

Проводимость монокристаллов $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в широком интервале температур и концентраций Pr

Г.Я. Хаджай, Н.Р. Вовк, Р.В. Вовк

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

Статья поступила в редакцию 6 ноября 2013 г., после переработки 13 января 2014 г.,
опубликована онлайн 21 апреля 2014 г.

В интервале T_C –300 К исследовано электросопротивление в плоскости слоев монокристаллов $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ высокой степени совершенства с различным содержанием празеодима, обеспечивающим изменение T_C от 92 до 52 К. Экспериментальные данные аппроксимированы выражением, учитывающим рассеяние электронов на фононах, дефектах, а также флуктуационную проводимость в 3D-модели Асламазова–Ларкина. По данным аппроксимации, в зависимости от содержания празеодима температура Дебая изменяется в пределах 350–370 К. Поперечная длина когерентности ~ 1 Å.

В інтервалі T_C –300 К досліджено електроопір в площині шарів монокристалів $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ високого ступеня досконалості з різним вмістом празеодіма, що забезпечує зміну T_C від 92 до 52 К. Експериментальні дані апроксимовано виразом, що враховує розсіювання електронів на фононах, дефектах, а також флуктуаційну провідність в 3D-моделі Асламазова–Ларкіна. За даними апроксимації, в залежності від змісту празеодіма температура Дебая змінюється в межах 350–370 К. Поперечна довжина когерентності ~ 1 Å.

PACS: 74.72.–h Купратные сверхпроводники.

Ключевые слова: монокристаллы $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, рассеяние электронов на фононах и дефектах, 3D-модели Асламазова–Ларкина.

Введение

Несмотря на то, что с момента открытия ВТСП в 1986 году [1] прошло уже более 27 лет, микроскопический механизм этого уникального явления окончательно не выяснен. Согласно современным представлениям [2], ключом к пониманию природы ВТСП могут служить необычные явления, наблюдаемые в высокотемпературных сверхпроводниках в нормальном (несверхпроводящем) состоянии. В области резистивных свойств к их числу можно отнести флуктуационную (ФП) [3,4] и псевдощелевую (ПЩ) [5,6] аномалии, некогерентный электротранспорт [7–10], переходы металл–изолятор [11–13] и другие. Важнейшую роль при этом играет точное определение механизмов рассеяния носителей заряда и физических параметров, наиболее существенно влияющих на электротранспорт в ВТСП купратах. Наиболее перспективными для исследований в этом аспекте являются ВТСП соединения так называемой системы 1–2–3 $ReBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($Re = Y$ или другой редкоземельный элемент). Это обусловлено сразу несколькими причинами: такие соединения имеют относительно высокую критическую температуру $T_C \approx 90$ К, превышающую по сво-

ему значению температуру жидкого азота [14]; их проводящие свойства можно относительно просто варьировать путем замещения составляющих [15] и изменения содержания кислорода [16,17]; можно относительно легко получить их литые и монокристаллические образцы [18,19]. Последнее обстоятельство имеет решающее значение для экспериментальных исследований. Как известно, замена иттрия другими редкоземельными элементами, как правило, не оказывает существенного влияния на электротранспортные параметры этих соединений [20–22]. Исключение составляет только замена иттрия на празеодим (так называемая аномалия празеодима), которая приводит к подавлению [23–25] проводящих характеристик по мере увеличения процентного содержания последнего. При содержании празеодима $y \geq 0,6$ соединение $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ полностью теряет сверхпроводящие свойства [23] и становится антиферромагнитным изолятором. В настоящее время существует ряд теоретических моделей, объясняющих такое поведение. Наиболее известными из них являются так называемые «hole filling model» [26], «pair breaking phenomena» [27], модели, предполагающие локализацию дырочных носителей [28] и обусловленные взаимодействием с ионами празеодима различ-

