

# Поперечное электрическое сопротивление монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при различных значениях кислородного дефицита

Г.Я. Хаджай, Р.В. Вовк, З.Ф. Назыров

*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина*  
E-mail: Ruslan.V.Vovk@univer.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 11 февраля 2015 г., после переработки 3 июня 2015 г., опубликована онлайн 25 сентября 2015 г.

Исследовано сопротивление монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  поперек слоев в интервале температур  $T_c$ –300 К и значений  $\delta$ , обеспечивающих изменение  $T_c$  от 93 до 33 К. Температурная зависимость сопротивления адекватно описывается эмпирическим соотношением, включающим «полупроводниковый» ход и флуктуационную проводимость в 3D-модели Асламазова–Ларкина вблизи  $T_c$ . При высоких  $T_c$  носители заряда рассеиваются преимущественно на фононах. При низких  $T_c$  преобладает рассеяние на дефектах, длина когерентности  $\xi_{ab}(0)$  и константа электрон-фононного взаимодействия  $\lambda$  достигают величин, характерных для обычных (низкотемпературных) сверхпроводников с сильной связью. Неоднородность образцов вызывает анизотропию  $T_c$  и прыжковую проводимость с переменной длиной прыжка между разными фазами.

Досліджено опір монокристалів  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  впоперек шарів в інтервалі температур  $T_c$ –300 К і значень  $\delta$ , що забезпечують зміну  $T_c$  від 93 до 33 К. Температурна залежність опору поблизу  $T_c$  адекватно описується емпіричним співвідношенням, що включає «напівпровідниковий» хід та флуктуаційну провідність в 3D-моделі Асламазова–Ларкіна. При високих  $T_c$  носії заряду розсіюються переважно на фононах. При низьких  $T_c$  переважає розсіяння на дефектах, довжина когерентності  $\xi_{ab}(0)$  та константа електрон-фононної взаємодії  $\lambda$  досягають величин, характерних для звичайних (низькотемпературних) надпровідників з сильним зв'язком. Неоднорідність зразків викликає анізотропію  $T_c$  та стрибкову провідність із змінною довжиною стрибка між різними фазами.

PACS: 74.72.–h Купратные сверхпроводники.

Ключевые слова: монокристаллы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , поперечное сопротивление, длина когерентности, 3D-модель Асламазова–Ларкина, рассеяние электронов.

## Введение

Электропроводность высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), в частности монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , в нормальном (несверхпроводящем) состоянии испытывает влияние псевдощелевой [1,2] и флуктуационной [3–5] аномалий, поэтому может служить ключом к разгадке микроскопического механизма высокотемпературной сверхпроводимости.

Трудности в установлении этого механизма обусловлены рядом обстоятельств, к числу которых можно отнести достаточную сложность кристаллической структуры [6], весьма нетривиальную морфологию дефектного ансамбля [7–8], присутствие в системе лабильной компоненты, в свою очередь способствующей возникновению разного рода релаксационных процес-

сов и формированию кластерных включений, процессов восходящей диффузии и др. [9–12].

С учетом сказанного выше чрезвычайно актуальным представляется проведение исследований на монокристаллических образцах с заданной топологией дефектной структуры, что позволяет разделять вклады различных дефектов в разного рода физические процессы, в том числе электротранспортные.

Проведение измерений поперек проводящих слоев позволяет минимизировать рассеяние носителей заряда на границах двойников (ДГ). Последние, как известно [8,13,14], возникают в ВТСП в результате сегнетоэластического тетра–орто перехода в процессе насыщения образцов кислородом. ДГ располагаются в кристалле поперек проводящих  $\text{Cu}$ – $\text{O}$  плоскостей (вдоль оси  $c$ )

[8,13], что способствует перколяции носителей заряда при измерении поперечного электротранспорта. Это в свою очередь позволяет проанализировать механизмы рассеяния в наиболее «чистом» виде.

В работах [15–18] нами показано, что температурная зависимость электрического сопротивления, как в плоскости слоев, так и вдоль оси  $c$ , монокристаллов  $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  в интервале  $T_c$ –300 К — результат рассеяния электронов фононами и дефектами, флуктуационной проводимости, а также перехода к «полупроводниковому» типу сопротивления при увеличении содержания празеодима  $y$ . Этот переход связан с переходом от режима, где сопротивление изменяется вследствие изменения средней длины свободного пробега, к режиму, где изменение сопротивления обусловлено изменением электронной структуры материала.

