.

Температура $T_c$ находится с помощью того же выражения (4), но с учетом последнего слагаемого, поскольку она соответствует глобальному ($3D$) упорядочению. В предполагаемом нами случае слабого туннелирования, по-видимому, соответствующем соединениям ВТСП, искомая температура является температурой установления единой фазы $\theta_j(x, y) = \theta$ во всех слоях, что можно, следуя [23,24], связать с единым значением $\langle\cos\theta\rangle \neq 0$, становящемся тем самым параметром порядка, который находится из уравнения [23]

$$\langle\cos\theta\rangle = \left\{\int D\theta \exp\left[-\frac{\Omega^{MF}(\theta)}{T}\right]\right\}^{-1} \times$$

$$\times \int D\theta \cos\theta \exp\left[-\frac{\Omega^{MF}(\theta)}{T}\right], \qquad (8)$$

где

$$\Omega^{MF}(\theta) =$$

$$= N_{\mathbf{c}} \int d\mathbf{r}^{2D}\, [J(\mu, \Delta, T)(\nabla\theta)^2 - t_J\, \Delta^2\langle\cos\theta\rangle\cos\theta] \qquad (9)$$

— полный эффективный потенциал единицы объема квази-$2D$ системы, взятый фактически в приближении самосогласованного, или среднего, поля, но с учтенными $\theta$-флуктуациями. Термодинамический потенциал (9) и соответствующее ему уравнение (8) учитывают, однако, лишь классические флуктуации поля $\Phi_j(x, y)$; в то же время квантовые флуктуации, требующие специального рассмотрения, должны быть существенными либо при предельно низких температурах, либо при очень малых $n_f$. И то, и другое может оказаться трудным для какой-либо экспериментальной проверки, поскольку, как известно, при $n_f \lesssim 0{,}05$ медные оксиды, проводимость которых обусловлена их иновалентным допированием, претерпевая переход металл—диэлектрик, становятся непроводящими.

Явное выражение для $T_c$ находится из условия существования ненулевого решения уравнения (8) при учете (6) и (7). Считая, как обычно, что в точке перехода $\langle\cos\theta\rangle << 1$, и проводя в правой части (8) необходимое разложение, после вычисления функционального интеграла (уже при $t_J \to 0$) приходим к окончательному выражению

$$T_c^3 = N_{\mathrm{c}}^3 t_J J^2(\mu, \Delta, T_c) \left(\frac{\Delta}{\omega_0}\right)^2 , \qquad (10)$$

где $J(\mu, \Delta, T)$ определено в (5). Эта формула, как будет показано, дает зависимость $T_c(n_f)$, отличную от тех, которые были получены ранее для квази-1$D$ [23] и 3$D$ [7] случаев. Кроме того, из (10) следует, что, во-первых, как и должно быть, $T_c = 0$ при $t_J = 0$ и, во-вторых, эта формула оказывается справедливой и в пределе больших $n_f$, когда $\mu = \varepsilon_F$ и в системе формируется куперовское, а не локальное спаривание.

Нетрудно получить асимптотики для обеих температур $T_c^{BCS}$ и $T_c$. Действительно, в области малых $n_f$, когда $\varepsilon_F/\omega_0 << 1$, температура $T_c^{BCS}$ удовлетворяет уравнению $T_c^{BCS} \ln (T_c^{BCS}/\varepsilon_F) = \omega_0 \exp(-4\pi/g_{\mathrm{ph}}^2 m)$, из которого прямо следует, что $\partial T_c^{BCS}/\partial\varepsilon_F \to \infty$, если $\varepsilon_F \to 0$. В этой же области

$$T_c = \frac{N_{\mathrm{c}}}{2}\left[\frac{1}{\pi^2}\frac{t_J}{\omega_0}\exp(-4\pi/g_{\mathrm{ph}}^2 m)\right]^{1/3} \varepsilon_F \sim N_f , \qquad (11)$$

где $N_f$ — объемная концентрация свободных носителей; другими словами, критическая температура оказывается линейной функцией $n_f$, а, например, величина $2\Delta(T = 0)/T_c \sim n_f^{-1/2}$ много больше своего канонического (БКШ) значения $\approx 3{,}5$. Разумеется, степень $n_f$, отличная от тех, которые определены в [7,23], фактически есть следствие двумерности, поскольку при анализе (8) и нахождении (10) константа туннелирования полагалась малым параметром. Рост последнего, с одной стороны, увеличивает, как видно из (11), $T_c$, а с другой — если нарушится критерий малости, может привести к поправкам, которые линейную зависимость (11) «заменят» на $T_c \sim N_f^{2/3}$, полученную Дмитренко и Куликом.