ные механизмы перестройки зонных состояний [29–31]. Несмотря на то, что в литературе накоплен достаточно обширный материал, посвященный исследованию влияния празеодима на электротранспорт соединений $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [32], интенсивные дискуссии по этому вопросу продолжаются до сих пор. Определенную роль при этом играет тот факт, что значительная часть экспериментального материала получена на пленочных [33] и поликристаллических [34,35] образцах весьма различной технологической предыстории. Исследование нормальной и флуктуационной проводимости в монокристаллах $Y_{1-y}Pr_yBaCuO$ высокой степени совершенства представляет большой интерес, поскольку в таких, наиболее чистых, объектах появляется возможность контролируемым образом варьировать параметры рассеяния и электропроводности путем изменения концентрации празеодима [10–14,20,23]. В настоящей работе исследованы температурные зависимости электросопротивления монокристаллических образцов $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в широком интервале концентраций празеодима ($0 \leq y \leq 0,4$).

1. Эксперимент

Монокристаллы $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ выращивали раствор-расплавным методом в золотом тигле при температуре 850–970 °С, как это подробно описано в [9,19]. Характерные размеры образцов составляли $2 \times 0,3 \times 0,02$ мм. Наименьший размер кристалла соответствовал оси c . Для получения образцов с оптимальным содержанием кислорода, $\delta \leq 0,1$, отобранные кристаллы отжигали в

потоке кислорода при температуре 400 °С в течение пяти суток. Для уменьшения содержания кислорода образцы отжигали в течение трех–пяти суток в потоке кислорода при более высоких температурах.

Электроконтакты изготавливали из серебряных проводников, которые подсоединяли к поверхности кристаллов при помощи серебряной пасты. Измерения электросопротивления проводили в плоскости слоев стандартным четырехконтактным методом на постоянном токе 1 мА при двух противоположных направлениях тока в нулевом магнитном поле. При этом геометрия образца была такова, что вектор транспортного тока ориентирован под углом 45° по отношению к плоскости границ двойников (ДГ). Температуру измеряли медь-константановой термпарой, напряжение на образце и образцовом сопротивлении — нановольтметрами В2-38. Данные с вольтметров через интерфейс автоматически передавались на компьютер. Измерения проводили в режиме дрейфа температуры, который составлял около 0,1 К/мин при измерениях вблизи T_C и около 5 К/мин при $T > T_C$. При этом все измерения проводили спустя трое суток после завершения отжига, что обеспечивало равновесное распределение кислорода по объему образца при комнатной температуре [21].

2. Результаты и их обсуждение

Полученные температурные зависимости электросопротивления для различных концентраций празеодима приведены на рис. 1(а).