Ясно, что при таком сложном поведении следует анализировать в первую очередь анизотропию механизмов проводимости и рассеяния носителей заряда. Именно такая анизотропия и приводит к анизотропии общего сопротивления, что и было показано в [17,18] для  $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

В [19] было показано, что все указанные механизмы проводимости и рассеяния носителей заряда определяют также и сопротивление монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  в плоскости слоев при изменении  $\delta$ . В настоящей работе мы проанализировали сопротивление этих же монокристаллов перпендикулярно слоям и, используя результаты [19], определили анизотропию механизмов проводимости и рассеяния носителей заряда для  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

### 1. Эксперимент

Приготовление образцов описано в [19]. Монокристаллы  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  выращены раствор-расплавным методом в золотом тигле при температурах 850–970 °С. Для получения образцов с оптимальным содержанием кислорода кристаллы отжигали в течение 5 суток в потоке кислорода при температуре 400 °С. Для уменьшения содержания кислорода образцы отжигали в течение 3–5 суток в потоке кислорода при более высоких температурах. Типичные размеры монокристаллов  $2 \times 0,3 \times 0,02$  мм, наименьшие размеры кристаллов соответствовали направлению  $c$ -оси. Электрическое сопротивление измеряли на постоянном токе в восьмиконтактной геометрии, воспроизводящей метод Монтгомери [15,20].

### 2. Результаты и их обсуждение

#### 2.1. Температурная зависимость поперечного сопротивления

Исследовано сопротивление вдоль оси  $c$  в интервале температур  $T_c$ –300 К семи монокристаллических об-

разцов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  с различными значениями  $\delta$  ( $0,02 < \delta < 0,57$  [21]), обеспечивающими изменение  $T_c$  от 93 до 33 К. В [19] сопротивление этих же семи образцов изучено в плоскости  $ab$  в том же интервале температур. Поскольку температурные зависимости сопротивления  $\rho(T)$  для всех образцов качественно подобны, на рис. 1 приведены  $\rho(T)$  только части образцов.

Анализ экспериментальных зависимостей  $\rho(T)$  показал, что эти зависимости могут быть аппроксимированы эмпирическим соотношением, описывающим «полупроводниковый» ход сопротивления и возникновение флуктуационной проводимости при приближении к  $T_c$  [19,22]:

$$\sigma_c(T) = \rho_n^{-1} + \Delta\sigma_c^{AL};$$

$$\rho_n = \frac{\rho_0(1 + BT^2)}{1 - n[1 - \exp(-(\Delta E/kT)^m)]}. \quad (1)$$

Постоянный вклад в сопротивление  $\rho_0 = \text{const}$  мы связываем с дефектами;  $n$  — доля «полупроводниковой» фазы; наличие показателя  $m$  обусловлено тем обстоятельством, что в [23] для этой системы была обнаружена проводимость с переменной длиной прыжка — закон «1/2»;  $\Delta E$  — энергия активации. При  $n = 1$  — только «полупроводниковая» фаза [24,25]:

$$\rho_n = \rho_0(1 + BT^2) \exp((\Delta E/kT)^m) = 1/\sigma = 1/en_0\mu;$$

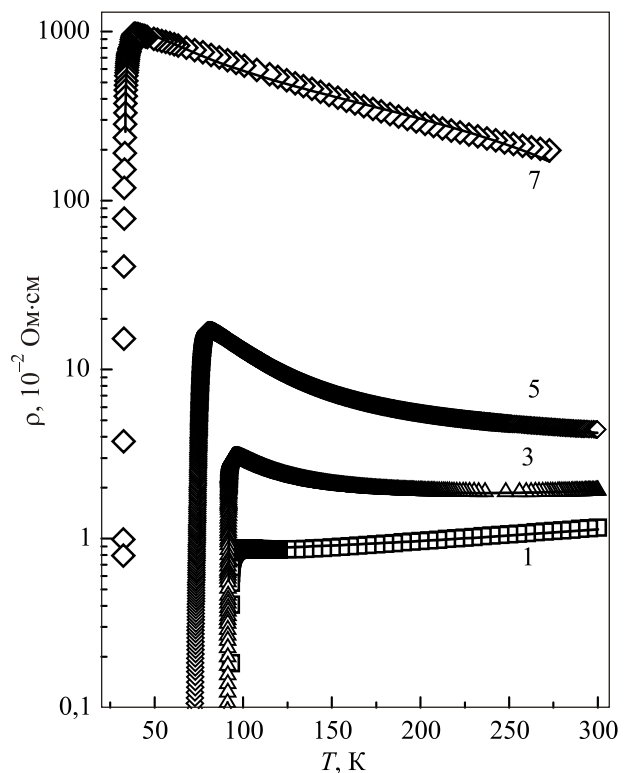


Рис. 1. Поперечное сопротивление монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . Точки — эксперимент; линии — подгонка в соответствии с (1), (2). Нумерация образцов соответствует табл. 1.

