Физика низких температур, 1999, т. 25, № 5, с. 515–518

Письма редактору

О возможной причине наблюдаемой анизотропии сверхпроводящих свойств слабо допированных купратов

В. М. Локтев [1,2], Р. М. Квик [3], С. Г. Шарапов [1,3]

[1] *Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины*
Украина, 252143, г. Киев, ул. Метрологическая, 14,б
E-mail: vloktev@bitp.kiev.ua

[2] *Национальный технический университет «КПИ», Украина, 252056, г. Киев, пр. Победы, 37*

[3] *Department of Physics, University of Pretoria, 0002, Pretoria, South Africa*

Статья поступила в редакцию 14 декабря 1998 г.

Делается попытка интерпретации экспериментов, в которых установлено, что температура сверхпроводящего перехода в ВТСП с пониженным содержанием кислорода зависит от направления протекающего по образцу электрического тока. Высказывается предположение, что одна из температур (бóльшая) отвечает точке T_{BKT} $2D$ перехода, а другая — температуре T_c установления $3D$ когерентности между слоями. Для условий, когда $T_c \geq T_{BKT}$ (относительно высокие концентрация носителей и величина межслоевой связи), анизотропия сверхпроводящих свойств становится несущественной и слоистая система обладает лишь одной критической температурой.

Робиться спроба інтерпретації експериментів, в яких визначено, що температура надпровідного переходу в високотемпературних надпровідниках із зниженим вмістом кисню залежить від напрямку електричного струму, що тече по зразку. Висловлюється припущення, що одна із температур (більша) відповідає точці T_{BKT} $2D$ переходу, а інша — температурі T_c встановлення $3D$ когерентності між шарами. Для умов, коли $T_c \geq T_{BKT}$ (відносно високі концентрація носіїв і величина міжшарового зв'язку), анізотропія надпровідних властивостей стає несуттєвою і шарова система має лише одну критичну температуру.

PACS: 74.25.Fy; 74.72.Bk

1. При изучении электросопротивления монокристаллов $Bi_2Sr_3Ca_xCu_2O_{8+\delta}$ [1] и $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [2] с пониженным (underdoped) содержанием кислорода (или, что одно и то же, с концентрацией делокализованных дырок ниже оптимальной) обнаружено «расщепление» критической температуры T_c сверхпроводящего перехода (СПП), а именно: ее значение для тока $\mathbf{j}$, текущего по слоям CuO_2 ($\mathbf{j} \perp \mathbf{c}$), заметно превышало соответствующую величину при $\mathbf{j} \parallel \mathbf{c}$. Подобное поведение предсказывалось Фриделем [3] и должно проявляться в слоистых СП с джозефсоновским характером связи между слоями. В то же время в работах [4,5] было указано, что необходимым условием появления разных (в зависимости от направления $\mathbf{j}$) значений T_c в стопках плоскостей с джозефсоновским типом туннелирования носителей между ними является наличие случайного распределения (неэквивалентности) СП свойств слоев. При этом какие-либо концентрационные зависимости упомянутой анизотропии не обсуждались.

Ниже, исходя из работы [6], предлагается другая трактовка наблюдавшегося в [1,2] явления. Она состоит в том, что один (для $\mathbf{j} \perp \mathbf{c}$) СПП, при котором спонтанного нарушения симметрии, однако, не происходит (см. [7]), может быть обусловлен переходом Березинского-Костерлица-Таулесса при кроссоверной температуре T_{BKT} . При этом СП корреляции в слоях спадают по степенному, а между ними — по экспоненциальному закону. Учет трехмеризации, всегда присутствующей даже в сильно анизотропных (в том числе слоистых) средах, восстанавливает T_c или, другими словами, формирование конденсата с дальним $3D$ порядком и нарушенной зарядовой симметрий. И хотя уже давно (правда, на примере квази-$1D$ проводников) было показано, что трехмеризующее одночастичное туннелирование достаточно быстро делает справедливой для описания СПП теорию БКШ (среднеполевую), в которой $T_c \approx T_c^{MF}$, $2D$ явления все же могут сохраниться и для некоторой конечной области значений параметров, которые обеспечивают трехмеризацию. Тем самым в квази-$2D$ системах имеется принципиальная возможность (если параметры — концентрация носителей, константа туннелирования — таковы, что $T_c < T_{BKT}$) для раздельного формирования $2D$ (при T_{BKT}) и $3D$ (при T_c) СП состояний.

