

Размытие сверхпроводящего перехода в монокристалле Y–Ba–Cu–O

Г.Я. Хаджай, С.Р. Вовк, Р.В. Вовк

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, 61022, г. Харьков, Украина

E-mail: Ruslan.V.Vovk@univer.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 25 января 2017 г., после переработки 21 февраля 2017 г.,
опубликована онлайн 25 июля 2017 г.

Показано, что переход ВТСП в сверхпроводящее состояние может быть описан в рамках феноменологической теории размытых фазовых переходов, что связано с неоднородностью структуры материала. Паратриводимость, обусловленная возникновением флуктуационных куперовских пар выше T_c , демонстрирует 2D–3D кроссовер, который также происходит в некотором температурном интервале, расположенном выше интервала сверхпроводящего перехода.

Показано, що перехід ВТНП в надпровідний стан може бути описаний в рамках феноменологічної теорії розмитих фазових переходів, що пов'язано з неоднорідністю структури матеріалу. Паратривідність, що обумовлена виникненням флуктуаційних куперівських пар вище T_c , демонструє 2D–3D кроссовер, який також відбувається в певному температурному інтервалі, розташованому вище за інтервал надпровідного переходу.

PACS: **74.72.-h** Купратные сверхпроводники.

Ключевые слова: ВТСП, куперовские пары, неоднородность.

Известно (см., например, [1–4]), что в высокотемпературных сверхпроводниках сверхпроводящий переход имеет значительную ширину по сравнению с классическими СП переходами в чистых металлах. Уширение сверхпроводящего перехода в ВТСП связывают в первую очередь с неоднородным распределением концентрации лабильного кислорода [5], что приводит к возникновению в образце фаз с различным дефицитом кислорода, т.е. с различными T_c .

В то же время многие фазовые переходы в реальных кристаллах, независимо от их микроскопического механизма, обнаруживают ряд общих черт, таких как существование предпереходных явлений выше номинальной критической температуры перехода, формирование неоднородных структур при изменении температуры и/или приложении к кристаллу внешних полей [6–9].

Такие переходы можно описать неким общим для всех видов переходов феноменологическим уравнением, описывающим на макроуровне увеличение объема новой фазы в процессе перехода [6].

Основные общие причины, приводящие к размытым фазовым переходам (РФП): 1) крупномасштабная неоднородность физической системы; 2) флуктуации физических величин, характеризующих состояние системы в области фазового перехода (ФП); 3) влияние различных внутренних и внешних полей; 4) поверхностные или размерные эффекты (ФП в небольших частицах, нитевидных кристаллах, тонких пленках и т.д.) [6].

Появление сверхпроводящих флуктуаций выше критической температуры приводит к предшествующим сверхпроводящей фазы, возникающим в то время, как система все еще находится в нормальном состоянии, иногда вдали от T_c [10].

Очевидно, что для монокристаллов ВТСП актуальны в первую очередь крупномасштабные неоднородности распределения лабильного кислорода [5], а также сверхпроводящие флуктуации, вызывающие паратриводимость — дополнительную проводимость за счет флуктуационных куперовских пар, увеличение которой при приближении к сверхпроводящему переходу приводит к

снижению общего сопротивления до нуля [10]. Однако детали СП перехода в купратах, в частности с очень высоким уровнем допирования ($T_c > 91$ К для $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$) и, как следствие, с относительно узким интервалом СП флуктуаций, исследованы явно недостаточно.

Фазовое состояние системы при размытом фазовом переходе описывают функцией включения $L(T)$, равной относительной доле какой-либо из фаз [6]:

$$L(T) = \frac{1}{1 + \exp \frac{T_c - T}{w}} \quad (1)$$

Это ступенчатая функция, размытая вблизи температуры перехода T_c . Параметр w характеризует размытие перехода. Производная от функции включения изображается кривой с конечным максимумом:

$$\frac{dL}{dT} = \frac{\frac{1}{w} \exp \frac{T_c - T}{w}}{\left(1 + \exp \frac{T_c - T}{w}\right)^2} \quad (2)$$

Отметим, что измерения сопротивления проводятся в магнитном поле измерительного тока и СП переход, зафиксированный по электрическому сопротивлению, является фазовым переходом первого рода, близким ко второму в меру малости измерительного тока [6].