Таблица 1. Подгоночные параметры сопротивления монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  поперек слоев в соответствии с (1), (2)

Параметр	1	2	3	4	5	6	7
$T_c$ , К	93,07	93,30	91,80	80,32	75,77	54,01	33,40
$\rho_0$ , $10^{-3}$ Ом·см	8,36	8,31	8,585	20,40	24,9	89,9	2175
$n$	0	0,876	1	1	1	1	1
$\Delta/k$ , К	—	63,25	116,4	158,3	163,5	204	114
$m$	—	0,99	1	1	1	0,593	0,652
$B$ , $10^{-6}$ К $^{-2}$	3,95	4,72	5,8	0,20	-0,20	-4,0	-7,45
$\xi_{ab}(0)$ , Å	56	60	81	108	109	125	477
$\Delta T_{\text{fluct}}$ , К	0,99	0,80	0,83	1,38	2,31	20,7	15,93
Погрешность, %	0,71	1,03	1,07	1,79	1,86	3,55	3,76

$n_0$  — концентрация электронов проводимости,  $\mu = [\rho_0(1 + BT^2)]^{-1}$  — подвижность.

Для флуктуационной проводимости использована 3D-модель Асламазова–Ларкина [26]:

$$\Delta\sigma_c^{AL} = \frac{se^2}{32\hbar\xi_{ab}^2(0)\sqrt{2\varepsilon_0}\text{sh}(2\varepsilon/\varepsilon_0)}. \quad (2)$$

Гиперболический синус в (2) введен для ограничения области влияния флуктуационной проводимости [27];  $\varepsilon = \ln(T/T_c)$  — приведенная температура;  $T_c$  — критическая температура ( $T > T_c$ );  $\xi_{xy}(0)$  — длина когерентности в  $ab$ -плоскости при  $T \rightarrow 0$ ;  $s$  — межплоскостное расстояние ( $s = 11,7$  Å [28]),  $\varepsilon_0 = \ln(T_{\text{fluct}}/T_c)$ ,  $T_{\text{fluct}}$  — характеристическая температура, которая определяет появление сверхпроводящих флуктуаций.

Отметим, что, согласно [29], возникновение флуктуационных куперовских пар выше  $T_c$  вызывает уменьшение плотности одноэлектронных состояний на уровне Ферми, т.е. возникновение псевдощели при  $T \approx T_{\text{fluct}}$ . Однако учесть соответствующее изменение нормального сопротивления трудно, так как параллельно действует гораздо более сингулярная флуктуационная проводимость, которая и определяет  $\rho(T)$  вблизи  $T_c$ .

В табл. 1 приведены значения параметров, которые обеспечивают минимальную погрешность подгонки.

Сравнение с [19] показывает, что сопротивление в плоскости  $ab$  ограничено в первую очередь рассеянием носителей заряда на фононах и дефектах решетки, в то время как вдоль оси  $c$  наблюдается только «полупроводниковая» температурная зависимость сопротивления.

### 2.2. Сверхпроводящий переход

Температуру сверхпроводящего перехода  $T_c$  определяли по положению максимума температурной производной электрического сопротивления. На рис. 2 показаны температурные зависимости производных  $d\rho/dT$  вдоль оси  $c$  в области сверхпроводящего перехода, соответствующие рис. 1.

Видно, что по мере роста кислородного дефицита  $\delta$  максимумы  $d\rho/dT$  вдоль оси  $c$  смещаются в область низких температур и расширяются. Максимумы 6 и 7 расщепляются, что свидетельствует о распаде образца на две сверхпроводящие фазы при соответствующих величинах  $\delta$  ( $T_c < 60$  К).