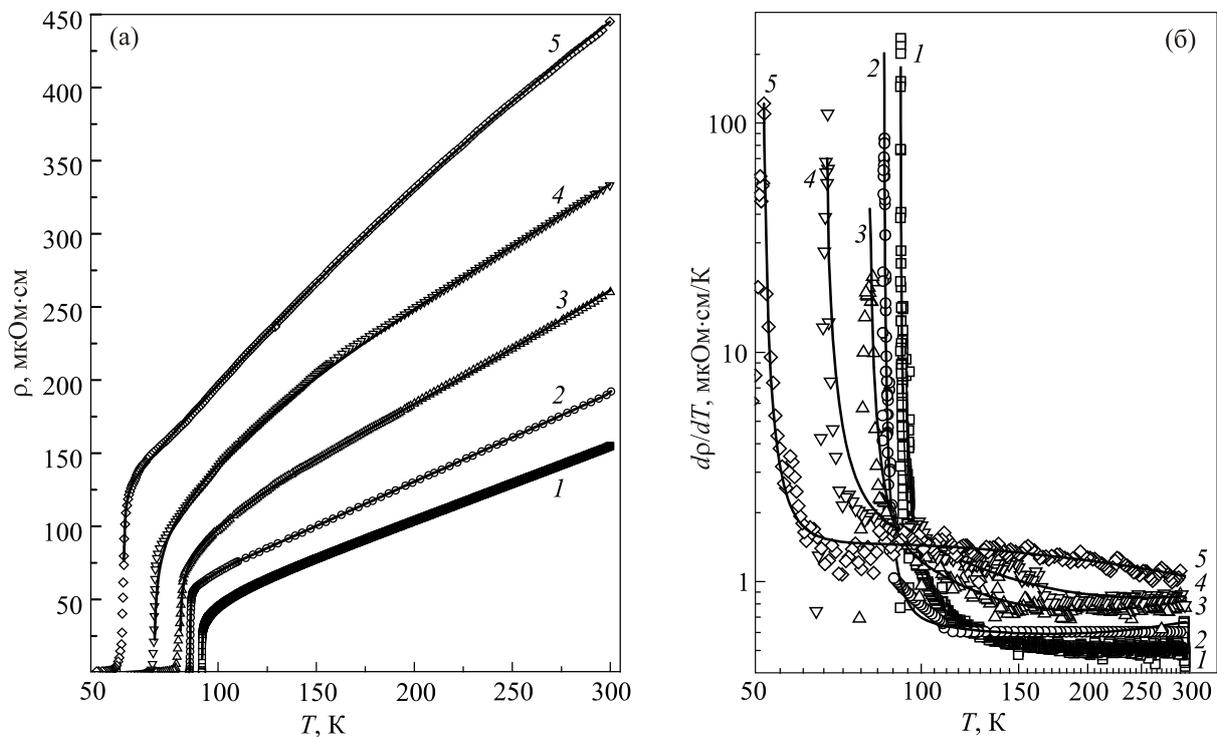


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления ρ (а) и производных dp/dT (б) при разных концентрациях празеодима: $y = 0$ (1), 0,05 (2), 0,19 (3), 0,23 (4), 0,34 (5). Точки — эксперимент, линии — аппроксимации в соответствии с (1), (2).

При анализе этих зависимостей нужно учесть следующие обстоятельства.

1) Важную роль в рассеянии электронов играют фононы и дефекты структуры. Рассеяние на фононах приводит при высоких температурах ($T \geq \theta$, θ — температура Дебая) к почти линейной зависимости сопротивления от температуры. Поскольку для ВТСП высокой степени совершенства при высоких температурах часто наблюдается именно такая температурная зависимость, поиск фононного рассеяния в ВТСП материалах является естественным (см., например, [36]).

2) С ростом температуры производные $d\rho/dT$ (рис. 1(б)) стремятся к постоянному значению при $T \gg \theta$, но в области T_C-300 К они еще заметно изменяются, т.е. линейная температурная зависимость сопротивления отсутствует вплоть до 300 К.

3) При понижении температуры фононное сопротивление отклоняется вниз от высокотемпературной экстраполяции ($\rho \propto T$) уже при $T \leq \theta/3$ [37], где может проявляться и флуктуационная проводимость. Поэтому установить экспериментально область существования флуктуационной проводимости довольно сложно.

Мы аппроксимировали температурные зависимости сопротивления исследованных монокристаллов в интервале T_C-300 К выражением, учитывающим рассеяние электронов на фононах ($s-d$ -процессы) [38], дефектах, а также флуктуационную проводимость, причем наименьшую погрешность дает использование для последней 3D-модели Асламазова–Ларкина [39]. Поэтому общее выражение для проводимости имеет вид

$$\sigma = \rho_{ph}^{-1} + \Delta\sigma_{AL}; \quad \rho_{ph} = (\rho_0 + \rho_3)(1 - b_0 T^2);$$

$$\rho_3 = C_3 \left(\frac{T}{\theta}\right)^{3\theta/T} \int_0^{\theta/T} \frac{x^n e^x}{(e^x - 1)^2} dx. \quad (1)$$

Здесь ρ_0 — остаточное сопротивление, характеризующее рассеяние на дефектах; ρ_3 — вклад в сопротивление за счет межзонного ($s-d$ -процессы) рассеяния на фононах; b_0 зависит от формы кривой плотности электронных состояний, эффективных масс носителей заряда и энергии Ферми [40,41].

$$\Delta\sigma_{AL} = \frac{e^2}{16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\varepsilon_0\text{sh}(2\varepsilon/\varepsilon_0)}}. \quad (2)$$

Такое выражение для флуктуационной проводимости выбрано для ограничения области ее влияния [42], $\varepsilon = \ln(T/T_C)$ — приведенная температура, T_C — критическая температура в приближении среднего поля, $T > T_C$, ξ_c — поперечная длина когерентности, $\varepsilon_0 = \ln(T^*/T_C)$ определяет температурный интервал сверхпроводящих флуктуаций, T^* — характеристическая температура, определяющая вместе с $\xi_c(0)$ коллапс сверхпроводящих флуктуаций.

