

## Магнитосопротивление и 2D–3D кроссовер в легированных алюминием монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ с системой однонаправленных двойниковых границ

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

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 4 августа 2009 г.

Исследовано влияние постоянного магнитного поля до 12,7 кЭ на температурные зависимости электропроводности легированных алюминием монокристаллов  $\text{YBaCuO}$  с системой однонаправленных двойниковых границ. В базисной  $ab$ -плоскости определены температурные зависимости избыточной парапроводимости и полевая зависимость длины когерентности  $\xi_c(0, H)$  вдоль оси  $c$ . Установлено, что двойниковые границы являются эффективными центрами рассеяния флуктуационных носителей. Температурные зависимости избыточной парапроводимости интерпретируются в рамках теоретической модели флуктуационной проводимости Хиками–Ларкина для слоистых сверхпроводящих систем. Обсуждаются причины подавления трехмерных сверхпроводящих флуктуаций и немонотонной зависимости  $\xi_c(0, H)$  в слабых магнитных полях при ориентации вектора магнитного поля вдоль оси  $c$ .

Досліджено вплив постійного магнітного поля до 12,7 кЕ на температурні залежності електропровідності легованих алюмінієм монокристалів  $\text{YBaCuO}$  з системою односпрямованих двійникових меж. У базисній  $ab$ -площині визначено температурні залежності надлишкової парапровідності і польова залежність довжини когерентності  $\xi_c(0, H)$  вздовж осі  $c$ . Встановлено, що двійникові межі є ефективними центрами розсіювання флуктуаційних носіїв. Температурні залежності надлишкової парапровідності інтерпретуються в межах теоретичної моделі флуктуаційної провідності Хікамі–Ларкіна для шаруватих надпровідних систем. Обговорюються причини пригнічення тривимірних надпровідних флуктуацій та немонотонної залежності  $\xi_c(0, H)$  в слабких магнітних полях при орієнтації вектора магнітного поля вздовж осі  $c$ .

PACS: 74.25.F– Транспортные свойства;

74.40.–n Флуктуационные явления;

74.72.–h Купратные сверхпроводники.

Ключевые слова: флуктуационная проводимость, монокристаллы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , легирование, границы двойников, кроссовер, длина когерентности.

Как известно, оптимизация дефектного ансамбля высокотемпературных сверхпроводящих соединений (ВТСП) имеет важное прикладное и научное значение. Так, например, электротранспортные свойства ВТСП соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  существенным образом зависят от содержания кислорода [1] и примесей [2]. Это, в свою очередь, открывает путь для варьирования их проводящих характеристик и определения эмпиричес-

ких путей повышения их критических параметров [3,4]. Особый интерес в этом аспекте представляет частичная замена меди на алюминий, которая приводит к подавлению «веерообразного расширения» резистивного перехода в сверхпроводящее состояние [4] в магнитном поле, которое всегда наблюдается в беспримесных образцах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [5]. Причина этого необычного явления все еще окончательно не выясне-

на. Дополнительную трудность при интерпретации этого эффекта представляет наличие в таких образцах плоских дефектов — границ двойниковогоания (ДГ), что связано с экспериментальными сложностями, возникающими при определении их вклада [6]. Следует также отметить, что вышеупомянутые особенности должны оказывать определенное влияние на реализацию режима флуктуационной проводимости (ФП), который всегда наблюдается при температурах выше критической  $T > T_c$  [1,2] и является предвестником сверхпроводящего перехода в соединении  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  [1].

С учетом вышесказанного, в настоящей работе была поставлена цель исследовать влияние постоянного магнитного поля до 12,7 кЭ при ориентации  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  на различные режимы проводимости монокристаллов  $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_{7-\delta}$  ( $z \leq 0,5$ ) с однонаправленной системой ДГ при геометрии протекания транспортного тока:  $\mathbf{I} \parallel \text{ДГ}$ , когда влияние двойников на процессы рассеяния носителей минимизировано.