В плоскости слоев [19] только образец № 1 достаточно однородный, а все другие, начиная с  $\delta \approx 0,06$ , демонстрируют наличие по крайней мере двух сверхпроводящих фаз. Для многофазных образцов  $T_c$  определяли по положению большего максимума температурной производной.

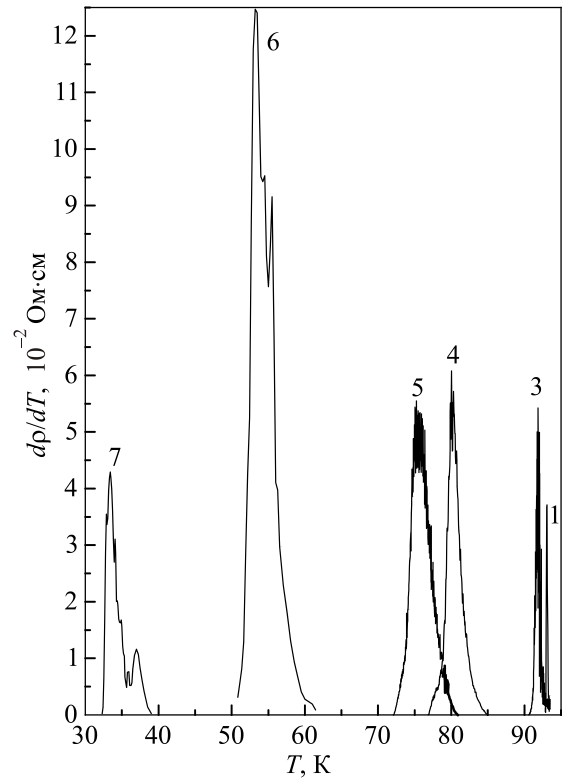


Рис. 2. Производные  $d\rho/dT$  вдоль оси  $c$  в области сверхпроводящего перехода. Нумерация кривых соответствует рис. 1 и табл. 1. Кривая 2 не показана для простоты.

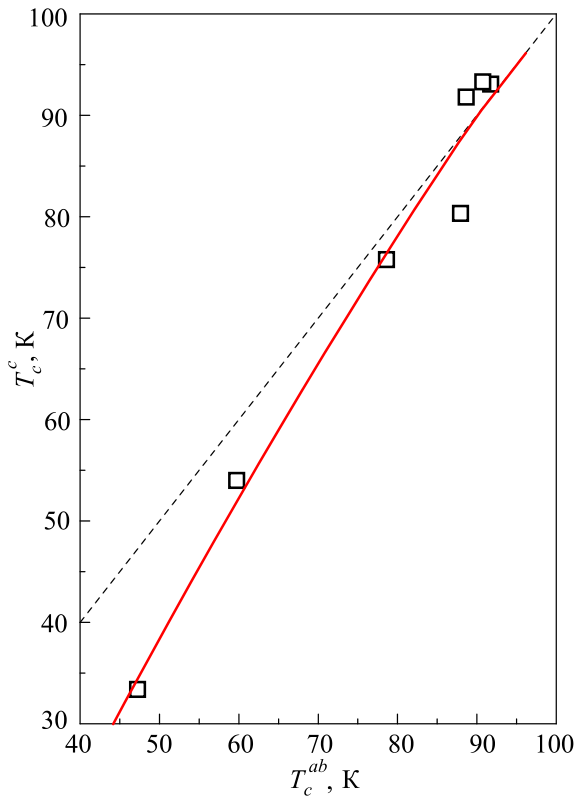


Рис. 3. Анизотропия  $T_c$ . Штриховая линия — случай отсутствия анизотропии:  $T_c^c = T_c^{ab}$ .

То обстоятельство, что в области сверхпроводящего перехода производные  $dp/dT$  вдоль оси  $c$  показывают распад на фазы при больших значениях  $\delta$  (меньших  $T_c$ ), чем в плоскости  $ab$ , свидетельствует о наличии преимущественной ориентации зарождающихся областей новой фазы. Такая преимущественная ориентация может быть вызвана тем, что новая фаза зарождается на двойниках, которые ориентированы вдоль оси  $c$  монокристалла и под углом  $45^\circ$  по отношению к осям  $a$  и  $b$  [8]. При измерении электросопротивления вдоль  $c$ -оси существуют, вероятно, перколяционные пути протекания тока по высокотемпературной фазе.