В области больших $n_f$, или $\varepsilon_F/\omega_0 >> 1$ и $\mu = \varepsilon_F$, температура $T_c^{BCS} \sim \Delta(T = 0) = \mathrm{const}$ и зависимость $T_c^{BCS}(n_f)$ соответствует теории БКШ—Элиашберга. А поскольку в ней для 2$D$ случая плотность состояний от энергии не зависит, то и $T_c^{BCS}(n_f)$ оказывается постоянной. В то же время $T_c$, как непосредственно следует из (10), продолжает расти, лишь асимптотически приближаясь к $T_c^{BCS}$, так что $T_c^{BCS} - T_c \to 0$, причем подобное поведение сохраняется при всех $\alpha \le 1$ (см. (3)). Более интересным представляется неравенство $\alpha > 1$: в этом случае возникает точка $\varepsilon_F^{\mathrm{cr}}$ (или, что то же самое, $n_f^{\mathrm{cr}}$), в которой $T_c^{BCS} = T_c = 0$. Другими словами, при $n_f \ge n_f^{\mathrm{cr}}$ квази-2$D$ металл с деградирующими длинноволновыми промежуточными бозонами должен терять свои сверхпроводящие свойства. Тогда из (4) можно получить, что если $\varepsilon_F \lesssim \varepsilon_F^{\mathrm{cr}} = \omega_0(\alpha - 1)\exp(-4\pi/g_{\mathrm{ph}}^2 m)$, то

$$T_c^{BCS} = \omega_0 \ln^{-1} \frac{2\varepsilon_F^{\mathrm{cr}}}{\varepsilon_F^{\mathrm{cr}} - \varepsilon_F} ;$$
$$T_c = \omega_0\left[\frac{3^5}{2^{12}\pi^2} N_{\mathrm{c}}^3 \frac{t_J(\varepsilon_F^{\mathrm{cr}})^{12}}{\omega_0^{13}} (\alpha - 1)^{10}\left(1 - \frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_F^{\mathrm{cr}}}\right)^5\right]^{1/11} . \qquad (12)$$

При этом во всех случаях $T_c < T_c^{BCS}$, т.е. область $T_c \le T \le T_c^{BCS}$, как и в 2$D$ случае, фактически является псевдощелевой, поскольку в ней $\Delta \ne 0$. Анализ этой области проведен в работах [5,16]. При этом, однако, необходимо иметь в виду, что $\Delta(T_c^{BCS}) = 0$ только в приближении БКШ и что в реальных ситуациях $\Delta(T)$, или псевдощель, может быть в принципе конечной и в области $T > T_c^{BCS}$.

## Заключение

Таким образом, конечная температура установления однородного параметра порядка полностью контролируется межслоевым туннелированием (чем оно больше, тем больше $T_c$, которая, в свою очередь, всегда меньше $T_c^{BCS}$). В квази-2$D$ системах также возможно существование области псевдощелевой фазы, обладающей необычными свойствами. Так, в ней многие термодинамические величины (например, парамагнитная восприимчивость [17]) ведут себя необычно и оказываются гладкими в окрестности истинной температуры сверхпроводящего перехода $T_c$. Конечно, рассмотренная модель, хотя и описывает кроссовер от сверхпроводимости при малых концентрациях носителей (сверхтекучести локальных пар) к сверхпроводимости БКШ, не может дать полного представления о поведении систем ВТСП, которым, строго говоря, не могут быть адекватны модели со свободными (а не с сильно коррелированными) носителями. Обобщение теории на случай сильных (хаббардовских) межэлектронных корреляций будет проведено в отдельной публикации.

Мы испытываем глубокое удовлетворение и в то же время ответственность, выполняя эту работу к юбилею одного из корифеев физики и энтузиастов техники низких температур академика НАН Украины Игоря Михайловича Дмитренко. Его многолетние, общепризнанные экспериментальные исследования создали основы и способствовали становлению большого числа фундаментальных направлений физики сверхпроводимости и ее применений: джозефсоновской и микроконтактной спектроскопии, неравновесной сверхпроводимости, изучения свойств резистивного состояния и квантовых интерференционных явлений и др.

