Физика низких температур, 2001, т. 27, № 8, с. 845–849

О двумерном характере сверхпроводящего перехода в недостаточно допированных ВТСП

Г. Г. Сергеева

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина
E-mail: gsergeeva@kipt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 16 марта 2001 г., после переработки 12 апреля 2001 г.

В сверхпроводящем состоянии квазидвумерного ВТСП изучен размерный $3D \to 2D$ кроссовер. С помощью общих закономерностей сверхпроводящего состояния двумерных и трехмерных систем найдена универсальная температурная зависимость отношения квадратов глубин проникновения магнитного поля, направленного вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$, $\lambda^2(0)/\lambda^2(T/T_c)$, которая приводит к соотношению между температурой сверхпроводящего перехода T_c и $\lambda^{-2}(0)$. Это позволило определить температуру размерного кроссовера T_{cr} как границу области «двумерности» сверхпроводящего состояния, где при $T > T_{cr}$ результаты измерений глубины проникновения магнитного поля начинают отклоняться от универсальной зависимости, найденной в работе. Показано, что величина области трехмерных сверхпроводящих флуктуаций может быть определена из измерений $\lambda(T/T_c)$ и сопротивления вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$ и оказывается конечной, что свидетельствует о двумерном характере сверхпроводящего перехода в квазидвумерных ВТСП.

У надпровідному стані квазідвовимірного ВТНП вивчено розмірний $3D \to 2D$ кросовер. За допомогою загальних закономірностей надпровідного стану двовимірних і тривимірних систем знайдено універсальну температурну залежність відношення квадратів глибин проникнення магнітного поля вздовж осі $\hat{\mathbf{c}}$, $\lambda^2(0)/\lambda^2(T/T_c)$, яка приводить до співвідношення між температурою надпровідного переходу T_c та $\lambda^{-2}(0)$. Це дозволило знайти температуру розмірного кросоверу T_{cr} як межу області «двовимірності» надпровідного стану, де при $T > T_{cr}$ результати вимірювань глибини проникнення магнітного поля починають відхилятися від універсальної залежності, одержаної в роботі. Показано, що величина області тривимірних надпровідних флуктуацій може бути знайдена із вімірювань $\lambda(T/T_c)$ та опору вздовж осі $\hat{\mathbf{c}}$ і є обмеженою, що свідчить про двовимірний характер надпровідного переходу у квазідвовимірних ВТНП.

PACS: 74.72.Hs

1. Введение

Квазидвумерные ВТСП, т.е. недостаточно допированные соединения, отличаются такими необычными свойствами, как полупроводниковый ход сопротивления вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$, $\rho_c(T)$, большой интервал двумерных сверхпроводящих флуктуаций, $\Delta_{2D} \sim T_c$, появление при $T \le T^*$ псевдощелевого состояния. Это позволило предположить, что сверхпроводящий переход в таких соединениях связан с переходом Березинского—Костерлица—Таулесса (БКТ) при температуре $T_{BKT} < T_{c0}$, где T_{c0} — температура сверхпроводящего перехода в CuO_2-плоскостях в теории среднего поля (см. обзор [1] и ссылки в нем). Несмотря на то что двумерный характер сверхпроводящих флуктуаций и признаки БКТ перехода наблюдались для большей части квазидвумерных ВТСП [2,3], до сих пор неясно, можно ли в объемных сверхпроводниках с учетом конечной величины взаимодействия вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$ наблюдать такой переход [4,5]. Наиболее убедительны измерения сопротивления для ультратонких пленок YBCO [5], которые позволяют определить температуру БКТ перехода: с ростом числа слоев T_{BKT} увеличивается от 30 К (для пленки толщиной в один монослой) до 80 К для пленки с 10 слоями. Именно такое различие между величинами T_c , $T_{c0} \le T^*$ и T_{BKT}, а также сомнения в принципиальной возможности реализации БКТ перехода в объемном образце оставляют открытым вопрос о характере сверхпроводящего перехода в квазидвумерных ВТСП [4,5].

