

PACS: 74.72.-h

М.А. Оболенский, Р.В. Вовк, А.В. Бондаренко, А.В. Самойлов

ВЛИЯНИЕ ПЛОСКИХ ДЕФЕКТОВ И ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ
НА ФЛУКТУАЦИОННУЮ ПРОВОДИМОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ
 $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ОПТИМАЛЬНОГО СОСТАВА

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина
E-mail: Ruslan.V.Vovk@univer.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 1 декабря 2005 года

Исследовано влияние границ двойникования и высокого гидростатического давления до 10 kbar на нормальную и флуктуационную проводимость (ФП) монокристаллов YBaCuO . Температурная зависимость избыточной парaproводимости вблизи T_c удовлетворительно описывается теоретической моделью Асламазова–Ларкина, а выше точки 3D–2D кроссовера показывает поведение, характерное для механизма рассеяния флуктуационных носителей Маки–Томпсона. Двойниковые границы являются эффективными центрами рассеяния нормальных и флуктуационных носителей. Полученные значения длины когерентности $\xi_c(0)$ не испытывают существенного изменения с повышением давления, в то же время приложение гидростатического давления приводит к расширению области существования 3D-режима.

Как известно, новый всплеск интереса к исследованию ФП слоистых кристаллов возник после открытия в 1986 г. высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в нестехиометрических оксидах, обладающих ярко выраженной анизотропией физических характеристик (см., напр., [1–3]). В отсутствие микроскопической теории ВТСП особое значение приобрели экспериментальные методы, позволяющие выявить те структурные параметры сверхпроводников, которые существенно влияют на их физические характеристики в нормальном и сверхпроводящем состояниях, поскольку это не только проясняет физическую природу ВТСП, но и позволяет определить возможные пути повышения критических параметров сверхпроводников. Одним из важнейших методов в этом аспекте является использование высоких давлений [1,2,4]. Следует, однако, отметить, что, несмотря на обширный экспериментальный материал, накопленный до настоящего времени, весьма ограниченное количество работ было посвящено именно исследованию влияния давления на ФП в соединениях системы 1–2–3 [1,2]. При этом большинство измерений было выполнено на керамических образцах [1]. Монокристаллы

YBaCuO исследовались только в работе [2] с использованием сильно сдвоенных образцов, обладающих высокой критической температурой T_c и аномально-высоким, по сравнению со стехиометрическими образцами, удельным электросопротивлением. Учитывая вышесказанное, в настоящей работе была поставлена цель изучения эволюции режима ФП в случае приложения давления к совершенным образцам монокристаллов YBaCuO оптимального состава с искусственно заданной системой однонаправленных двойниковых границ и различной геометрией протекания транспортного тока.

Экспериментальные методики

Исследовано влияние высокого гидростатического давления до 10 kbar на проводимость в ab -плоскости совершенных монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($\delta < 0.15$, $T_c \approx 92$ К, $\Delta T_c \approx 0.3$ К и $\rho_{ab}(300\text{ К}) \approx 200\text{ }\mu\Omega\cdot\text{см}$). ВТСП-монокристаллы соединений $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ выращивали по раствор-расплавной технологии в золотом тигле согласно методике, подробно описанной в [3]. Для проведения резистивных исследований отбирали кристаллы прямоугольной формы $3 \times 0.5 \times 0.03\text{ мм}$. Наименьший размер кристалла соответствовал c -оси. Электрические контакты создавали по стандартной 4-контактной схеме путем нанесения серебряной пасты на поверхность кристалла с последующим подсоединением серебряных проводников диаметром 0.05 мм и трехчасовым отжигом при температуре 200°C в атмосфере кислорода. Такая процедура позволяла получать переходное сопротивление контактов менее 1 Ω и проводить резистивные измерения при транспортных токах до 10 мА в ab -плоскости. Как известно, при насыщении кислородом в соединениях YBaCuO происходит тетраортоструктурный переход, который, в свою очередь, приводит к двойникованию кристалла, минимизирующего его упругую энергию. Для получения образцов с однонаправленными границами двойников из кристалла вырезали мостик шириной 0.2 мм и расстоянием между парами контактов 0.3 мм, как это схематически показано на вставке *a* к рис. 1. При этом геометрию эксперимента выбирали таким образом, чтобы вектор транспортного тока I был параллелен (мостик В1 – влияние двойников минимально) либо проходил под углом 45° (мостик В2 – влияние двойников максимально) к плоскостям двойникового (ТВ – twin boundary).