При резистивных измерениях в области СП перехода сопротивление однородного образца пропорционально объему нормальной фазы (которая образуется в силу различных причин), т.е. $\rho \approx \rho_n L(T)$ и $d\rho/dT \approx \rho_n dL/dT$.

На рис. 1 приведены $\rho(T)$ и $d\rho/dT$ оптимально допированного монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с $T_c \approx 91,74$ К вблизи сверхпроводящего перехода [11]. Видно, что ширина максимума $d\rho/dT$ составляет $\approx 0,15$ К.

Известно, что переход в сверхпроводящее состояние происходит в две стадии [12,13]. Низкотемпературная стадия, которая связана непосредственно с СП переходом, начинается при $T \approx 92$ К и демонстрирует максимум $d\rho/dT$ при $T_c \approx 91,74$ К, который соответствует точке перегиба на кривой $\rho(T)$. Вторая, высокотемпературная стадия связана со сверхпроводящими флуктуациями, которые обусловлены процессом формирования флуктуационных куперовских пар и является предпереходным процессом. Температурная производная сопротивления на этой стадии существенно меньше, чем на низкотемпературной стадии.

Вклад сверхпроводящих флуктуаций, приводящий к возникновению избыточной проводимости $\Delta\sigma_{\text{fluct}}(T)$, получается как разность между экспериментальной проводимостью и проводимостью, экстраполированной из области высоких температур ($T \leq \theta$), где сверхпроводящих флуктуаций заведомо нет.

Мы полагаем, что в ВТСП купратах с металлической проводимостью сопротивление в нормальном состоянии определяется рассеянием электронов на фо-

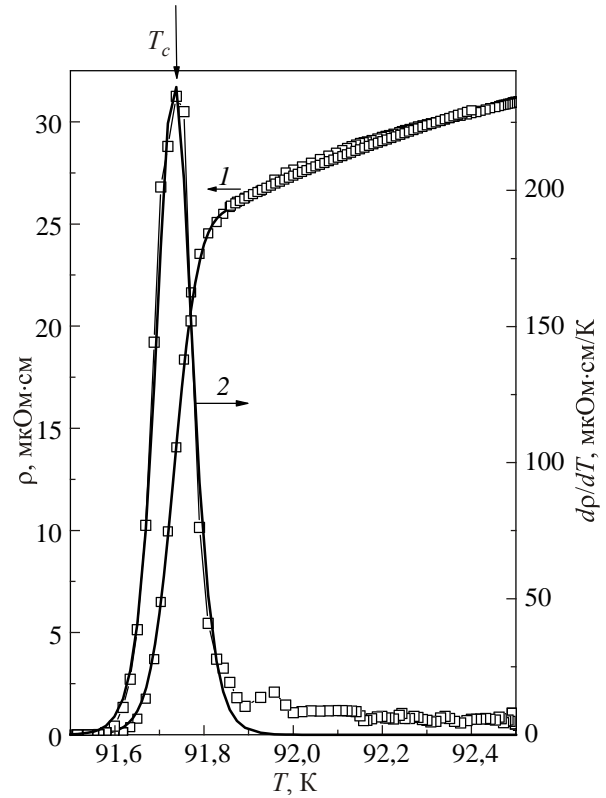


Рис. 1. Сверхпроводящий переход в оптимально допированном монокристалле $YBaCuO$: $\rho(T)$ (1), $d\rho/dT$ (2). Точки — эксперимент [11], сплошные кривые — аппроксимации: $\rho(T)$ — по (1) и $d\rho/dT$ по (2).

нонах и примесях. Тогда проводимость на второй, высокотемпературной стадии имеет вид

$$1/\rho(T) = 1/(\rho_0 + \rho_{\text{ph}}) + \Delta\sigma_{\text{fluct}} \quad (3)$$

Здесь $\rho_0 + \rho_{\text{ph}}$ — сопротивление в нормальном состоянии; $\rho_0 = \text{const}$ — остаточное сопротивление, обусловленное рассеянием носителей заряда на примесях; ρ_{ph} — идеальное сопротивление, обусловленное рассеянием носителей заряда на фононах:

$$\rho_{\text{ph}} = A_3 \left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \int_0^{\theta/T} \frac{x^3 dx}{(e^x - 1)(1 - e^{-x})} \quad [14], \quad (4)$$

$$\Delta\sigma_{\text{fluct}} = \frac{e^2}{16d} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\varepsilon + r)}} \quad [10]; \quad (5)$$

θ — температура Дебая; $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$ — приведенная температура, T_c — критическая температура, $T_c \approx T_m \approx 91,74$ К; r — параметр анизотропии, или параметр связи в модели Лоуренса–Дониаха [10,15].