2. Простейший модельный гамильтониан регулярной слоистой металлической системы может быть представлен в виде

$$H = -\psi_\sigma^+(x)\left[\frac{\nabla_{2D}^2}{2m_\perp} + \frac{1}{m_\| d^2}\cos(i\nabla_\| d) + \mu\right]\psi_\sigma(x) -$$

$$- V\psi_\uparrow^+(x)\psi_\downarrow^+(x)\psi_\downarrow(x)\psi_\uparrow(x)\ , \qquad (1)$$

где $\psi_\sigma(x)$ — ферми-поле со спином σ; $x \equiv \tau$, $\mathbf{r}_{2D}$, z; $m_\perp$ и $m_\|$ — эффективные массы носителя в слое и в $\mathbf{c}$-направлении соответственно; V — константа притяжения; d — межслоевое расстояние; μ — химический потенциал, фиксирующий плотность фермионов n_f^{3D} $(\equiv n_f^{2D}/d)$; мы также полагаем $m_\| >> m_\perp$ (слабое туннелирование) и $\hbar = k_B = 1$. Заметим, что часто привлекаемое для стабилизации $2D$ флуктуаций некогерентное (джозефсоновское) туннелирование не учитывается в (1) в связи, по меньшей мере, с двумя обстоятельствами. Прежде всего, чтобы показать (в отличие от [3–5]), что и когерентный одночастичный межплоскостной перенос может обеспечить анизотропию, обнаруженную в [1,2]. Кроме того, истинный характер туннелирования частиц между купратными слоями ВТСП соединений пока не установлен, а потому на модельном уровне оправданно изучение обоих его типов.

Дальнейший расчет, по существу, не отличается от приведенного в [6], где для получения эффективного термодинамического потенциала Ω системы был использован стандартный метод Хаббарда—Стратановича, в котором вместо ферми-полей вводятся вспомогательные бозе-поля $\varphi(x) = V\psi_\downarrow\psi_\uparrow$ и им сопряженные. После исключения первых для плотности потенциальной части Ω в данном случае можно получить выражение

$$\Omega_{\rm pot}(\mu, T, |\varphi|^2) \cong \Omega_{\rm pot}^{MF}(\mu, T, |\varphi|^2) + \Omega_{\rm fl}^{(1)}(\mu, T, |\varphi|^2)\ , \qquad (2)$$

где $\Omega_{\rm pot}^{MF} = \Omega(\mu, T, \varphi(x), \varphi^*(x))|_{\varphi,\varphi^*=\rm const}$ — среднеполевой потенциал, полученный в древесном приближении, а

$$\Omega_{\rm fl}^{(1)}(\mu, T, |\varphi|^2) = \frac{T}{2}\,({\rm Tr\ Ln}\ \Gamma_+^{-1} + {\rm Tr\ Ln}\ \Gamma_-^{-1}) \qquad (3)$$

— однопетлевая поправка, в которой

$$\Gamma_\pm^{-1}(x) = \frac{1}{T}\left[\frac{\delta^2\Omega}{\delta\varphi^*(x)\delta\varphi(0)} \pm \frac{\delta^2\Omega}{\delta\varphi^*(x)\delta\varphi^*(0)}\right]_{\varphi=\varphi^*=|\varphi|=\rm const}. \qquad (4)$$

Необходимо заметить, что факторизация (3) справедлива лишь в области малых частот и импульсов [10], а представление (2) удобно для описания фаз с дальним порядком. Если таковой отсутствует (например, $2D$ случай, когда $T_c = 0$), то потенциала (2) оказывается недостаточно и описание системы удобно проводить в параметризации $\varphi(x) = \rho(x)\exp(i\Theta(x))$ с учетом его кинетической части. Будучи зависящей от $\nabla_{2D}\Theta(x)$, она приводит к уравнению, которое определяет температуру СПП в $2D$ металле [6]. В общем случае как T_{BKT} , так и T_c^{MF} — сублинейные функции ε_F , где $\varepsilon_F = \pi n_f^{2D}/m_\perp$ — энергия Ферми свободных фермионов; при этом в области локального спаривания $T_{BKT} \sim \varepsilon_F$, $T_c^{MF} \sim \varepsilon_F^{1/2}$, а в области куперовского — $T_{BKT} \to T_c^{MF} \sim \varepsilon_F^{1/2}$. При этом нужно иметь в виду, что, несмотря на единую температуру, СПП типа БКТ в различных плоскостях происходят независимо друг от друга (разности между фазами $\Theta(x)$ в них случайны). Влияние туннелирования на величину T_{BKT} и ее перенормировка изучались в работе [11].

