Физика низких температур, 1996, т. 22, № 4, с. 364–374

Двухмерное поведение объемных высокотемпературных сверхпроводников

П. Н. Михеенко, И. С. Абалешева

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail:medvedev@host.dipt.donetsk.ua

С. Й. Левандовский

Institut Fizyki PAN, Al. Lotnikow 32, PL 02-668, Warszawa, Poland

Статья поступила в редакцию 25 мая 1995 г., после переработки 25 сентября 1995 г.

Методом степенной аппроксимации вольт-амперных характеристик получены новые данные, свидетельствующие о реализации в гранулированных ВТСП образцах двухмерного поведения с аномально большим интервалом между среднеполевой критической температурой и температурой перехода Березинского—Костерлица—Таулесса. Показано, что такое поведение является следствием малой эффективной толщины сверхпроводящих слоев и неидеальности их состыковки на межгранульных границах металлооксида.

Методом степеневої апроксимації вольт-амперних характеристик отримано нові дані, що свідчать про наявність у гранульованих ВТНП зразках двовимірної поведінки з аномально великим інтервалом між середньопольовою критичною температурою і температурою переходу Березинського—Костерліца—Таулесса. Показано, що така поведінка є наслідком малої ефективної товщини надпровідних шарів і неідеальності їхнього стикування на міжгранульних оболонках металооксиду.

1. Введение

Одной из наиболее необычных особенностей ВТСП является проявление в них серии двухмерных $2D$ эффектов [1]: переход Березинского—Костерлица—Таулесса (БКТ), термическое распаривание двухмерных решеток вихрей в соседних слоях, плавление решеток, преобразование линий потока в отдельные двухмерные вихри, переход от $2D$ к $3D$ поведению вблизи T_c и т.д.

Большинство из этих эффектов были обнаружены экспериментально, некоторые даже в таком слабо анизотропном по сравнению с другими ВТСП соединении, как $YBa_2Cu_3O_x$ [2–5]. Работы по наблюдению БКТ-перехода появились почти сразу после открытия высокотемпературной сверхпроводимости [3,4]. В [4] было показано, что этот переход реализуется даже в объемных поликристаллических образцах. Причины, приводящие к понижению размерности системы и его проявлению, оставались неясными вплоть до настоящего времени.

Цель настоящей работы — более детальное, чем в [4], исследование БКТ-перехода в объемных поликристаллических ВТСП и разработка модели, объясняющей механизм понижения размерности системы. По сравнению с [3,4] акцент исследования смещен на ВТСП с малым критическим током, в которых двухмерные свойства проявляются наиболее отчетливо.

Если двухмерное поведение сильно анизотропных ВТСП на основе Bi и Tl представляется довольно естественным, то объяснить его наличие в $YBa_2Cu_3O_x$ трудно, поскольку этот сверхпроводник обладает сравнительно большой длиной когерентности вдоль направления перпендикулярного плоскости двухмерных слоев, которая лишь в два раза меньше межслоевого расстояния s [6]. Если верно предположение, что сверхпроводящий слой имеет конечную толщину d, сравнимую с s (что действительно следует из оценок на основе ряда экспериментов), то металлооксид на основе иттрия должен иметь выраженное трехмерное поведение. Так оно и есть в монокристаллических образцах. Они могут быть удовлетворительно описаны в рамках модели, в которой между толстыми сверхпроводящими плоскостями находятся тонкие непроводящие слои [7].

Казалось бы, ухудшение качества образцов за счет введения каких-либо дефектов должно только усиливать трехмерное поведение и угнетать такое тонкое явление, как БКТ-переход. Неожиданно нами были получены противоположные данные, свидетельствующие не только о наличии БКТ-перехода в текстурированных $YBa_2Cu_3O_x$ пленках довольно плохого качества (по транспортным свойствам и величине критического тока) [8,9], но и о необычно большом интервале между среднеполевой критической температурой (T_{c0}) и температурой перехода Костерлица—Таулесса (T_{KT}). Следует напомнить [8], что интервал между T_{c0} и T_{KT} непосредственно связан с величиной эффективной анизотропии материала. Известно, что $YBa_2Cu_3O_x$ обладает самой низкой анизотропией среди других ВТСП и совершенно несопоставим в этом отношении с наиболее анизотропными искусственными Y/Pr сверхрешетками [10]. Тем не менее текстурированные пленки $YBa_2Cu_3O_x$ могут иметь почти такую же разницу между T_{c0} и T_{KT}, как и упомянутые сверхрешетки.

2. Модель

Для объяснения низкого значения температуры БКТ-перехода текстурированных пленок в [9] была предложена простая качественная модель. Она основана на предположении о разрывах или неидеальной состыковке тонких сверхпроводящих слоев на множественных межгранульных границах. В первую очередь, нестыковки могут возникать из-за разориентации кристаллитов. Разрывы слоев могут также появляться вследствие потери кислорода в межгранульных областях. Еще один возможный механизм — распад метастабильных фаз, например $YBa_2Cu_3O_x$ на $YBa_2Cu_4O_x$ и $YBa_2Cu_{3,5}O_x$. Вероятно, именно этот процесс происходит при долговременной выдержке текстурированных пленок на воздухе при комнатной температуре [9].