Учет конечных взаимодействий вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$ может привести к размерному кроссоверу как при $T > T_c$, так и в сверхпроводящем состоянии при температурах, близких к T_c (см., например, [4–6]). Теоретическая модель такого сверхпроводящего перехода в слоистых структурах хорошо известна [7–9]: при достаточно малых вероятностях перескоков заряда между слоями система ведет себя как двумерная с конечной областью Δ_{3D} трехмерных сверхпроводящих флуктуаций. Ответ на вопрос о большом различии между температурами T_c , T_{c0} и T_{BKT} будет, конечно, найден вместе с пониманием механизма высокотемпературной сверхпроводимости. Так, в спин-флуктуационной модели спаривания, где $T_c \sim J_c$ и $T_{c0} \sim J_{ab}$, анизотропия обменных взаимодействий квазидвумерных ВТСП в медь-кислородной плоскости J_{ab} , и вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$, $J_c << J_{ab}$, приводит к $T_c << T_{c0}$ и к большой величине интервала Δ_{2D} . В работах [10,11] было показано, что с двумерностью сверхпроводящих флуктуаций ($2D$ СФ) в нормальном состоянии связаны такие свойства квазидвумерных ВТСП, как температурная зависимость вероятности туннелирования $t_c(T)$ заряда вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$ и полупроводниковый ход сопротивления $\rho_c(T)$. При понижении температуры $t_c(T)$ быстро убывает, и при $T \sim T_c^0$ размерный кроссовер $2D \to 3D$ происходит раньше, чем БКТ переход. Температура T_c^0 , при которой рост сопротивления $\rho_c(T)$ прекращается, одного порядка с температурой сверхпроводящего перехода в объемном образце (в теории среднего поля). Это свидетельствует о двумерном характере сверхпроводящего перехода с конечной областью $3D$ СФ, который в слоистой системе происходит по сценарию Каца [7]

$$T_c^0/\varepsilon_F > t_c(T_c^0) \ , \tag{1}$$

при достаточно малых значениях $t_c(T_c^0)$ (ε_F — энергия Ферми). Измерения зависимости сопротивления $\rho_c(T)$ позволяют определить область Δ_{3D}^N трехмерных сверхпроводящих флуктуаций ($3D$ СФ) в нормальном состоянии

$$\Delta_{3D}^N \simeq T_c^0 - T_c << \Delta_{2D}^N \ . \tag{2}$$

Известно [6,12], что в сверхпроводящем состоянии при понижении температуры до $T_{\rm cr}$, величина которой зависит от корреляционной длины $\xi_c(T)$ вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$, происходит обратный $3D \to 2D$ кроссовер. Цель настоящей работы состоит в изучении сверхпроводящего состояния квазидвумерных ВТСП и определении при $T < T_c$ области $3D$ СФ , $\Delta_{3D}^S \simeq (T_c - T_{\rm cr})$. Найдена универсальная температурная зависимость отношения квадратов глубин проникновения магнитного поля, направленного вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$, $\lambda^2(0)/\lambda^2(T/T_c)$. Температура размерного кроссовера $T_{\rm cr}$ определена как граница области «двумерности» сверхпроводящего состояния, где при $T > T_{\rm cr}$ результаты измерений глубины проникновения магнитного поля начинают отклоняться от универсальной зависимости (6), найденной ниже.