Монокристаллы  $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_{7-\delta}$  выращивали раствор-расплавным методом в золотом тигле при слабом градиенте температуры вдоль тигля [2]. Этот метод позволяет выращивать кристаллы размерами до  $5 \times 5$  мм в  $ab$ -плоскости и толщиной 0,02–0,05 мм. Для получения монокристаллов с добавкой алюминия в исходную шихту добавляли 0,2 вес.%  $Al_2O_3$ . В качестве исходных компонентов использовали соединения  $Y_2O_3$ ,  $BaCO_3$ ,  $SiO$ ,  $Al_2O_3$  (все марки ОСЧ). Насыщение кристаллов кислородом осуществляли посредством отжига в потоке кислорода при температуре 430 °С в течение трех суток. Электрические контакты создавали нанесением серебряной пасты на поверхность кристаллов с последующим подсоединением серебряных проводников и трехчасовым отжигом при температуре 200 °С в атмосфере кислорода. Проводники для токовых контактов изготавливали из фольги толщиной 0,1 мм и шириной 2 мм, а для потенциальных контактов использовали провод диаметром 0,05 мм. Такая технология позволяла получать малое переходное сопротивление электрических контактов и проводить резистивные измерения при транспортных токах до 1 А без омического перегрева токовых контактов. После насыщения кислородом и изготовления электрических контактов из кристалла толщиной 0,02 мм вырезали мостик. Ширина мостиков составляла 0,2 мм, а расстояние между потенциальными контактами 0,3 мм. Двойниковые границы внутри мостика были ориентированы в одном направлении. При этом мостик вырезали таким образом, чтобы вектор транспортного тока  $\mathbf{I}_{ab}$  был параллелен плоскостям двойников.

Измерения электросопротивления и вольт-амперных характеристик (ВАХ) проводили на постоянном токе. Магнитное поле до 12,7 кЭ создавали электромагнитом. Вращением магнита можно было изменять ориентацию поля относительно кристалла. Точность ориентации поля относительно образца не хуже 0,2°. Мостик монтировали в измерительной ячейке таким образом,

чтобы вектор поля  $\mathbf{H}$  всегда был перпендикулярен вектору транспортного тока. Точность измерения температуры 0,005 К, стабильность температуры при измерениях ВАХ не хуже 0,01 К.

Сравнительный анализ резистивных характеристик монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и  $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_{7-\delta}$  в нулевом магнитном поле был проведен нами в [2]. На рис. 1 показаны резистивные переходы монокристалла  $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_{7-\delta}$  в координатах  $[-d(\ln \Delta\sigma)/dT]^{-1} - T$ , полученные при различной величине магнитного поля. Здесь  $\Delta\sigma$  — избыточная проводимость, определяемая как

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

где  $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = (A + BT)^{-1}$  — проводимость, определяемая экстраполяцией линейного участка в нулевое значение температуры, а  $\sigma = \rho^{-1}$  — экспериментально полученное значение проводимости в нормальном состоянии [2].

Из теории [7] известно, что вблизи критической температуры ( $T_c$ )  $\Delta\sigma$  обусловлена процессами флуктуационного спаривания носителей и в общем виде, в зависимости от размерности системы, определяется степенной зависимостью вида

$$\Delta\sigma_d = A_d \varepsilon^{-\alpha}, \quad (2)$$

где  $A_d$  — некоторая константа, а  $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$  — приведенная температура. При этом степенной показатель  $\alpha$ , согласно [7], определяется как  $\alpha = 2 - D/2$ , где  $D$  — размерность системы.