Гидростатическое давление создавали в мультипликаторе типа поршень–цилиндр [4]. Величину давления определяли с помощью манганинового манометра, температуру – медьконстантановой термопарой, вмонтированной в наружную поверхность камеры на уровне положения образца.

Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены температурные зависимости удельного электросопротивления в ab -плоскости для двух частей мостика. На вставке *b* к рис. 1 показаны такие же зависимости для ориентации $I \parallel \text{ТВ}$ ($\alpha = 0^\circ$) при различных

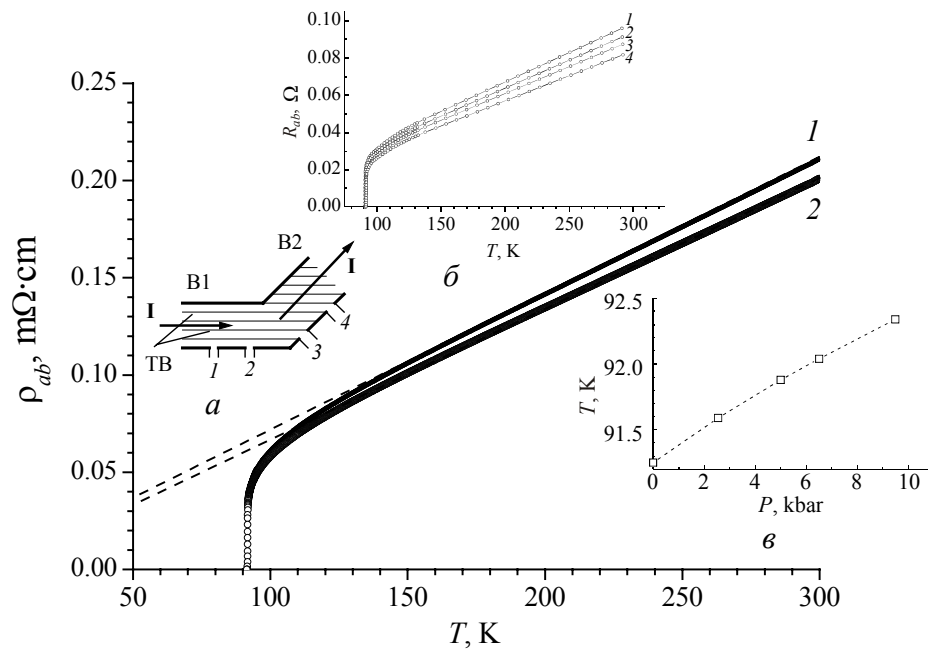


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления $\rho_{ab}(T)$ для ориентаций транспортного тока под углами $\alpha = 45^\circ$ (кривая 1) и $\alpha = 0^\circ$ (кривая 2) относительно ТВ. Вставка *a* – схематическое изображение мостика для резистивных исследований; *б* – температурные зависимости $R_{ab}(T)$ в *ab*-плоскости при различных давлениях P , kbar: 1 – 0, 2 – 2.5, 3 – 6.51, 4 – 9.5; *в* – барическая зависимость $T_c(P)$, полученная для указанных давлений

давлениях, а на вставке *в* – зависимости $T_c(P)$. Как следует из полученных результатов, по мере увеличения приложенного давления электросопротивление уменьшается, а T_c возрастает со скоростью $dT_c/dP = 0.12$ K/kbar, что согласуется с литературными данными для образцов YBaCuO стехиометрического состава [1,4].