3. Для нахождения критической температуры $3D$ СПП необходимо использовать потенциал (2), относящийся к квази-$2D$ системе и записанный в гауссовом приближении. Тогда искомое уравнение для T_c имеет вид

$$\left.\frac{\partial\Omega_{\rm pot}^{MF}(\mu, T_c , |\varphi|^2)}{\partial|\varphi|^2} + \frac{\partial\Omega_{\rm fl}^{(1)}(\mu, T_c , |\varphi|^2)}{\partial|\varphi|^2}\right|_{\varphi=\varphi^*=0} = 0\ , \qquad (5)$$

в котором μ — неизвестный параметр, определяемый равенством [12]

$$n_F^{3D}(\mu, T_c) + 2n_B^{3D}(\mu, T_c) = n_f^{3D}\ . \qquad (6)$$

Видно, что сохранение в (2) флуктуационных слагаемых (см. (3) и (4)) модифицирует уравнение для щели, а уравнение (6) показывает, что ферми-подсистема разбивается на собственно фермионы с плотностью n_F^{3D} и бозе-флуктуации с плотностью n_B^{3D} (выражения для n_F^{3D} и n_B^{3D} приведены в обзоре [13]).

Полное решение самосогласованной системы (5), (6) возможно лишь численно; для аналитического анализа используют приближенные подходы, контролируемые условием $T_c \to 0$ при $m_\| \to \infty$. Так, в бозе-пределе, когда $\mu < 0$, а $n_F^{3D} = 0$, из (5) следует выражение для T_c, совпадающее с температурой конденсации идеального квази-$2D$ бозе-газа [14].

Более важным, однако, представляется другой, более адекватный реальным ВТСП случай, которому соответствует условие $\mu = \varepsilon_F$. Это означает, что T_c для них определяется уравнением (5), первое слагаемое которого — не что иное как уравнение БКШ; из него следует среднеполевое значение $T_c^{MF} = (\gamma/\pi)(2\varepsilon_F|\varepsilon_b|)^{1/2}$ [6] (γ — постоянная Эйлера, ε_b — энергия двухчастичного связанного состояния, всегда отличная от нуля в $2D$ системах с притяжением). Оценку флуктуационного вклада можно сделать в длинноволновом приближении; тогда фурье-образ

$$\Gamma_-^{-1}(0, \mathbf{K})\big|_{\varphi=\varphi_{\min}} = \frac{m_\perp}{2\pi d}\left[a\mathbf{K}_\perp^2 + b(1-\cos K_\| d)\right];$$
$$a = \frac{7\zeta(3)}{(4\pi)^2}\frac{\varepsilon_F}{m_\perp T^2}\,;\quad b = \frac{7\zeta(3)}{(4\pi)^2}\frac{1}{m_\|^2 d^4 T^2} \qquad (7)$$

актуальной из функций (4) в минимуме $\Omega_{\rm pot}$, позволяет найти производную

$$\frac{\partial\Gamma_-^{-1}(0, \mathbf{K})}{\partial\varphi^2}\bigg|_{\varphi=\varphi_{\min}} \approx \frac{m_\perp c}{2\pi d}\,;\quad c = \frac{7\zeta(3)}{8\pi^2 T^2}\,. \qquad (8)$$

(В (7) и (8) $\zeta(3)$ — функция Римана.) Выполняя интегрирование по $\mathbf{K}$, приходим сначала к искомой поправке

$$\frac{\partial\Omega_{\rm fl}^{(1)}(\varepsilon_F, T, |\varphi|^2)}{\partial\varphi^2}\bigg|_{\varphi=\varphi_{\min}} \approx \frac{m_\perp}{4\pi d}\frac{T}{\varepsilon_F}|\ln\kappa|\,, \qquad (9)$$

а затем, после подстановки ее в (5), — к окончательному уравнению

$$T_c = 2\,\frac{|\ln(T_c/T_c^{MF})|}{|\ln\kappa|}\,\varepsilon_F\,, \qquad (10)$$

где безразмерный параметр κ дается равенством

$$\kappa^{-1} = 4\sqrt{2}\, m_\|^2 d^4 |\varepsilon_b|^{1/2}\varepsilon^{3/2}\,. \qquad (11)$$