Поскольку электрическое сопротивление многофазного проводника обусловлено главным образом объемными долями фаз и их сопротивлениями, а также явлениями перколяции, использованный нами способ определения  $T_c$  дает значения, зависящие от фазового состава и строения образца, но достаточно близкие к реальным. Неоднородность образца может приводить к анизотропии  $T_c$  [18,30]. На рис. 3 эта анизотропия  $T_c$  представлена в координатах  $T_c^c - T_c^{ab}$ . Естественно, что анизотропия  $T_c$  увеличивается с ростом кислородного дефицита, т.е. с ростом неоднородности образца.

### 2.3. Сопротивление в нормальном состоянии

Параметры подгонки температурной зависимости поперечного сопротивления монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  в соответствии с (1), (2) приведены на рис. 4 и 5 в зави-

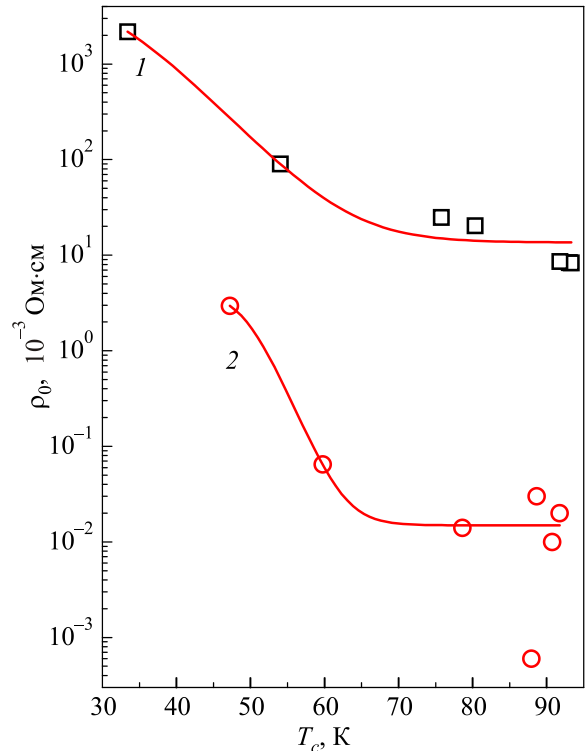


Рис. 4. Анизотропия сопротивления  $\rho_0$ : вдоль оси  $c$  (1); в плоскости  $ab$  [19] (2).

симости от  $T_c^c$ . Для сравнения на рис. 4 приведены аналогичные параметры для  $ab$ -плоскости в зависимости от  $T_c^{ab}$  для данных [19]. Такая форма представления связана с тем, что мы определяли  $T_c^c$  и  $T_c^{ab}$ , но связь между  $T_c^c$  и  $\delta$  нам неизвестна.

Значительное возрастание  $\rho_0$  при увеличении  $\delta$  (понижении  $T_c$ ) как вдоль оси  $c$ , так и в плоскости  $ab$  (рис. 4) может быть связано с неоднородностью образцов. Анизотропия  $\rho_0$  велика:  $\rho_0^c/\rho_0^{ab} \propto 10^2 - 10^3$ , но демонстрирует тенденцию к уменьшению при увеличении  $\delta$  (понижении  $T_c$ ).

Температурная зависимость сопротивления образца № 1 не содержит экспоненты ( $n = 0$ , см. табл. 1), т.е. эта зависимость переходная от «металлической» к «полупроводниковой». В этом случае выше  $T_c$  зависимость  $\rho(T) \sim T^2$  в соответствии с (1). С ростом  $\delta$  (образцы № 2–7)  $n \rightarrow 1$ , т.е. сопротивление приобретает полностью «полупроводниковый» характер.

При больших  $\delta$  (см. табл. 1) показатель  $m$  приближается к значению  $m \approx 1/2$ . В [31] показано, что закон «1/2» — следствие туннелирования носителей заряда между фазовыми областями различных размеров, существующими в реальных системах. Можно предположить, по аналогии с [18], что причиной уменьшения  $m$  является усиление неоднородности образца.

Поведение параметров  $B$  и  $\Delta E$  при изменении кислородного дефицита показано на рис. 5.