2. Об универсальной зависимости T_c от $\lambda^{-2}(0)$

Глубина проникновения магнитного поля $\lambda(T)$ определяется формулой Лондона $\lambda(T) \sim n_{s,3}^{-1/2}(T)$, где $n_{s,3}(T)$ — трехмерная сверхтекучая плотность, очевидным образом связанная с двумерной плотностью $n_s(T)$: $n_{s,3}(T) = n_s(T)\nu/l$, где ν — число слоев, l — период решетки. Покровский показал [13], что в квазидвумерных ВТСП глубина проникновения магнитного поля $\lambda(T)$ и плотность двумерной сверхтекучей компоненты $n_s(T)$ связаны соотношением

$$\lambda^2(0)/\lambda^2(T) = n_{s,3}(T)/n_{s,3}(0) = n_s(T)/n_s(0) \ . \tag{3}$$

Можно показать, что для квазидвумерных ВТСП с концентрацией допирования меньше оптимальной это соотношение приводит к универсальной зависимости $T_c(\lambda^{-2}(0))$ (Uemura plot), найденной при измерениях скорости релаксации мюонов [14].

Для плоской вырожденной системы уравнение (3) может быть выражено через отношение величин безразмерной жесткости $\rho_s(T/T_c)/\rho_s(0) = n_s(T/T_c)/n_s(0)$, где $\rho_s(T/T_c)$ удовлетворяет универсальной зависимости [15]

$$\rho_s(T/T_c) = \exp\left[-\frac{T e^{-1}}{T_c\, \rho_s(T/T_c)}\right] . \tag{4}$$

Решение этого уравнения дает $\rho_s(0) = 1$, а при $T = T_c$

$$\rho_s(T/T_c)\Big|_{T=T_c} = e^{-1} \ , \tag{5}$$

было получено в [15] и приведено на рис. 1. Из уравнений (3),(4) следует универсальный характер температурной зависимости отношения квадратов глубин проникновения магнитного поля

$$\lambda^2(0)/\lambda^2(T/T_c) = \rho_s(T/T_c)/\rho_s(0) =$$

$$= \exp\left[-\frac{T e^{-1} \lambda^2(T/T_c)}{T_c \lambda^2(0)}\right], \qquad (6)$$

а также простое соотношение между величинами $\lambda^2(T)$ и $n_s(T)$ при $T = T_c$ и $T = 0$:

$$\lambda^2(0)/\lambda^2(T_c) = n_s(T_c)/n_s(0) = e^{-1} . \qquad (7)$$

С помощью (7) и известной формулы Костерлица—Таулесса—Нельсона [16], связывающей плотность двумерной сверхтекучей компоненты $n_s(T_c)$ с температурой перехода T_c ,

$$k_B T_c = \frac{h^2}{32\pi m} n_s(T_c) , \qquad (8)$$

получаем универсальное соотношение между плотностью $n_s(0)$ при $T = 0$ и температурой перехода T_c :

$$T_c = \frac{h^2 e^{-1}}{32 k_B \pi m} n_s(0) , \qquad (9)$$

где k_B — постоянная Больцмана. В другом виде аналогичная зависимость была получена в работах [17,18]. В двумерном сверхпроводнике роль эффективной глубины проникновения играет магнитная длина экранирования

$$L_s(T) = \frac{mc^2}{2\pi n_s(T) e^2} , \qquad (10)$$

которая связана с лондоновской глубиной проникновения соотношением

$$L_s = 2\lambda^2/d . \qquad (11)$$

Здесь d — толщина CuO_2-плоскости, e — заряд электрона.

Из выражений (7)–(11) видно, что температура сверхпроводящего перехода пропорциональна $\lambda^{-2}(0)$,

$$T_c = k\lambda^{-2}(0) , \qquad (12)$$

где коэффициент пропорциональности

$$k = \frac{c^2 h^2 e^{-1} d}{64 k_B \pi^2 e^2} \qquad (13)$$

зависит только от универсальных констант и толщины CuO_2-плоскости, одинаковой для купратных ВТСП.