Из рис. 1 видно, что зависимости $\rho_{ab}(T)$ являются во всех случаях металлическими, при этом электросопротивление в нормальном состоянии при ориентации $\alpha = 0^\circ$ ($\mathbf{I} \parallel \text{ТВ}$) примерно на 5% меньше, чем при $\alpha = 45^\circ$. Поскольку ориентация вектора $\mathbf{I}$ относительно кристаллографических осей в обеих частях мостика одинакова, повышенное значение ρ_{ab} при $\alpha = 45^\circ$ можно объяснить рассеянием носителей тока на ТВ. Длина свободного пробега электронов в монокристаллах оценивается равной $0.1 \mu\text{m}$ [5], что на порядок меньше междвойникового расстояния. Поэтому максимальное повышение электросопротивления за счет рассеяния на ТВ может составлять 10%. Таким образом, полученное увеличение ρ_{ab} на 5% свидетельствует об эффективности рассеяния носителей тока на ТВ при высоких температурах.

При температуре ниже $T \approx 150$ К происходит отклонение $\rho_{ab}(T)$ вниз от линейной зависимости, что приводит к возникновению избыточной парапроводимости, по-видимому, в результате флуктуационного спаривания носителей. Флуктуационная поправка в проводимость обычно определяется равенством

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0, \quad (1)$$

где σ_0 – значение проводимости, найденное путем экстраполяции линейного участка $\sigma = (A + B \cdot T)^{-1}$ к нулевому значению температуры; σ – экспериментальное значение проводимости в нормальном состоянии. Согласно существующим представлениям размерность электронной подсистемы слоистых сверхпроводников определяется соотношением между длиной когерентности ξ_c вдоль оси c и толщиной двумерного слоя d . В случае $d < \xi_c$ взаимодействие между флуктуационными парами реализуется во всем объеме сверхпроводника (3D-режим), при $d > \xi_c$ такое взаимодействие возможно только непосредственно в сверхпроводящих слоях (2D-режим). Основные теоретические модели, описывающие режим ФП в слоистых сверхпроводниках, были предложены Асламазовым–Ларкиным [6] и развиты в [7]. Согласно [7] температурная зависимость ФП дается уравнением

$$\Delta\sigma = \left[\frac{e^2}{16\hbar d} \right] \varepsilon^{-1} \left\{ 1 + J\varepsilon^{-1} \right\}^{-1/2}, \quad (2)$$

где $\varepsilon = (T - T_c^{mf}) / T_c^{mf}$ – приведенная температура; T_c^{mf} – критическая температура в приближении среднего поля; $J = [2\xi_c(0)/d]^2$ – постоянная межплоскостного спаривания. Вблизи T_c при $\xi_c \gg d$ (3D-режим) это уравнение преобразуется в [6]:

$$\Delta\sigma_{3D} = \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)} \varepsilon^{-1/2} \quad (3)$$

или вдали от T_c при $\xi_c \ll d$ (2D-режим)

$$\Delta\sigma_{2D} = \frac{e^2}{16\hbar d} \varepsilon^{-1}. \quad (4)$$

Обычно при сравнении с экспериментальными данными $\xi_c(0)$, d и T_c в уравнениях (2)–(4) являются подгоночными параметрами. В нашем случае T_c^{mf} определяли по точке пересечения с осью температур прямой, соответствующей экстраполяции линейного участка зависимости $\Delta\sigma^{-2}(T)$, как это было предложено в [8,9] и показано на вставке *a* к рис. 2 для случая нулевого давления. Считается [8,9], что отклонение экспериментальных точек от линейной зависимости при увеличении температуры характеризует изменение размерности сверхпроводящей подсистемы (2D–3D кроссовер). Как видно из рисунка, при переходе через точку 2D–3D кроссовера экспериментальные точки отклоняются вправо от экстраполяционной прямой. Согласно [8] это может служить указанием на существование в образце ФП-режима, впервые обоснованного в теоретической работе Маки–Томпсона [10], который предполагает доминирование процессов рассеяния флуктуационных куперовских пар на нормальных носителях и высокую степень совершенства исследуемого образца.