Оптимальный набор параметров аппроксимации, обеспечивающий среднюю по интервалу T_C-300 К погрешность около 1%, приведен в табл. 1. Отметим, что производные $d\rho/dT$, вычисленные из (1), адекватно аппроксимируют поведение $d\rho/dT$, вычисленных из экспериментальных данных (рис. 1(б)).

Аппроксимирующие кривые изображены на рис. 1 сплошными линиями.

На рис. 2 приведены зависимости параметров рассеяния и флуктуационной проводимости от концентрации празеодима.

Отметим, что определение остаточного сопротивления $\rho_0 = \rho_{sc}(T \rightarrow 0)$ путем экстраполяции к $T = 0$ приводит к большей погрешности в определении этого параметра по сравнению с другими. Кроме того, на ρ_0 может влиять и пространственная неоднородность, связанная с наличием малых включений другой фазы [40]. Тем не менее зависимость $\rho_0(y)$ может быть описана правилом Нордхейма $\rho_0(y) \propto y(1-y)$ (рис. 2(а), кривая 2) по крайней мере качественно, т.е. остаточное электросопротивление определяется главным образом дефектностью решетки, достигающей максимума при $y \approx 0,5$ (см., например, [43]).

Значения температуры Дебая θ соответствуют литературным данным [37,44]. Зависимость $\theta(y)$ проходит через невысокий размытый максимум в области $y \sim 0,15$. Поскольку $\Delta\theta(y)/\theta \approx -\alpha\Delta V(y)/V + \beta\Delta f/f$ (ΔV — изменение объема элементарной ячейки, Δf — изменение силовых констант), а все параметры решетки

Таблица 1. Параметры аппроксимации

T_C , К	91,74	85,66	80,54	67,46	51,76
y	0	0,05	0,19	0,23	0,34
ρ_0 , Ом·см	$2,12 \cdot 10^{-5}$	$4,50 \cdot 10^{-5}$	$8,13 \cdot 10^{-5}$	$1,42 \cdot 10^{-4}$	$1,264 \cdot 10^{-4}$
C_3 , Ом·см	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$3,32 \cdot 10^{-4}$	$3,97 \cdot 10^{-4}$	$4,61 \cdot 10^{-4}$	$8,68 \cdot 10^{-4}$
θ , К	352	366	366	367	358
b_0 , К ⁻²	$2 \cdot 10^{-8}$	$1,28 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$6,95 \cdot 10^{-7}$	$-5,65 \cdot 10^{-7}$
ξ_{c0} , Å	0,688	1,74	0,747	0,493	2,56
ε_0	0,087	0,23	0,207	0,306	0,305
$\Delta T = T^* - T_C$, К	8,3	22,2	18,5	24,1	18,5
Погрешность, %	0,6	1,0	0,7	2,0	0,5