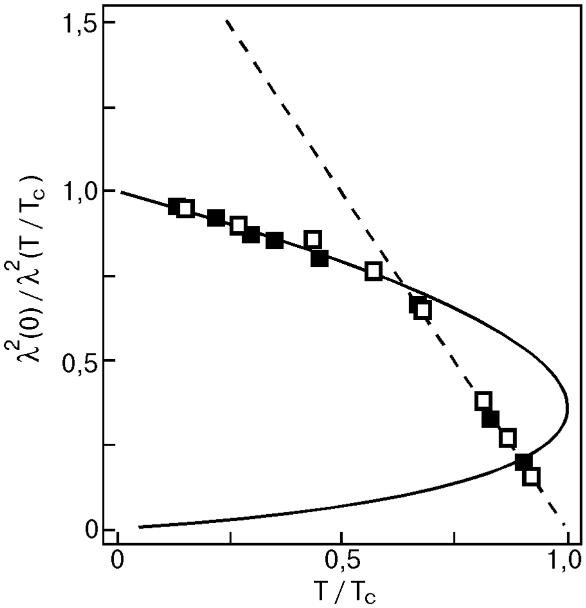

Рис. 1. Температурная зависимость $\lambda^2(0)/\lambda^2(T/T_c)$. Пунктир — зависимость БКШ, сплошная линия — универсальная зависимость (6). Результаты измерений для $La_{1,85}Sr_{0,15}CuO_4$ [19] (❑) и $YBa_2Cu_3O_{6,66}$ [14] (■).

Таким образом, соотношение (12), найденное при измерениях скорости релаксации мюонов [14] для квазидвумерных ВТСП, действительно универсально и является следствием общих закономерностей (4) и (8) сверхпроводящего состояния двумерных систем. Зависимость (12) должна выполняться для сверхпроводников, у которых при $T < T_{cr}$ сверхпроводящее состояние является двумерным, т.е. для сверхпроводников с двумерным характером перехода. К сожалению, для сравнения выражения (12) с зависимостью, полученной в работе [14], необходимо знать коэффициент, связывающий скорость релаксации мюонов с величиной $\lambda^{-2}(0)$.

3. Определение температуры размерного кроссовера T_{cr}

Известно [12], что в сверхпроводящем состоянии при понижении температуры длина когерентности вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$, $\xi_c(T/T_c)$, уменьшается и при температуре T_{cr} , когда $\xi_c(T_{cr}/T_c)$ становится меньше расстояния между слоями s, происходит размерный $3D \to 2D$ кроссовер:

$$\xi_c(T_{cr}/T_c) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(1 - \frac{T_{cr}}{T_c}\right)^{-1/2} \xi_c(0) < s . \quad (14)$$

Как видно из (14), температура размерного кроссовера T_{cr} зависит от величины отношения

$\xi_c(0)/s$ и от числа медь-кислородных слоев в ячейке. Очевидно, что кроссовер к двумерному сверхпроводящему состоянию может произойти в той области температур, где трехмерная плотность сверхтекучей компоненты становится сравнимой с двумерной плотностью $n_s(T)$, умноженной на отношение числа слоев к периоду решетки [13]. Температура $T_{\rm cr}$ может быть определена как граница области «двумерности» сверхпроводящего состояния, где результаты измерений глубины проникновения магнитного поля начинают отклоняться от универсальной зависимости (6).

Вблизи температуры сверхпроводящего перехода при $T_c > T > T_{\rm cr}$, где зависимость $\lambda_c(T)$ определяется $3D$ СФ, микроскопическая теории БКШ дает