Легко проверить, что с хорошей точностью из (10) следует зависимость T_c от n_f^{3D}, близкая к линейной, что согласуется с $T_c(n_f^{3D})$ в слабо допированных ВТСП [15]. Для цели же данного сообщения более принципиальным является то (см. (10) и (11)), что T_c может оказаться меньше температуры T_{BKT}. Этому способствуют слабая константа туннелирования (большие $m_\|$ либо d), поскольку наклон кривой $T_c(n_f^{3D})$ задается ею*, а также (что, несомненно, важнее) уменьшение концентрации n_f^{3D} носителей, которая в ВТСП сравнительно легко варьируется. Тем самым одно и то же соединение ВТСП с заданной, но малой амплитудой межплоскостных перескоков может характеризоваться наличием анизотропии СП свойств ($T_c < T_{BKT}$) либо ее отсутствием ($T_c \to T_{BKT}$) при различном допировании соединения. Заметим, что если исходная константа туннелирования (когерентного либо некогерентного) окажется велика, то независимо от допирования в таком соединении отсутствует обсуждаемая анизотропия, поскольку при этом всегда $T_c > T_{BKT}$.

4. Предложенная интерпретация является, конечно, лишь качественной. Теория СП свойств реальных ВТСП должна учитывать и другие их особенности — сильные межэлектронные корреляции, спиновые степени свободы, анизотропию спаривания и т.п. Однако и резко выраженной двумерностью электронных свойств нельзя пренебрегать. Одно из ее следствий и было проанализировано выше.

В конечном итоге речь идет об области алгебраического порядка в квази-$2D$ металлах, существование которого полностью определяется концентрацией в них носителей. И если такая область имеется, то сопротивление образца току в плоскости должно исчезать раньше, чем сопротивление току в перпендикулярном направлении. Предположения о неэквивалентности плоскостей в случае такого эффекта [4,5] либо о джозефсоновском характере межслоевой связи [3] в рамках рассмотренной модели не потребовались.

1. В. Л. Арбузов, О. М. Бакунин, А. Э. Давлетшин, С. М. Клоцман, М. Б. Космына, А. Б. Левин, В. П. Семиноженко, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 399 (1988).
2. В. Н. Зверев, Д. В. Шовкун, И. Г. Науменко, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 309 (1998).
3. J. Friedel, *J. Phys. (Paris)* **49**, 1561 (1988).
4. S. T. Korshunov, *Europhys, Lett.* **11**, 757 (1990).
5. J. P. Rodriguez, *Europhys. Lett.* **31**, 479 (1995).

* Аналогичный результат был получен в [16] для случая джозефсоновского (бифермионного) туннелирования между слоями.

6. В. П. Гусынин, В. М. Локтев, С. Г. Шарапов, *ФНТ* **23**, 816 (1997).
7. L. N. Bulaevskii, *Int. J. Mod. Phys.* **B4**, 1849 (1990).
8. И. Е. Дзялошинский, Е. И. Кац, *ЖЭТФ* **55**, 2373 (1968).
9. К. Б. Ефетов, А. И. Ларкин, *ЖЭТФ* **66**, 2290 (1974).
10. V. N. Popov, *Functional Integrals in Quantum Field Theory*, Kluwer, Dordrecht (1983).
11. R. M. Quick and S. G. Sharapov, *Physica* **C301**, 262 (1998).
12. P. Nozieres and S. Schmitt-Rink, *J. Low Temp. Phys.* **59**, 195 (1985).
13. V. M. Loktev and S. G. Sharapov, *Cond. Mat. Phys.* **N 11**, 131 (1997).
14. X.-G. Wen and R. Kan, *Phys. Rev.* **B37**, 595 (1988).
15. Y. J. Uemura, *Preprint cond.-mat./9706151*.
16. В. И. Локтев, В. М. Турковский, *ФНТ* **24**, 378 (1998).

On some possible reason of the anisotropy of superconducting properties observed in underdoped cuprates

V. M. Loktev, R. M. Quick, and S. G. Sharapov

An attempt is made to interpret the experiments where the temperature of superconducting transition in underdoped HTSC was found to depend on the direction of current through the sample. It is suggested that one (higher) temperature corresponds to the point T_{BKT} of the $2D$ transition and another — to the $3D$ ordering temperature where all layers have a coherent condensate. For the conditions when $T_c \geq T_{BKT}$ (relatively high carrier concentrations and interlayer coupling values) the anisotropy of superconducting properties becomes negligible and the layered system possesses only one critical temperature.