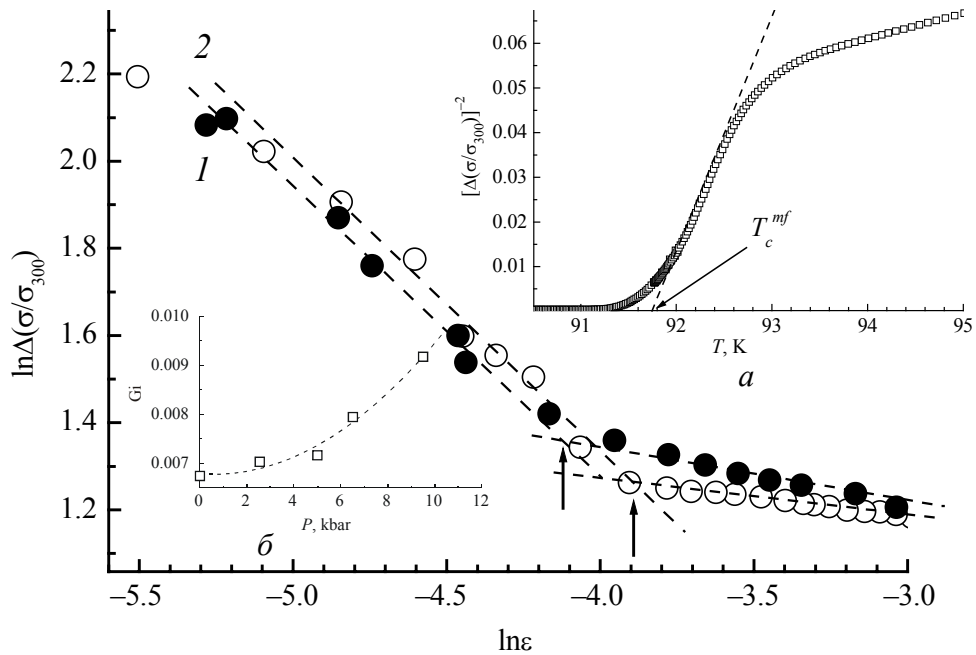


Рис. 2. Зависимости $\ln\Delta(\sigma/\sigma_{300})$ – $\ln\varepsilon$ для ориентаций транспортного тока под углами $\alpha = 45^\circ$ (кривая 1) и $\alpha = 0^\circ$ (кривая 2) относительно ТВ. Стрелочками показаны точки 2D–3D кроссовера. Вставка *a* – методика определения T_c^{mf} на зависимостях $\Delta(\sigma/\sigma_{300})^{-2}$ – T ; *б* – барическая зависимость критерия Гинзбурга $Gi(P)$, полученная для давлений 0; 2.5; 5; 6.51 и 9.5 kbar

Действительно, как видно из рис. 2, на котором показаны температурные зависимости $\Delta\sigma(T)$ в координатах $\ln\Delta\sigma(\ln\varepsilon)$, вблизи T_c эти зависимости хорошо аппроксимируются уравнением (3) при показателе степени, близком к $-1/2$. Это свидетельствует о трехмерном характере флуктуационной сверхпроводимости в указанном температурном интервале. Однако выше температуры 2D–3D кроссовера не наблюдается ожидаемого перехода к зависимости вида (4) с показателем степени -1 , характерные значения которого составили величину, близкую к $-1/4$. Это служит еще одним подтверждением существования в образце 2D-режима МТ-типа на данном температурном интервале. Как было показано в [9], в этом случае 2D–3D (МТ–АЛ) кроссовер описывается уравнением