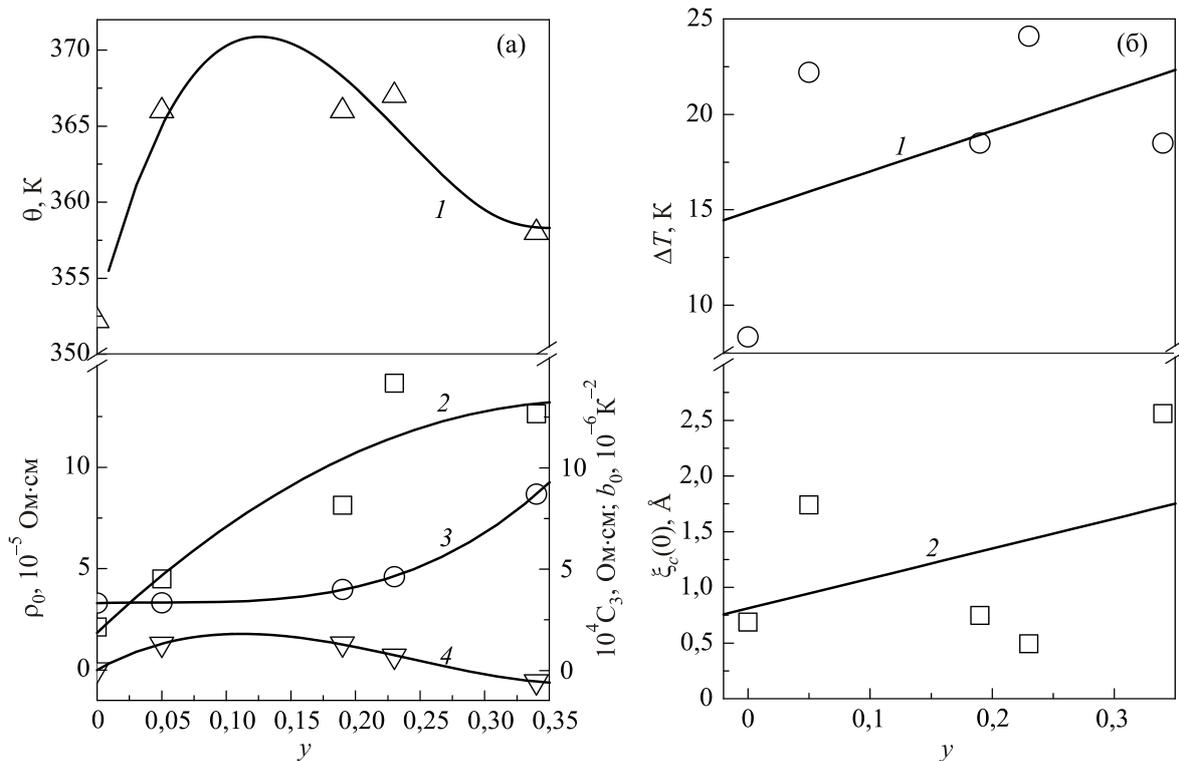


Рис. 2. Зависимость параметров аппроксимации по (1), (2) от концентрации празеодима. (а) Рассеяние на примесях и фононах: θ (1), ρ_0 (2), C_3 (3), b_0 (4). (б) Флуктуационная проводимость: ΔT (1); $\xi_c(0)$ (2).

$Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-x}$ растут с увеличением y (по крайней мере для $x \sim 0,1$) [27], при малых содержаниях празеодима главную роль играет изменение межатомного взаимодействия ($\beta\Delta f/f$), но при $y > 0,23$ преобладает влияние расширения решетки (слагаемое $-\alpha\Delta V(y)/V$). Таким образом, максимум $\theta(y)$ обусловлен конкуренцией этих слагаемых (рис. 2(а), кривая 1).

Параметры C_3 и b_0 определяются электронной структурой образца: $C_3 \propto N_d(E_F)$ ($N_d(E_F)$ — плотность состояний электронов на уровне Ферми; E_F — энергия Ферми) [38], b_0 зависит, главным образом, от величин

$$\left[\frac{1}{N} \frac{dN}{dE} \right]_{E_F} \quad \text{и} \quad \left[\frac{1}{N} \frac{d^2N}{dE^2} \right]_{E_F} \quad [40,41].$$

Изменение этих параметров с ростом y (C_3 растет, b_0 уменьшается) связано, вероятно, с увеличением плотности электронных состояний при введении празеодима (рис. 2(а), кривые 3 и 4). Отметим, что с ростом y уменьшается T_C , т.е. увеличение плотности электронных состояний приводит к уменьшению T_C .