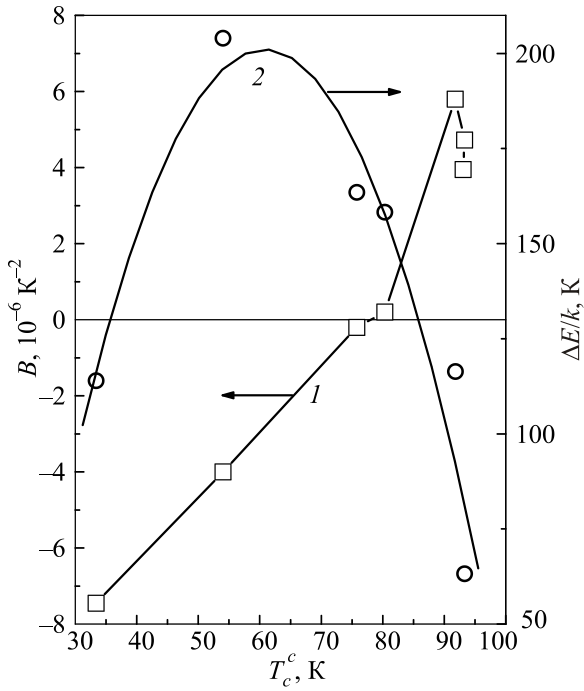


Рис. 5. Изменение «полупроводниковых» параметров  $B$  и  $\Delta E$  в зависимости от  $T_c^c(\delta)$ .

Параметр  $B$  характеризует температурную зависимость подвижности  $\mu$ , обусловленную различными процессами рассеяния носителей заряда [24,25]. Если  $\mu$  увеличивается с ростом температуры ( $B < 0$ ), то преобладает рассеяние на ионизированных примесях, в на-

шем случае — на ионах кислорода; если  $\mu$  уменьшается с ростом температуры ( $B > 0$ ), то преобладает рассеяние на фононах [24]. Таким образом, изменение параметра  $B$  показывает, что при больших  $\delta$  (низкие  $T_c$ ) носители заряда рассеиваются на дефектах, а при малых  $\delta$  (высокие  $T_c$ ) преобладает рассеяние на фононах.

Изменение энергии активации  $\Delta E$  связано, вероятно, с неоднородностью образцов.

#### 2.4. Флуктуационная проводимость

Зависимости от  $T_c(\delta)$  длины когерентности и температурной области существования флуктуационных пар  $\Delta T_{\text{fluct}}$  показаны на рис. 6.

Из табл. 1 и рис. 6(a) видно, что  $\xi_{ab}(0)$  растет при увеличении  $\delta$  (понижении  $T_c$ ).  $\xi_c(0) \ll s$  (межплоскостное расстояние) и от  $\delta$  практически не зависит. Эти результаты свидетельствуют о значительной анизотропии длины когерентности ( $\xi_{ab}(0)/\xi_c(0) \sim 10^2$ ), а также о том, что движение флуктуационных пар трехмерное.

Отметим, что, как было показано в [19], для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  корреляция между  $T_c$  и температурой Дебая  $\theta$ , описываемая формулой Макмиллана

$$T_c = \frac{\theta}{1,45} \exp \left[ \frac{-1,04(1+\lambda)}{-\mu^*(1+0,62)} \right],$$

где  $\lambda$  — константа электрон-фононного взаимодействия,  $\mu^*$  — кулоновский псевдопотенциал, вполне корректна только для  $T_c^{ab} \leq 65$  К ( $\delta > 0,3$ ). В этой области