$$\lambda^2(0)/\lambda^2(T/T_c) = 2\,(1 - T/T_c)\ . \qquad (15)$$

На рисунке приведен график зависимости $\lambda^2(0)/\lambda^2(T/T_c)$, где сплошная линия соответствует универсальной зависимости (6), пунктирная — выражению (15), и результаты измерений глубины проникновения магнитного поля, направленного вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$, для $La_{1,85}Sr_{0,15}CuO_4$ с $T_c = 37$ К [19] и $YBa_2Cu_3O_{6,66}$ с $T_c \simeq 53$ К [14]. Видно, что трехмерная плотность сверхтекучей компоненты становится сравнимой с $n_s(T)$ при $T \sim 0{,}7T_c$. При обработке результатов измерений величина $\lambda^2(0)$ определялась из выражения (15) как среднее для экспериментальных точек $\lambda(T/T_c)$ при $T/T_c > 0{,}7$. Измеренные значения $\lambda(T)$ для $La_{1,85}Sr_{0,15}CuO_4$ при $T > 25$ К хорошо описываются зависимостью (15), а при $T \le 20$ К в пределах точности измерений удовлетворительно согласуются с универсальной зависимостью (6). Этот простой расчет позволяет для соединения $La_{1,85}Sr_{0,15}CuO_4$ оценить величину $T_{\rm cr} \sim 26$ К и определить интервал температур, в котором сверхпроводящее состояние трехмерно:

$$\Delta^S_{3D} \simeq T_c - T_{\rm cr} \simeq 11 \text{ К}\ .$$

4. Обсуждение результатов и выводы

В разд. 2 и 3 показано, что при $T < T_{\rm cr}$ отношение $\lambda^2(0)/\lambda^2(T/T_c)$ в квазидвумерных ВТСП имеет универсальный характер, определяется зависимостью (6) и свидетельствует о двумерности сверхпроводящего состояния. Это приводит к двум важным и общим для таких сверхпроводников следствиям:

1) универсальная зависимость (12) между T_c и $\lambda^{-2}(0)$ [14], где коэффициент пропорциональности зависит только от универсальных констант, уже 13 лет вызывает большой интерес, однако известные варианты зависимости $T_c(\lambda^{-2}(0))$ содержат либо подгоночный параметр, либо какую-нибудь характерную для сверхпроводника величину (например, корреляционную длину [20]);

2) двумерный характер сверхпроводящего перехода при $T < T_{\rm cr}$ и конечная область $3D$ СФ

$$\Delta_{3D} = \Delta^N_{3D} + \Delta^S_{3D} = T^0_c - T_{\rm cr}\ , \qquad (16)$$

величина которой не зависит от точности определения T_c и может быть определена из измерений $\rho_c(T)$ и $\lambda(T)$. Измерения сопротивления вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$ позволяют определить температуру T^0_c размерного $2D \to 3D$ кроссовера в нормальном состоянии [11], а из измерений $\lambda_c(T)$, как показано выше, можно найти температуру $T_{\rm cr}$ обратного кроссовера в сверхпроводящем состоянии. Так, например, для монокристаллов $La_{1,85}Sr_{0,15}CuO_4$ резистивные измерения [21] дают $T^0_c \sim 41{,}5$ К, измерения $\lambda(T)$ [19] — величину $T_{\rm cr} \sim 26$ К и с учетом выражения (16) $\Delta_{3D} \sim 15{,}5$ К.

Интересно отметить специфику сверхпроводящих свойств квазидвумерных ВТСП, которая обусловлена тем, что $T_{BKT} < T_c$ и попадает в область $3D$ СФ [11] и, по-видимому, является одной из причин продолжающейся дискуссии о характере сверхпроводящего перехода в таких соединениях. В нормальном состоянии в большом интервале температур $\Delta_{2D} \sim T_c$ сверхпроводящие флуктуации двумерны, и температурная зависимость корреляционной длины в медь-кислородной плоскости, а также $t_c(T)$ и $\rho_c(T)$ определяются температурой $T_{BKT} < T_c$ сверхпроводящего перехода в плоскости. При этом вероятность туннелирования заряда вдоль оси $\hat{\mathbf{c}}$ с понижением температуры уменьшается до тех пор, пока при T^0_c не произойдет размерный $2D \to 3D$ кроссовер. В сверхпроводящем состоянии обратный размерный $3D \to 2D$ кроссовер при $T_{\rm cr} \sim 0{,}7T_c$ приводит к тому, что сверхпроводник при $T < T_{\rm cr}$ является двумерной системой с температурой перехода T_c и универсальной зависимостью $\lambda^2(0)/\lambda^2(T/T_c)$ (6).