На рис. 2(б) показаны зависимости от содержания празеодима, y , поперечной длины когерентности $\xi_c(0)$ и температурного интервала сверхпроводящих флуктуаций $\Delta T = T^* - T_C$. Видно, что при увеличении y эти параметры проявляют слабо выраженную тенденцию к увеличению. То обстоятельство, что поперечная длина когерентности оказалась меньше межслоевого расстояния, соответствует литературным данным [3,45]

и свидетельствует, на наш взгляд, о необходимости учета по крайней мере двух факторов: во-первых, это пространственная неоднородность, связанная с наличием другой фазы [46] и вызывающая неравномерное распределение тока по образцу, которое невозможно учесть теоретически, и во-вторых, это возможное влияние специфических механизмов квазичастичного рассеяния [8,17,47–49], которые могут быть обусловлены присутствием в системе структурной и кинематической анизотропии.

Заключение

Экспериментальные данные по электросопротивлению монокристаллов $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в интервале T_C –300 К можно аппроксимировать, учитывая рассеяние электронов на фононах и дефектах и флуктуационную проводимость в форме 3D-модели Асламазова–Ларкина. Параметры аппроксимации вполне разумны, но более адекватное описание требует учета многофазности образца.

Изменение параметров аппроксимации в зависимости от содержания празеодима свидетельствует о том, что остаточное электросопротивление определяется главным образом дефектностью решетки; температура Дебая проходит через максимум, обусловленный конкуренцией изменений межатомного взаимодействия и параметров решетки; изменения параметров рассеяния на

фононах указывают на увеличение плотности электронных состояний при введении празеодима.

Параметры флуктуационной проводимости — поперечная длина когерентности и температурный интервал сверхпроводящих флуктуаций — проявляют тенденцию к увеличению при росте содержания празеодима.