Таким образом, рассчитав из экспериментальных

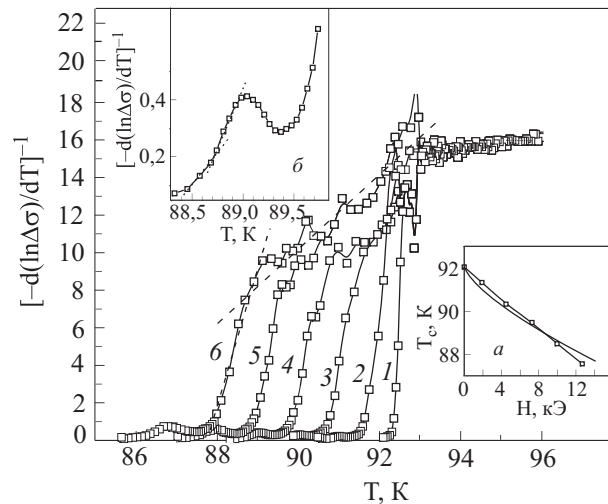


Рис. 1. Резистивные переходы в сверхпроводящее состояние монокристалла  $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_{7-\delta}$  для  $H$ , кЭ: 0 (1); 1,9 (2); 4,5 (3); 7,3 (4); 10 (5); 12,7 (6). На вставке (а) — полевая зависимость критической температуры  $T_c(H)$ , сплошная линия — зависимость, рассчитанная согласно [10]. Вставка (б): низкотемпературный участок резистивного перехода, измеренного при поле  $H = 7,3$  кЭ. Пунктирными линиями на рисунке и вставке (б) показана экстраполяция участков, соответствующих различным ФП режимам.

данных величину  $[-d(\ln \Delta\sigma) / dT]^{-1} = \alpha^{-1}(T - T_c)$ , согласно методике, предложенной в [8] и развитой в [9], мы можем по углу наклона кривых в соответствующих координатах определить размерность флуктуационной подсистемы и характер рассеяния флуктуационных носителей [7] на различных температурных интервалах.

Как видно на рис. 1, непосредственно вблизи  $T_c$  экспериментальные кривые характеризуются наличием двух отчетливо выраженных участков с различными углами наклона, которые, по-видимому, соответствуют, так называемому, beyond-3D и 3D режимам [9] с  $\alpha \approx 0,17$  и  $0,5$ . При этом участок, соответствующий 3D режиму, является существенно неустойчивым в магнитном поле, что согласуется с результатами, полученными в [9]. При последующем удалении от  $T_c$  в сторону высоких температур происходит дальнейшее увеличение абсолютного значения  $\alpha$ , что может свидетельствовать о реализации в системе 3D–2D кроссовера, о чем более подробно будет сказано ниже.

Вторая особенность полученных зависимостей — практически эквидистантное смещение участков кривых, соответствующих непосредственно СП переходу, вниз по температуре с ростом величины приложенного магнитного поля. Как отмечалось выше, подобный эффект наблюдается только в случае легированных алюминием образцов [4] в отличие от всех остальных соединений системы 1–2–3, которым свойственно ярко выраженное уширение СП переходов в магнитном поле [5]. На вставке (а) показана зависимость  $T_c(H)$ , полученная для наших экспериментальных кривых и определенная по максимуму производной  $dp/dT(T)$  в области СП перехода [9]. Видно, что  $T_c$  монотонно понижается с ростом магнитного поля. Как известно, характерной особенностью соединений системы 1–2–3 является сильная нелинейность вольт-амперных характеристик вплоть до некоторой линии  $T_M(H)$ , соответствующая переходу от состояния незапиннигованной вихревой жидкости, испытывающей вязкое течение под действием силы Лоренца, в состояние запиннигованного вихревого стекла [10]. Согласно [10], линия этого перехода при ориентации магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  в случае бездвойниковых образцов определяется соотношением  $H_M^{\parallel}(T) = 103(1 - T/T_c)^{1,41}$ . Как видно на вставке (а) (рис. 1), эта линия (сплошная кривая) частично расположена выше нашей зависимости, что может свидетельствовать об отсутствии фазы незапиннигованной вихревой жидкости в наших образцах. Это, в свою очередь, может являться причиной отсутствия соответствующего расширения резистивных переходов в магнитном поле. Важную роль здесь может играть наличие в исследованных образцах развитой системы ДГ, являющихся достаточно сильными центрами пиннинга.