1. Y. I. Uemura, in: *Proc. Workshop in Polarons and Bipolarons in High-$T_c$ Superconductors and Related Materials*, Cambridge, 1994, E. Salje (ed.), Cambridge, University Press (1995).
2. V. J. Emery and S. Kivelson, *Nature* **374**, 434 (1995).
3. В. М. Локтев, *ФНТ* **22**, 3, 490 (1996).
4. D. Pines, *Tr. J. Physics* **20**, 535 (1996).
5. V. M. Loktev and S. G. Sharapov, *Cond. Mat. Phys.* No 11, 131 (1997).
6. И. М. Дмитренко, *В мире сверхпроводимости*, Наукова думка, Киев (1981).
7. I. M. Dmitrenko and I. O. Kulik, *Phys. Status Solidi* **B64**, K13 (1974).
8. А. И. Ахиезер, С. В. Пелетминский, А. А. Яценко, *УФЖ* **39**, 1852 (1993).
9. M. Randeria, in: *Bose-Einstein Condensation*, A. Griffin, D. W. Snoke, and S. Stringari (eds.), Cambridge, University Press, N.Y. (1995).
10. J. B. Torrance, Y. Tokura, A. I. Nazzal, A. Bezinge, T. C. Huang, and S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1127 (1988).
11. S. Uchida, T. Ido, H. Takagi, T. Arima, Y. Tokura, and S. Tajima, *Phys. Rev.* **B43**, 7942 (1991).
12. Y. I. Uemura, *Preprint cond-mat/9706151* (1997).
13. D. Mihailovic, B. Podobnic, J. Demsar, G. Wagner, and J. Evetts, *Preprint cond-mat/9801049* (1998).
14. H. Ding, T. Yokoya, J. C. Campuzano, T. Takahashi, M. Randeria, M. R. Norman, T. Mochiku, K. Kadowaki, and J. Giapintzakis, *Nature* **382**, 51 (1996).
15. B. G. Levi, *Phys. Today* **49**, 17 (1996).
16. В. П. Гусынин, В. М. Локтев, С. Г. Шарапов, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 170 (1997); *ФНТ* **23**, 816 (1997).
17. В. П. Гусынин, В. М. Локтев, С. Г. Шарапов, *ФНТ* **23**, 1247 (1997).
18. B. Keimer, N. Belk, R. J. Birg, A. Cassanho, C. Y. Chen, M. Greven, M. A. Kastner, and G. Shirane, *Phys. Rev.* **B46**, 14034 (1992).
19. H. Takagi, R. J. Cava, M. Marezio, B. Batlogg, J. J. Krajewski, W. F. Peck, Jr., P. Bordet, and D. E. Cox, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3777 (1992).
20. T. Nagano, Y. Tomioka, Y. Nakayama, K. Kishio, and K. Kitazawa, *Phys. Rev.* **B48**, 9689 (1993).
21. М. А. Иванов, В. М. Локтев, Ю. Г. Погорелов, *ЖЭТФ* **101**, 596 (1992).
22. В. М. Локтев, *СФХТ* **4**, 2293 (1991).
23. К. Ефетов, А. И. Ларкин, *ЖЭТФ* **66**, 2290 (1974).
24. A. A. Abrikosov, *Phys. Rev.* **B55**, R6149 (1997).
25. P. W. Anderson, *Science* **268**, 1154 (1995).
26. В. Л. Гинзбург, Е. Г. Максимов, *СФХТ* **5**, 1543 (1992).
27. N. M. Plakida and V. S. Udovenko, *Mod. Phys. Lett.* **B6**, 541 (1998).
28. А. С. Александров, А. Б. Кребс, *УФН* **162**, 1 (1992).
29. I. V. Stasyuk, A. M. Shvaika, and E. Schachinger, *Physica* **C213**, 57 (1993).
30. В. А. Москаленко, *ТМФ* **111**, 439 (1997); *там же* **113**, 432 (1997).
31. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Физматгиз, Москва (1962).
32. Ю. М. Иванченко, Ю. В. Медведев, *Препринт ДонФТИ-84-4(79)*, Донецк ДонФТИ НАН Украины (1984).

## Order parameter fluctuations and transition temperature in quasi-2$D$ metals with arbitrary carrier density

V. M. Loktev and V. M. Turkowski

It is shown that the order parameter fluctuations result in a power dependence of the superconducting transition temperature in quasi-2$D$ metals on the fermion hopping probability between layers. The dependence of this temperature on carrier concentration is determined for a model with indirect intercarrier attraction. The transition is found to take place at temperatures lower than is evident from the BCS theory.