$$\xi_c(0)\varepsilon_0^{-1/2} = d. \quad (5)$$

Определяя значение ε_0 в точке кроссовера и используя литературные данные о зависимости T_c и межплоскостного расстояния от δ [11], можно вычислить значения $\xi_c(0)$. Значения длины когерентности $\xi_c(0)$, рассчитанные согласно (5), составляют величину $1.7 \pm 0.3 \text{ \AA}$ и $1.5 \pm 0.3 \text{ \AA}$ для случаев $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 45^\circ$ соответственно. Таким образом, разница при определении $\xi_c(0)$ этим методом составляет около 12%. Очевидно, определенный вклад в такой разброс параметров может вносить некоторая некорректность при нахождении флуктуационных величин резистивными методами с учетом возможных ма-

лых включений другой фазы или наличия прочих неоднородностей даже в случае кристаллов с высокой T_c . Однако, принимая во внимание специфику геометрии эксперимента и сделанный ранее вывод об эффективности рассеяния нормальных носителей на ТВ в области линейного хода зависимостей $\rho(T)$, можно предположить, что и в области реализации ФП влияние ТВ на процессы формирования флуктуационных куперовских пар также играет заметную роль. В этом аспекте показательно сравнение полученных результатов с данными измерений магнитной восприимчивости [3], при которых определялся диамагнитный вклад области с высокой T_c , пропорциональный объемному содержанию этой фазы. Значения длины когерентности, полученные в указанных экспериментах, составили $\xi_c = 2.3 \pm 0.5 \text{ \AA}$, что более близко к величине ξ_c , наблюдавшейся при ориентации $\mathbf{I} \parallel \text{ТВ}$.

Вопрос влияния структурных дефектов на процессы формирования флуктуационных куперовских пар исследовался в работе [9] для случая YBaCuO-пленок. Было показано, что дефекты могут существенно препятствовать этим процессам, в результате удлиняя область линейной зависимости $\rho_{ab}(T)$, а также смещая по температуре точку $3D-2D$ кроссовера, что наблюдалось и в нашем случае (рис. 2).

Полученные данные также позволяют проанализировать влияние давления на относительную протяженность трехмерного флуктуационного региона, обычно характеризующую посредством критерия Гинзбурга в теории среднего поля. Согласно [2] число Гинзбурга может быть вычислено как $Gi = (T_{2D-3D} - T_c^{mf}) / T_c^{mf}$, где T_{2D-3D} – температура $2D-3D$ кроссовера. Результаты расчетов показаны на вставке б к рис. 2. Видно, что, как и в случае [2], Gi возрастает с увеличением давления, что в свою очередь, означает расширение области реализации $3D$ -режима. В то же время полученные из наших данных значения длины когерентности при различных давлениях $\xi_c = 1.8 \pm 0.5 \text{ \AA}$ несущественно изменяются с ростом давления. Этот факт представляется закономерным, если принять во внимание слабую чувствительность T_c и других сверхпроводящих характеристик к давлению вдоль направления, перпендикулярного базисной плоскости в YBaCuO [1,2].

Выводы

1. Увеличение электросопротивления на линейном участке зависимостей $\rho(T)$ в случае протекания транспортного тока под углом $\alpha = 45^\circ$ относительно ТВ по сравнению с $\mathbf{I} \parallel \text{ТВ}$ свидетельствует об эффективности рассеяния нормальных носителей на ТВ.

2. Зависимости избыточной проводимости $\Delta\sigma(T)$ вблизи T_c удовлетворительно описываются теоретической моделью Асламазова–Ларкина, а выше точки $3D-2D$ кроссовера демонстрируют поведение, характерное для механизма рассеяния флуктуационных носителей Маки–Томпсона. Наличие в кристаллах ТВ может способствовать усилению процессов распаривания флуктуационных носите-

лей, тем самым удлиняя область линейной зависимости $\rho(T)$ в ab -плоскости и смещая точку $2D-3D$ кроссовера.