В пользу последнего предположения свидетельствует и третья важная особенность экспериментальных кривых — наличие небольшого дополнительного мак-

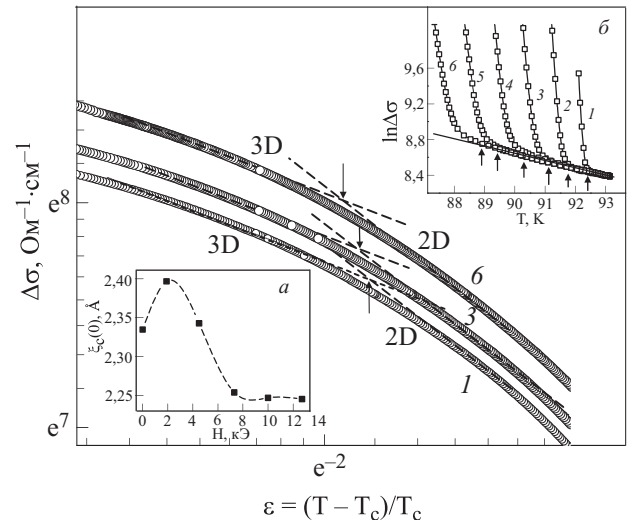


Рис. 2. Температурные зависимости избыточной проводимости в  $ab$ -плоскости в при различных значениях магнитного поля. Обозначение кривых соответствует обозначениям на рис. 1. Часть кривых на рисунке не приведена, чтобы не усложнять общую картину. Пунктирными линиями показана аппроксимация экспериментальных зависимостей прямыми с углом наклона  $\alpha_1 \approx -0,5$  (3D режим) и  $\alpha_2 \approx -1,0$  (2D режим). Стрелками показаны точки 2D–3D кроссовера. Вставка (а): полевая зависимость длины когерентности перпендикулярно базисной плоскости  $\xi_c(0, H)$ . Вставка (б): температурные зависимости  $\ln \Delta\sigma(T)$  вблизи  $T_c$ . Пунктирной линией показана экстраполяция линейного участка зависимостей  $\ln \Delta\sigma(T)$ . Стрелками показаны точки перехода к ФП режиму.

сима на зависимостях  $[-d(\ln \Delta\sigma) / dT]^{-1} - T$ , который отсутствует в нулевом магнитном поле и наиболее отчетливо проявляется в сильных магнитных полях. Увеличенный участок кривой с таким максимумом, полученной в магнитном поле 12 кЭ, показан на вставке (б) к рис. 1. Видно, что в области температур ниже точки максимума наша зависимость характеризуется углами наклона  $\alpha \approx 1,27$  и  $2,2$ . Последнее значение, согласно теории [11], соответствует паракогерентному переходу на межзеренных и междоменных границах, часто наблюдаемому в различных классах сверхпроводящих соединений [9,11]. В нашем случае роль таких границ могут играть ДГ. Важную роль при этом может играть наличие примесей. Как известно [12], примеси трехвалентных ионов являются центрами дефектообразования и при повышенной плотности дефектов период доменной двойниковой структуры уменьшается. Следствием этого является перекрытие близких микродвойников и формирования «твидовой» структуры [12]. Как показали металлографические исследования [2], в наших кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-y}\text{Al}_y\text{O}_{7-\delta}$  «твидовая» структура не наблюдалась, что, вероятно, связано с малой концентрацией Al. В то же время междвойниковое расстояние было в два–три раза меньше, чем в чистых кристаллах. Очевидно, что в нашем

случае причиной этого могло быть влияние примесных атомов алюминия, имеющего значительно меньший ионный радиус по сравнению с медью. Кроме этого атом алюминия в позиции (000) может образовывать характерное для него октаэдрическое окружение из атомов кислорода.

Как отмечалось ранее, выше  $T_c$  на полученных экспериментальных зависимостях наблюдаются особенности, соответствующие кроссоверу между различными ФП режимами. На рис. 2 показаны температурные зависимости  $\Delta\sigma(T)$  в координатах  $\ln\Delta\sigma - \ln\epsilon$ . Видно, что вблизи  $T_c$  эти зависимости удовлетворительно аппроксимируются прямыми с углом наклона  $\text{tg}\alpha_1 \approx -0,5$ , который отвечает показателю степени  $-1/2$  в уравнении (2), что, очевидно, свидетельствует о трехмерном характере флуктуационной сверхпроводимости в этом температурном интервале. При последующем повышении температуры скорость уменьшения  $\Delta\sigma$  существенно возрастает ( $\text{tg}\alpha_2 \approx -1$ ), что, в свою очередь, можно рассматривать как указание на изменение размерности флуктуационной проводимости.