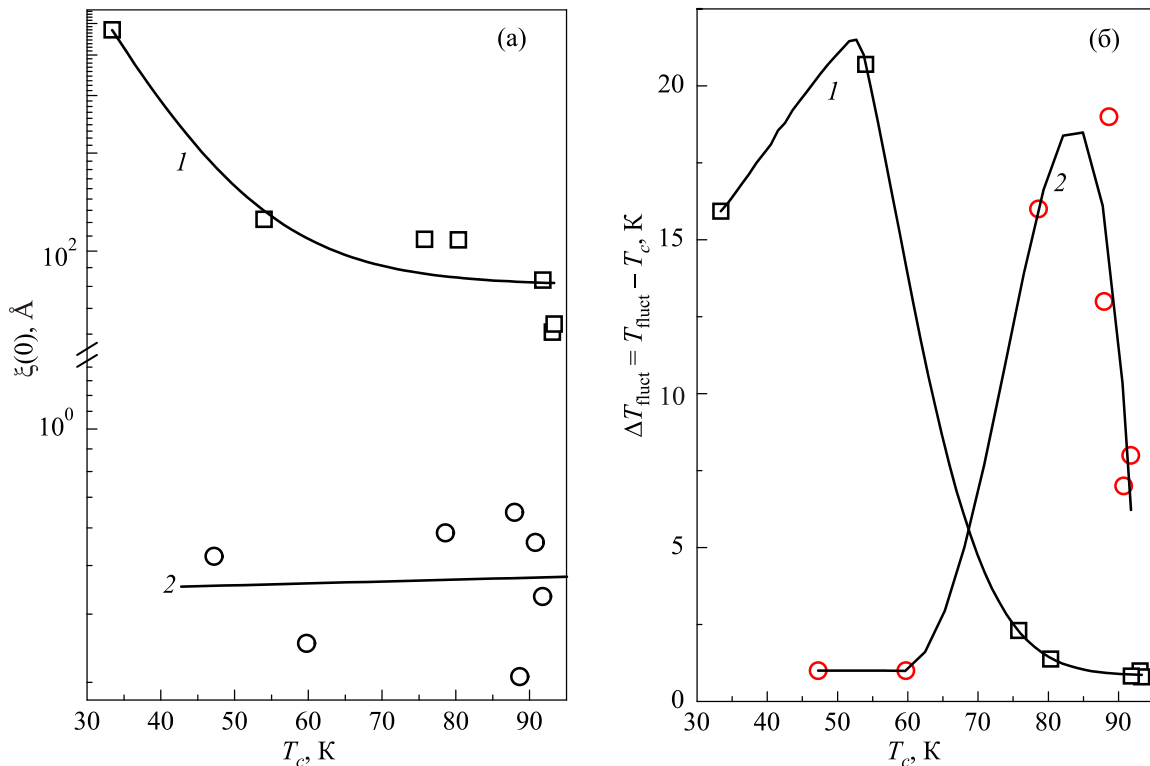


Рис. 6. Анизотропия параметров флуктуационной проводимости монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ : длины когерентности  $\xi(0)$  (a); ширины флуктуационной области  $\Delta T_{\text{fluct}}$  [24] (б); вдоль оси  $c$  (1); в плоскости  $ab$  (2) [19].

величина  $\lambda$  для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  близка к таковой для обычного сверхпроводника с сильной связью.

Параметр  $\Delta T_{\text{fluct}}$  характеризует, согласно [27], область существования флуктуационных пар и, следовательно [29], область существования псевдощели. Кривые  $\Delta T_{\text{fluct}} = f(T_c(\delta))$  имеют максимум, происхождение которого связано с тем, что при высоких  $T_c$  (низкие  $\delta$ ) образованию флуктуационных пар препятствует высокая температура. Высокие значения кислородного дефицита  $\delta$ , уменьшающие  $T_c$  вплоть до разрушения сверхпроводящего состояния, также препятствуют образованию флуктуационных пар.

### Выводы

Сопротивление монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  поперек слоев адекватно описывается эмпирическим соотношением, включающим «полупроводниковый» ход сопротивления и флуктуационную проводимость вблизи  $T_c$ . В отличие от сопротивления в плоскости  $ab$ , где температурная зависимость сопротивления в нормальном состоянии обусловлена процессами рассеяния, температурная зависимость сопротивления вдоль  $c$ -оси в нормальном состоянии обусловлена как изменением числа носителей заряда, так и процессами их рассеяния. При малых  $\delta$  (высокие  $T_c$ ) носители заряда рассеиваются преимущественно на фононах, а при больших  $\delta$  (низкие  $T_c$ ) преобладает рассеяние на дефектах.

Неоднородность образцов вызывает анизотропию  $T_c$  и прыжковую проводимость с переменной длиной прыжка между разными фазами.

Анизотропии длины когерентности  $\xi_{ab}(0)/\xi_c(0)$  порядка  $10^2$ .