1. J.G. Bednorz and K.A. Muller, *Z. Phys. B* **64**, 189 (1986).
2. J. Ashkenazi, *J. Supercond. Nov. Magn.* **24**, 1281 (2011).
3. T.A. Friedman, J.P. Rice, John Giapintzakis, and D.M. Ginzberg, *Phys. Rev. B* **39**, 4258 (1989).
4. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.V. Samoilov, and A. Chroneos, *J. Alloys and Compounds* **453**, 69 (2008).
5. M.V. Sadovskii, I.A. Nekrasov, E.Z. Kuchinskii, Th. Pruschke, and V.I. Anisimov, *Phys. Rev. B* **72**, 155105 (2005).
6. R.V. Vovk, A.A. Zavgorodniy, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and V.M.P. Simoes, *Modern Phys. Lett. B* **24**, 2295 (2010).
7. А.А. Абрикосов, *УФН* **168**, 683 (1998).
8. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, I.L. Goulatis, and A.I. Chroneos, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **20**, 858 (2009).
9. 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)].
10. R.V. Vovk, N.R. Vovk, O.V. Shekhovtsov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 085017 (2013).
11. G.A. Levin, T. Stein, and C.C. Almasan, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 841 (1998).
12. R.V. Vovk, A.A. Zavgorodniy, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and V.M.P. Simoes, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **22**, 20 (2011).
13. R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Physica C* **485**, 89 (2013).
14. M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Torng, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang, Y.Q. Wang, and C.W. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908 (1987).
15. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.V. Samoilov, A. Chroneos, and V.M.P. Simoes, *J. Alloys Compounds* **464**, 58 (2008).
16. М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, Р.В. Вовк, А.А. Продан, *ФНТ* **23**, 1178 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 882 (1997)].
17. R.V. Vovk, N.R. Vovk, A.V. Samoilov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Solid State Commun.* **170**, 6 (2013).
18. R.J. Cava, B. Batlogg, R.B. van Dover, D.W. Murphy, S. Sunshine, T. Siegrist, J.P. Remeika, E.A. Rietman, S. Zahurak, and G.P. Espinosa, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1676 (1987).
19. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, Z.F. Nazyrov, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and V.M.P. Simoes, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **23**, 1255 (2012).
20. *Physical Properties of High-Temperature Superconductors I*, D.M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1989).
21. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, I.L. Goulatis, V.I. Beletskii, and A. Chroneos, *Physica C* **469**, 203 (2009).
22. R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and V.M.P. Simoes, *Philos. Mag.* **91**, 2291 (2011).
23. M. Akhavan, *Physica B* **321**, 265 (2002).
24. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, and A.I. Chroneos, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **18**, 811 (2007).
25. A. Chroneos, I.L. Goulatis, and R.V. Vovk, *Acta Chimica Slovenica* **54**, 179 (2007).
26. L. Soderholm, K. Zhang, D.G. Hinks, M.A. Beno, J.D. Jorgensen, C.U. Segre, and Ivan K. Schullerm, *Nature* **328** (6131), 604 (1987).
27. 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).
28. J. Fink, N. Nücker, H. Romberg, M. Alexander, M.B. Maple, J.J. Neumeier, and J.W. Allen, *Phys. Rev. B* **42**, 4823(R) (1990).
29. M.R. Scheinfein, J. Unguris, D.T. Pierce, and R.J. Celotta, *J. Appl. Phys.* **67**, 5932 (1990).
30. C. Infante, M.K. El Mously, R. Dayal, M. Husain, S.A. Siddiqi, and P. Ganguly, *Physica C* **167**, 640 (1990).
31. A.I. Liechtenstein and I.I. Mazin, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1000 (1995).
32. M. Muroj and R. Street, *Physica C* **228**, 216 (1994).
33. R.P.S.M. Lobo, E.Ya. Sherman, D. Racah, Y. Dagan, and N. Bontemps, *Phys. Rev. B* **65**, 104509 (2002).
34. H.B. Radousky, *J. Mater. Res.* **7**, 1917 (1992).
35. A.R. Jurelo, R. Menegotto Costa, A.V.C. de Andrade, P.R. Junior, G.K. da Cruz, C.S. Lopes, M. dos Santos, and W.T.B. de Sousa, *Brazilian J. Phys.* **39**, 667 (2009).
36. Е.Г. Максимов, *УФН* **170**, 1033 (2000).
37. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, Z.F. Nazyrov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Physica B* **407**, 4470 (2012).
38. L. Colquitt, *J. Appl. Phys.* **36**, 2454 (1965).
39. L.G. Aslamazov and A.I. Larkin, *Phys. Lett. A* **26**, 238 (1968).
40. T. Aisaka and M.J. Shimizu, *Phys. Soc. Jpn.* **28**, 646 (1970).
41. Е.А. Жураковский, В.Ф. Немченко, *Кинетические свойства и электронная структура фаз внедрения*, Наукова думка, Киев (1989).
42. B. Leridon, A. Défossez, J. Dumont, J. Lesueur, and J.P. Contour, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197007 (2001).
43. А.Д. Ивлиев, Ю.В. Глаголева, *ФТТ* **53**, 1 (2011).
44. Н.Е. Алексеевский, А.В. Гусев, Г.Г. Девятых, А.В. Кабанов, А.В. Митин, В.И. Нижанковский, Е.П. Хлыбов, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 139 (1988).
45. B. Oh, K. Char, A.D. Kent, M. Naito, M.R. Beasley, T.H. Geballe, R.H. Hammond, A. Kapitulnik, and J.M. Graybeal, *Phys. Rev. B* **37**, 7861 (1988).
46. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **35**, 227 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 169 (2009)].
47. R.V. Vovk, C.D.H. Williams, and A.F.G. Wyatt, *Phys. Rev. B* **69**, 144524 (2004).
48. D.H.S. Smith, R.V. Vovk, C.D.H. Williams, and A.F.G. Wyatt, *New J. Phys.* **8**, 128 (2006).
49. А.В. Бондаренко, А.А. Продан, М.А. Оболенский, Р.В. Вовк, Т.Р. Ароури, *ФНТ* **27**, 463 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 339 (2001)].

Conductivity of $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals
in wide ranges of temperatures and Pr concentrations

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

In the interval T_C –300 K the in-plane electrical resistivity of $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals of high perfection degree and different contents of praseodymium, causing T_C to change from 92 to 52 K, is investigated. The experimental data are approximated by the expression that takes account of electron scattering by

phonons and defects, as well as fluctuation conductivity in the 3D Aslamazov–Larkin model. According to the approximation data, the Debye temperature changes within 350–370 K depending on praseodymium content. The transverse coherence length is ~ 1 Å.

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

Keywords: $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals, electron scattering by phonons and defects, 3D Aslamazov–Larkin model.