Как было показано в работе [13], общее выражение для флуктуационной парапроводимости  $\Delta\sigma(T, H)$  слоистых сверхпроводников в магнитном поле может быть записано в виде

$$\Delta\sigma(T, H) = \Delta\sigma_{AL}(T, H) + \Delta\sigma_{MT}(T, H), \quad (3)$$

где

$$\Delta\sigma_{AL}(T, H) = \frac{e^2}{16\hbar d \epsilon} \left\{ \frac{1}{(1+2\alpha)^{1/2}} - \frac{(2+4\alpha+3\alpha^2)b^2}{4(1+2\alpha)^{5/2}\epsilon^2} + \dots \right\} \quad (4)$$

флуктуационная проводимость Асламазова–Ларкина [7]:

$$\Delta\sigma_{MT}(T, H) = \frac{e^2}{8\hbar d(1-\alpha/\delta)\epsilon} \left\{ \ln \left( \frac{\delta(1+\alpha+\sqrt{1+2\alpha})}{\alpha(1+\delta+\sqrt{1+2\delta})} \right) - \left[ \frac{\delta^2}{\alpha^2} \frac{1+\delta}{(1+2\delta)^{3/2}} - \frac{1+\alpha}{(1+2\alpha)^{3/2}} \right] \frac{b^2}{6\epsilon} + \dots \right\} \quad (5)$$

флуктуационная проводимость Маки–Томпсона [14], обусловленная взаимодействием неспаренных носителей тока с флуктуационными куперовскими парами;  $d$  — толщина двумерного слоя;  $\alpha = 2\xi_c^2(0)/d^2\epsilon$ ;  $b = (2e\xi_{ab}^2(0)/\hbar H)$ ;  $\delta = (16/\pi)(\xi_c^2(0)/d^2)(kT\tau_\phi/\hbar)$ ;  $\xi_{ab}(0)$  — длина когерентности в базисной плоскости, а  $\tau_\phi$  — характерный термин сбоя параметра порядка.

Положив  $\xi_c(0) \approx 2,4 \text{ \AA}$ ,  $d \approx 11,7 \text{ \AA}$  [2,15],  $\tau_\phi \approx \hbar/2k_B T_c$ , можно оценить эволюцию относительного вклада каждой из составляющих в уравнении (3)  $\Delta\sigma_{AL}/\Delta\sigma_{MT}$  по мере удаления вверх по температуре от точки перехода в сверхпроводящее состояние в нулевом

магнитном поле, как это было предложено в [16]. Анализ выражений (4) и (5) показывает, что хотя в интервале температур  $T_c < T < 1,23T_c$  компонента  $\Delta\sigma_{MT}(T, H=0)$  по сравнению с  $\Delta\sigma_{AL}(T, H=0)$  значительно слабее зависит от температуры, соотношения  $\Delta\sigma_{AL}/\Delta\sigma_{MT}$  уменьшаются больше чем вдвое при росте температуры от  $1,005T_c$  до  $1,23T_c$ . Это, в свою очередь, может свидетельствовать о значительном росте интенсивности рассеивания куперовских пар нормальными носителями.