1. M.V. Sadovskii, I.A. Nekrasov, E.Z. Kuchinskii, T. Pruschke, and V.I. Anisimov, *Phys. Rev. B* **72**, 155105 (2005).
2. R.V. Vovk, G.Y. Khadzhai, and O.V. Dobrovolskiy, *Solid State Commun.* **204**, 64 (2015).
3. T.A. Friedmann, J.P. Rice, J. Giapintzakis, and D.M. Ginsberg, *Phys. Rev. B* **39**, 4258 (1989).
4. A. Solovjov, M. Tkachenko, R. Vovk, and A. Chroneos, *Physica C* **501**, 24 (2014).
5. R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Y. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, and Z.F. Nazarov, *Curr. Appl. Phys.* **14**, 1779 (2014).
6. A. Chroneos, I.L. Goulatis, and R.V. Vovk, *Acta Chim. Sloven.* **54**, 179 (2007).
7. R. Reyers and T.M. Show, *Solid State Phys.* **42**, 150 (1989).
8. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, Z.F. Nazarov, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and V.M. Pinto Simoes, *J. Mater. Sci. – Mater. Electron.* **23**, 1255 (2012).
9. J.D. Jorgensen, S. Pei, P. Lightfoot, H. Shi, A.P. Paulikas, and B.W. Veal, *Physica C* **167**, 571 (1990).
10. R. Vovk, N. Vovk, A. Samoilov, I. Goulatis, and A. Chroneos, *Solid State Commun.* **170**, 6 (2013).

11. S. Sadewasser, J.S. Schilling, A.P. Paulikas, and B.W. Veal, *Phys. Rev. B* **61**, 741 (2000).
12. М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, Р.В. Вовк, А.А. Продан, *ФНТ* **23**, 1178 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 882 (1997)].
13. M. Sarikaya and R. Kikuchi, *Physica C* **152**, 161 (1988).
14. А.В. Бондаренко, А.А. Продан, М.А. Оболенский, Р.В. Вовк, Т.П. Ароури, *ФНТ* **27**, 463 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 339 (2001)].
15. Г.Я. Хаджай, Н.Р. Вовк, Р.В. Вовк, *ФНТ* **40**, 630 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 488 (2014)].
16. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, Z.F. Nazarov, and I.L. Goulatis, *Materials Research Express* **1**, 026303 (2014).
17. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, and O.V. Dobrovolskiy, *Physica B* **451**, 84 (2014).
18. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, and O.V. Dobrovolskiy, *Appl. Phys. A* **117**, 997 (2014).
19. R.V. Vovk, G.Y. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, N.R. Vovk, and Z.F. Nazarov, *J. Mater. Sci. Mater. Electron.* Nos. 1–6 (2014); <http://dx.doi.org/10.1007/s10854-014-2558-y>.
20. H.C. Montgomery, *J. Appl. Phys.* **42**, 2971 (1971).
21. W.N. Hardy and B.X. Yang, *Physica C* **176**, 261 (1991).
22. R.V. Vovk, N.R. Vovk, O.V. Shekhovtsov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 085017 (2013).
23. R.V. Vovk, Z.F. Nazarov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Modern Phys. Lett. B* **26**, 1250163 (2012).
24. Р. Смит, *Полупроводники*, пер. с англ., Мир, Москва (1982).
25. П.С. Киреев, *Физика полупроводников*, Высшая школа, Москва (1975).
26. L.G. Aslamazov and A.I. Larkin, *Phys. Lett. A* **26**, 238 (1968).
27. B. Leridon, A. Défossez, J. Dumont, J. Lesueur, and J.P. Contour, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197007-1 (2001).
28. 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).
29. V.A. Larkin and A. Varlamov, *Theory of Fluctuations in Superconductors*, Oxford University Press, USA (2009).
30. В.Н. Зверев, Д.В. Шовкун, И.Г. Науменко, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 309 (1998).
31. Е.З. Мейлихов, *ЖЭТФ* **115**, 1484 (1999).

Transversal electric resistance of the  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  single crystals at the different values of oxygen deficit

G.Ya. Khadzhai, R.V. Vovk, and Z.F. Nazarov

The resistivity of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  single crystals is investigated across the layers in the temperature range  $T_c$ –300 K and in the range of  $\delta$  values, which provides a change of  $T_c$  from 93 to 33 K. The temperature dependence of the resistivity is adequately described by the empirical relationship, including the “semiconduc-

tor" course and fluctuation conductivity in the Aslamazov–Larkin 3D model near  $T_c$ . At high  $T_c$  the charge carriers are scattered mainly by phonons. At low  $T_c$  dominates the scattering by defects; the coherence length,  $\xi_{ab}(0)$ , and the electron–phonon interaction constant,  $\lambda$ , reach the values characteristic of conventional (low-temperature) superconductors with strong coupling. The heterogeneity of the samples

causes anisotropy of  $T_c$  and the hopping conduction with variable jump length between different phases.

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

Keywords:  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  single crystals,  $c$ -axis resistance, coherence length, Aslamazov–Larkin 3D model, scattering of electrons.