Поскольку при $\varepsilon \ll r$ избыточная проводимость $\Delta\sigma_{\text{fluct}} \sim \varepsilon^{-1/2}$, что соответствует 3D случаю, а в противоположном случае $\varepsilon \gg r$ $\Delta\sigma_{\text{fluct}} \sim \varepsilon^{-1}$, что соответствует 2D случаю [10], температуру, соответствующую $\varepsilon = r$, можно считать температурой 3D–2D кроссовера T_{cross} . При этом $\xi_c(\varepsilon_{\text{cr}}) \sim d$ [10].

На рис. 2 приведены температурные зависимости ε и r для рассматриваемого оптимально допированного монокристалла YBCO. Видно, что хотя $T_{\text{cross}} \approx 92,5$ К, сам кроссовер «размыт» по интервалу $\approx 92\text{--}93$ К. Отметим, что $\varepsilon_{\text{cr}} \approx 9 \cdot 10^{-3}$ (см. рис. 2), тогда $\xi_c(0) = \xi_c(\varepsilon_{\text{cr}})\varepsilon_{\text{cr}}^{1/2}$ и, полагая $d \approx 11,7$ Å [16], имеем $\xi_c(0) \approx 1,2$ Å. Такое значение $\xi_c(0)$ согласуется с литературными данными [17,18].

Для недодопированных образцов (большие значения кислородного дефицита δ) характерны крупномасштабные неоднородности распределения лабильного кислорода (см., например, [19]), а парапроводимость наблюдается для различных значений δ [11]. Сопротивление такого неоднородного образца зависит от удельного сопротивления, размеров и формы составляющих фаз, которые не могут рассматриваться как включенные параллельно или последовательно [20]. Поэтому выделить предпереходную (флуктуационную) область можно только для фазы с максимальной T_c .

Если все составляющие фазы являются сверхпроводящими, то СП переход уширяется за счет неоднородностей различного масштаба: флуктуационные куперовские пары возникают при температурах, превышающих максимальную T_c ; макроскопические области (фазы) с различной концентрацией лабильного кислорода и, следовательно, различными T_c порождают ступеньки на зависимости $\rho(T \approx T_c)$, соответствующие переходу в

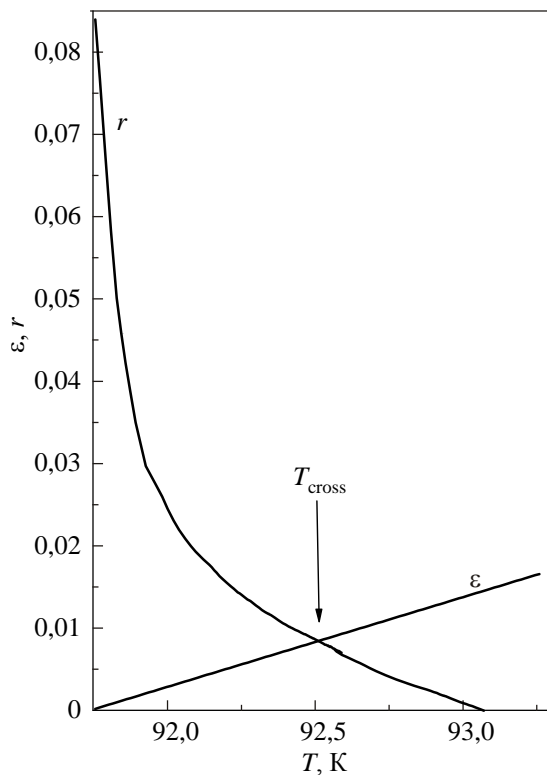


Рис. 2. Температурные зависимости приведенной температуры ε и параметра анизотропии r . Начало оси абсцисс совпадает с T_c . Температура кроссовера T_{cross} показана стрелкой.