Следует также отметить, что, как показал анализ, все полученные зависимости  $\Delta\sigma(T, H)$  в интервале температур  $1,12-1,23T_c$  (рис. 2) удовлетворительно аппроксимируются зависимостью (2), для двумерного случая ( $A_{2D} = e^2/16\hbar d$  и  $\alpha \approx -1$  [7]), тогда как при  $T < 1,1T_c$  поведение  $\Delta\sigma(T, H)$  хорошо отвечает зависимости (2) для трехмерного случая ( $A_{3D} = e^2/(32\hbar\xi_c(0))$  и  $\alpha \approx -1,2$  [7]). Как следует из (2), в точке 2D–3D кроссовера:

$$\xi_c(0)\epsilon_0^{-1/2} = d/2. \quad (6)$$

В этом случае, определив величину  $\epsilon_0$  в точке пересечения двух прямых, отвечающих показателям степени  $-0,5$  и  $-1$  на зависимостях  $\ln\Delta\sigma - \ln\epsilon$ , и используя литературные данные о зависимости межплоскостного расстояния от  $\delta$  [15] ( $d \approx 11,7 \text{ \AA}$ ), можно вычислить значение  $\xi_c(0)$ .

На вставке рис. 2 показана полевая зависимость  $\xi_c(0, H)$ , видно, что кривая  $\xi_c(0, H)$  характеризуется ярко выраженным максимумом в области магнитных полей  $H \approx 2 \text{ кЭ}$ . Вероятно, эта особенность может быть связана с некоторым подавлением избыточной флуктуационной проводимости при усилении диссипации, из-за смещения сверхпроводящих флуктуаций в образце под действием силы Лоренца. В свою очередь, уменьшение  $\Delta\sigma$ , согласно (2), должно приводить к росту величины  $\xi_c(0, H)$ , что и наблюдается в нашем случае. При последующем увеличении поля его влияние будет сказываться в уменьшении корреляционной функции флуктуаций, что должно отразиться на силе пиннинга флуктуаций и увеличении градиента характерной объемной плотности флуктуационной энергии. В этом случае рост величины  $\xi_c(0, H)$  сменится ее уменьшением.

Следует также отметить, что если определять температуру перехода в ФП режим,  $T_f$ , по точке отклонения величины  $\ln\Delta\sigma$  вверх от линейной зависимости  $\ln\Delta\sigma(T)$  [17] (см. вставку (б) к рис. 2), можно оценить относительную протяженность существования ФП режима как:  $t_f = (T_f - T_c)/T_c$ . Результаты расчетов показывают, что под действием магнитного поля происходит общее относительное сужение температурного интервала, в котором реализуется режим флуктуационной парапроводимости от  $t_f \approx 0,1594$  в нулевом магнитном поле к  $t_f \approx 0,1473$  при  $H = 12,7 \text{ кЭ}$ . Вероятно, это связано с подавлением при увеличении магнитного поля длинноволновых флуктуаций, которые дают наиболее существенный вклад в парапрово-

димось вблизи  $T_c$ . В то же время, как было показано в [17], недооценка вклада коротковолновых флуктуаций параметра порядка приводит к более быстрому, по сравнению с предсказаниями теории, уменьшению величины  $\Delta\sigma$  при достаточно значительном удалении от  $T_c$  в сторону высоких температур. Микроскопический расчет флуктуационной поправки в проводимость с учетом всех компонент параметра порядка был проведен в работах Варламова с соавторами [18]. Сравнение наших данных с теорией [18] показало, что, как и в случае беспримесных пленочных образцов  $\text{YBaCuO}$  [17],  $\Delta\sigma$  может быть описана в пределах улучшенной теории ФП до температур вблизи  $1,35T_c$ . Вероятно, именно в этой температурной области происходит переход к псевдощелевому режиму, который более детально проанализирован нами в [19].

Таким образом, из всего вышесказанного можно сделать вывод, что двойниковые границы в монокристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$  ( $z \leq 0,5$ ) являются эффективными центрами рассеяния флуктуационных носителей. Отклонение от линейности зависимостей  $\rho_{ab}(T)$  при  $T_c < T < 1,35T_c$  может быть удовлетворительно объяснено в пределах теории флуктуационной сверхпроводимости. При этом непосредственно вблизи  $T_c$  ФП хорошо описывается трехмерной моделью Асламазова–Ларкина. Приложение магнитного поля приводит к существенному сужению температурного интервала существования трехмерных сверхпроводящих флуктуаций. Немонотонная зависимость величины  $\xi_c(0)$  от магнитного поля, вероятно, может быть связана с подавлением избыточной флуктуационной проводимости в области слабых магнитных полей.