Автор глубоко благодарен В. Ю. Гончару и В. В. Кабанову за обсуждение работы и очень важные замечания к ней.

1. S. L. Cooper and K. E. Gray, in: *Physical Properties of High Temperature Superconductors*, D. M. Ginsberg (ed.), IY (1994), p. 61–188.
2. S. Martin, A. T. Fiory, R. M. Fleming, G. P. Espinoza, and A. S. Cooper, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 677 (1989).
3. D. H. Kim, A. M. Goldman, J. H. Kang, and R. T. Kampwirth, *Phys. Rev.* **B40**, 8834 (1989).

4. Y. Matsuda, S. Komiyama, T. Onogi, T. Terashima, K. Shimura, and Y. Bando, *Phys. Rev.* **B48**, 10498 (1993).
5. Y. Matsuda, S. Komiyama, T. Terashima, K. Shimura, and Y. Bando, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3228 (1992).
6. Z. Tešanović, L. Xing, L. Bulaevskii, Q. Li, and M. Suenaga, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3563 (1992).
7. Е. И. Кац, *ЖЭТФ* **56**, 1675 (1969).
8. Vik. Dotsenko and M. V. Feigelman, *JETP* **83**, 345 (1982).
9. Л. Н. Булаевский, *УФН* **116**, 449 (1975).
10. G. Sergeeva, *Physica* **C341-348**, 181 (2000).
11. Г. Г. Сергеева, *ФНТ* **27**, 634 (2001); cond-mat/0009212.
12. T. Schneider and H. Keler, *Phys. Rev.* **B47**, 5915 (1993).
13. В. Л. Покровский, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 539 (1988).
14. Y. J. Uemura, V. J. Emery, A. R. Moodenbaugh et al. *Phys. Rev.* **B38**, 909 (1988); *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2082 (1990).
15. А. З. Паташинский, В. Л. Покровский, *Флуктуационная теория фазовых переходов*, Наука, Москва (1982).
16. B. I. Halperin and D. R. Nelson, *J. Low Temp. Phys.* **36**, 599 (1979).
17. V. B. Gusynin, V. M. Loktev, and S. G. Sharapov, *ЖЭТФ* **115**,1243 (1999).
18. V. M. Loktev, R. M. Quick, and S. G. Sharapov, *ФНТ* **26**, 567 (2000).
19. G. Aeppli, R. J. Cava, E. J. Ansaldo, J. H. Brewer, S. R. Kreitzman, G. M. Luke, D. R. Noakes, and R. F. Kiefl, *Phys. Rev.* **B35**, 7129 (1987).
20. T. Schneider, *Physica* **C195**, 82 (1992).
21. T. Ito, H. Takagi, S. Ishibashi et al., *Nature*, **350**, 596 (1991).

To the two-dimensional character of superconducting transition for undoped HTS

G. G. Sergeeva

The dimensional $3D \to 2D$ crossover is studied for quisi-two-dimensional HTS in a superconducting state. Using the general laws of superconducting state for $2D$ and $3D$ systems a universal dependence of the relation between penetration lengths of magnetic field along axis $\hat{\mathbf{c}}$, $\lambda^2(0)/\lambda^2(T/T_c)$, is obtained. It is shown that this dependence leads to the known universal relation between the temperature of superconducting transition, T_c, and the value of $\lambda^{-2}(0)$ for quisi-two-dimensional HTS. This permits the temperature of dimensional crossover, $T_{\rm cr} < T_c$, to be defined as the boundary of two-dimensional region, where the measured values of $\lambda^2(0)/\lambda^2(T/T_c)$ at $T > T_{\rm cr}$ begin to depart from the universal relation obtained. It is shown that the region of three-dimensional superconducting fluctuations is finite evidencing the two-dimensional character of superconducting transition for quisi-two-dimensional HTS.