3. Длина когерентности перпендикулярно ab -плоскости $\xi_c(0)$ несущественно изменяется с ростом давления, при этом приложение высокого давления, как и в случае монокристаллов с повышенными значениями удельного сопротивления, приводит к расширению области существования $3D$ -режима.

1. H.A. Borges, M.A. Continentino, Solid State Commun. **80**, 197 (1991).
2. L. Mendonca Ferreira, P. Pureur, H.A. Borges, P. Lejay, Phys. Rev. **B69**, 212505 (2004).
3. M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko, V.I. Beletskii, V.N. Morgun, V.N. Popov, N.N. Chebotaev, I.V. Svehkarev, A.S. Panfilov, A.A. Smirnov, O.A. Mironov, S.V. Chistyakov, I.Yu. Skrivlev, ФНТ **16**, 574 (1990).
4. D.D. Balla, A.V. Bondarenko, R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Prodan, Low Temp. Phys. **23**, 777 (1997).
5. P.-H. Hor et al., Physica **C185-189**, 2311 (1991).
6. Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин, ФТТ **10**, 1104 (1968).
7. А.А. Варламов, Д.В. Ливанов, ЖЭТФ **98**, 584 (1990).
8. B. Oh, K. Char, A.D. Kent, M. Naito, M.R. Beasley, T.H. Geballe, R.H. Hammond, A. Kapitulnik, J.M. Graybeal, Phys. Rev. **B37**, 7861 (1988).
9. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, В.Н. Светлов, В.Б. Степанов, ФНТ **29**, 1281 (2003).
10. J.B. Bieri, K. Maki, R.S. Thompson, Phys. Rev. **B44**, 4709 (1991).
11. И.В. Александров, А.Ф. Гончаров, С.М. Стишов, Письма в ЖЭТФ **47**, 357 (1988).

M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko, A.V. Samoilov

EFFECT OF TWIN BOUNDARIES AND HIGH PRESSURE ON FLUCTUATION CONDUCTIVITY OF OPTIMALLY DOPED $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ SINGLE CRYSTALS

Effect of twin boundaries and high pressure up to 10 kbar on normal and fluctuation conductivity of $YBaCuO$ single crystals is investigated. Temperature dependence of fluctuation conductivity near-by T_c is satisfactorily described by the Aslamazov–Larkin theoretical model. Above the point of $3D-2D$ crossover the fluctuation conductivity shows the behavior described by the Maki–Thompson theoretical model. Twin boundaries are the effective dispersion centers of normal and fluctuation carriers. The got values of coherent length $\xi_c(0)$ do not show a substantial change with pressure, at the same time under hydrostatic pressure the width of the $3D$ fluctuation region increases.

Fig. 1. Temperature dependences of electrical resistivity of the crystal $\rho_{ab}(T)$ for angle between transport current and twin boundaries $\alpha = 45^\circ$ (curve 1) and $\alpha = 0^\circ$ (curve 2). Insert a – diagrammatic representation of bridge for resistive researches; δ – temperature dependences $R_{ab}(T)$ in ab -plane for different pressures P , kbar: 1 – 0, 2 – 2.5, 3 – 6.51, 4 – 9.5; δ – baric dependence $T_c(P)$ for the mentioned pressures

Fig. 2. Dependences of $\ln\Delta(\sigma/\sigma_{300})-\ln\varepsilon$ for angle between transport current and twin boundaries $\alpha = 45^\circ$ (curve 1) and $\alpha = 0^\circ$ (curve 2). Arrows show the points of $2D-3D$ crossover. Insert *a* – method of the T_c^{mf} determination on dependences $\Delta(\sigma/\sigma_{300})^{-2}-T$; *b* – baric dependence of the Ginzburg criterion $G_t(P)$ for pressures of 0; 2.5; 5; 6.51 and 9.5 kbar