Работа поддержана ГФФИ Украины согласно договора № 01094001441. Авторы выражают свою благодарность А.В. Бондаренко за помощь при изготовлении экспериментальных образцов.

1. M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko, and N.N. Chebotaev, *ФНТ* **32**, 746 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 571 (2006)].
2. 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).
3. A. Chroneos, I.L. Goulatis, and R.V. Vovk, *Acta Chim. Slov.* **54**, 179 (2007).
4. R.B. Van Dover, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak, D.A. Rudman, J.Y. Juang, and J.A. Cutro, *Phys. Rev.* **B39**, 2932 (1989).
5. А.В. Бондаренко, В.А. Шкловский, Р.В. Вовк, М.А. Оболенский, А.А. Продан, *ФНТ* **23**, 1281 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 962 (1997)].
6. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, M.R. Levy, and A.I. Chroneos, *Acta Phys. Pol.* **A111**, 123 (2007).
7. Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин, *ФТТ* **10**, 1104 (1968).
8. J.S. Kouvel and M.E. Fischer, *Phys. Rev.* **136**, A1616 (1964).

9. R.M. Costa, L.M. Ferreira, V.N. Viera, P. Pureur, and J. Schaf, *EPJ* **B58**, 107 (2007).
10. W.K. Kwok, S. Fleshler, U. Welp, V.M. Vinokur, J. Downey, and G.W. Crabtree, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3370 (1992).
11. J. Rosenblatt, in: *Percolation, Localization and Superconductivity, NATO ASI Series*, A.M. Goldman and S.A. Wolf (eds.), Plenum, New York (1984), p. 431.
12. G. Lacaуc, R. Hermann, and G. Kaestener, *Physica* **C192**, 207 (1992).
13. S. Hikami and A.I. Larkin, *Mod. Phys. Lett.* **B2**, 693 (1988).
14. J.B. Bieri, K.Maki, and R.S. Thompson, *Phys. Rev.* **B44**, 4709 (1991).
15. G.D. Chryssikos, E.I. Kamitsos, J.A. Kapoutsis, A.P. Patsis, V. Psycharis, A. Kafoudakis, C. Mitros, G. Kallias, E. Gammari-Seale, and D. Niarchos, *Physica* **C254**, 44 (1995).
16. Н.Е. Алексеевский, А.В. Митин, В.И. Нижанковский, Е.П. Хлыбов, В.В. Евдокимова, Г.М. Кузьмичев, *СФХТ* **2**, 40 (1989).
17. Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков, *ФТТ* **45**, 1168 (1991).
18. L. Reggani, R. Vaglio, and A.A. Varlamov, *Phys. Rev.* **B44**, 9541 (1991).
19. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, D.A. Lotnyk, and K.A. Kotvitskaya, *Physica* **B404**, 3516 (2009), doi: 10.1016/j.physb.2009.05.047

#### Magnetoresistance and 2D–3D crossover in aluminium-doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with the system of unidirectional twin boundaries

A.A. Zavgorodniy, R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, and A.V. Samoylov

The effect of permanent magnetic field up to 12.7 kOe on temperature dependences of conductivity of aluminium-doped  $\text{YBaCuO}$  single crystals with the system of unidirectional twin boundaries is investigated. In the basal  $ab$ -plane the temperature dependences excess paraconductivity and the field dependence of coherent length  $\xi_c(0, H)$  along the  $c$  axis are obtained. It is shown that the twin boundaries are the effective scattering centers of fluctuation carriers. The temperature dependences of excess paraconductivity is interpreted in terms of the Hikami–Larkin theoretical model for layered superconductivity systems. The reasons for suppression of three-dimensional superconductivity fluctuations and nonmonotonic dependence  $\xi_c(0, H)$  in weak magnetic fields directed along the axis  $c$  are discussed.

PACS: 74.25.F– Transport properties;  
**74.40.–n** Fluctuation phenomena;  
**74.72.–h** Cuprate superconductors.

Keywords: fluctuation conductivity,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  single crystals, dope, twin boundaries, crossover, coherent length.