каждой из фаз [21–23]; сверхпроводящий переход для каждой такой фазы размывается в соответствии с (1).

Таким образом в ВТСП переход в сверхпроводящее состояние связан с процессами, происходящими в некотором, иногда достаточно широком, интервале температур. Такое «размытие» СП перехода обусловлено как неоднородностью структуры материала, так и наличием флуктуационных куперовских пар выше T_c .

1. D.M. Ginsberg (ed.), *Physical Properties High Temperature Superconductors I*, Singapore: World Scientific (1989).
2. D.D. Balla, A.V. Bondarenko, R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, and A.A. Prodan, *Fiz. Nizk. Temp.* **23**, 1035 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 777 (1997)].
3. A.V. Bondarenko, V.A. Shklovskij, R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, and A.A. Prodan, *Fiz. Nizk. Temp.* **23**, 1281 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 962 (1997)].
4. A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, V.B. Stepanov, R.V. Vovk, H.-U. Habermeier, P. Przyslupski, and K. Rogacki, *Phys. Rev. B* **94**, 224505 (2016).
5. Costa R. Menegotto, F.T. Dias, P. Pureur, and X. Obradors *Physica C* **495**, 202 (2013).
6. Б.Н. Ролов, В.Э. Юркевич *Физика размытых фазовых переходов*, Изд-во РГУ, Ростов-на-Дону (1983).
7. Г.А. Малыгин, *ФТТ* **35**, 127 (1993).
8. Г.А. Малыгин, *ФТТ* **35**, 2993 (1993).
9. Г.А. Малыгин, *Solid State Phys.* **36**, 1489 (1994).
10. A. Larkin and A. Varlamov, *Theory of Fluctuations in Superconductors*, Oxford University Press, USA (2009).
11. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, and A. Chreneos. *Physica B* **436**, 88 (2014).
12. P. Pureur, Costa R. Menegotto, P. Rodrigues, Jr., J.Schaf, and J.V. Kunzler, *Phys. Rev. B* **47**, 11420 (1993).
13. C.J. Lobb, *Phys. Rev. B* **36**, 3930 (1987).
14. L. Colquitt, *J. Appl. Phys.* **36**, 2454 (1965).
15. W.E. Lawrence and S. Doniach, *Proceedings of the Twelfth International Conference on Low Temperature Physics*, E. Kanda (ed.), Academic Press of Japan, Kyoto (1971), p. 361.
16. A. Kebede, C.S. Jee, J. Schwegler, J.E. Crow, T. Mihalisin, G.H. Myer, R.E. Salomon, P. Schlottmann, M.V. Kuric, S.H. Bloom, and R.P. Guertin, *Phys. Rev. B* **40**, 4453 (1989).
17. T.A. Friedman, J.P. Rice, J. Giapintzakis, and D.M. Ginzberg, *Phys. Rev. B* **39**, 4258 (1989).
18. R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, and Z.F. Nazyrov, *Current Appl. Phys.* **14**, 1779 (2014).
19. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, and S.N. Kamchatna, *Mod. Phys. Lett. B* **30**, 1650188 (2016).
20. P.L. Rossiter, *The Electrical Resistivity of Metal and Alloys*, Cambridge University Press, GB (1987).
21. R.V. Vovk, N.R. Vovk, and O.V. Dobrovolskiy, *J. Low Temp. Phys.* **175**, 614 (2014).
22. A.L. Solovjov, M.A. Tkachenko, R.V. Vovk, and A. Chreneos, *Physica C* **501**, 24 (2014).

23. M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko, and N.N. Chebotaev, *Fiz. Nizk. Temp.* **32**, 746 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 571 (2006)].

The diffusing of the superconducting transition
in the Y–Ba–Cu–O single crystal

G.Ya. Khadzhai, C.R. Vovk, and R.V. Vovk

It is shown that in HTSC the transition to the superconducting state can be described in terms of the phenomenological theory of diffuse phase transitions

due to the heterogeneity of the material structure. The paraconductivity caused by the fluctuation Cooper pairs above T_c shows 2D–3D crossover which also takes place in a certain temperature range located above the superconducting transition interval.

PACS: **74.72.-h** Cuprate superconductors.

Keywords: HTSC, Cooper pairs, heterogeneity.