Однако нестыковки и разрывы сверхпроводящих плоскостей едва ли могли легко появляться, если бы толщина сверхпроводящих плоскостей была сравнима с межслоевым расстоянием. Поэтому одним из главных требований модели [9] могло бы быть постулирование малой толщины этих слоев. В этом требовании нет ничего необычного, поскольку даже модель Лоренца и Дониака [11], которая основана на более сильном предположении — равенстве нулю толщины слоя — позволяет объяснить многие необычные свойства ВТСП.

Полагая толщину сверхпроводящего слоя конечной, проанализируем связь между ней и разницей (ΔT_c) характерных температур T_{c0} и T_{KT}. Хорошо известно (см., например, [7,8,12]), что переход Березинского—Костерлица—Таулесса происходит при температуре

$$T_{KT} = \frac{q^2}{4\varepsilon_c} = \frac{\Phi_0^2}{16\pi^2\Lambda(T_{KT})\varepsilon_c} = \frac{h^2 n_{2D}(T_{KT})}{32\pi m}, \quad (1)$$

где Λ — двухмерная длина магнитной экранировки в тонкой пленке; q — эффективный заряд вихря; ε_c — диэлектрическая постоянная для вихрей; n_{2D} — двухмерная плотность носителей заряда.

Согласно законам нелокальной электродинамики [13], Λ и n_{2D} при специальных условиях испытывают перенормировку. Наиболее известный случай — перенормировка «грязного» предела, когда длина свободного пробега l становится меньше длины когерентности ξ_0. Тогда новое значение n_{2D} или Λ^{-1} будет содержать множитель $l/(l + \xi_0)$ [13–15]:

$$n_{2D} = \frac{mc^2}{2\Lambda\pi e^2} = n_{2D}(0)\,\frac{l}{l + \xi_0}\left[\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)}\,\mathrm{th}\left(\frac{\Delta(T)}{2kT}\right)\right]. \quad (2)$$

Менее известный случай реализуется в «чистом» пределе с малой толщиной слоя d ($d < \xi_0 < l$). Перенормировочный коэффициент здесь такой же, как и в «грязном» случае, но с d вместо l [13]:

$$n_{2D} = n_{2D}(0)\,\frac{d}{d + \xi_0}\left[\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)}\,\mathrm{th}\left(\frac{\Delta(T)}{2kT}\right)\right]. \quad (3)$$

Формально возникает еще некоторый коэффициент, не сильно отличающийся от единицы [13], но при малых l и d им вполне можно пренебречь.

Согласно (1), (3), малое значение d может сильно уменьшить T_{KT}, т.е. привести к большому различию между T_{c0} и T_{KT} в изолированном слое. Если же ввести другие слои и сильно сблизить их, формируя слоистую систему, электроны получат возможность переходить из одного в другой посредством квазичастичного туннелирования. Это будет увеличивать эффективное значение d и уменьшать ΔT_c.

Сделаем оценку ΔT_c для изолированного сверхпроводящего слоя без учета перенормировки по d, но с перенормировкой по l, беря его значение таким, как в совершенном монокристалле $YBa_2Cu_3O_x$. Учитывая, что $YBa_2Cu_3O_x$ имеет, согласно последним данным [16,17], 0,16 сверхпроводящих электрона на элементарную ячейку, получаем, что $n_{2D}(0) = 0{,}16/ab$, где a и b — постоянные его решетки в плоскости ab. Массу спаренных носителей m можно взять равной удвоенной массе свободного электрона. Значение l в монокристалле $YBa_2Cu_3O_x$ составляет около 100 Å, ξ_0 в плоскости ab металлооксида равно

16 Å [18], т.е. значительно меньше l. Практически это реализация «чистого» предела для данного соединения. Большие l, согласно (2), не могут дать дополнительную поправку более чем в 1,16 раза для n_{2D}. Решая численно (1), (2) с полученным l, находим, что для $T_c = 90$ K значение ΔT_c должно быть около 6 K.

Многочисленные экспериментальные данные явно не превышают эту величину. Например, в [19] были получены следующие значения ΔT_c для различных образцов керамики $YBa_2Cu_3O_x$: а) 1,53 K при значении $T_{c0} = 87,1$ K; б) 0,96 K при $T_{c0} = 86,94$ K; в) 0,8 K при $T_{c0} = 87,1$ K; г) 0,78 K при $T_{c0} = 80,94$ K. В [20] Параччини и Романо получили $\Delta T_c = 2$ K. В [21] $\Delta T_c = 1$; 0,2; 1 и 1,9 K. В работе Кима и др. [2] для качественных $YBa_2Cu_3O_x$ пленок приведено $\Delta T_c = 0,5$ K, наконец, в работе Катаделлы и Миннагена [22] для $YBa_2Cu_3O_x$ монокристаллов приведено $\Delta T = 0,14$ K.

Меньшие значения объясняются джозефсоновским взаимодействием, которое вызывает дополнительное притяжение между термически возбужденными вихрями в слоях [23,24]. Однако эксперименты на изолированных слоях $YBa_2Cu_3O_x$ [8–10] действительно дают существенно более высокие ΔT_c, вплоть до десятков градусов Кельвина. Это является следствием малой толщины сверхпроводящих слоев и соответствующей перенормировки двухмерной плотности носителей заряда. Как найдено из численного решения (3), для получения предельных значений ΔT_c, обнаруженных в экспериментах на Y/Pr сверхрешетках [10,25–27], однослойных пленках [28–32] и поликристаллических образцах с высокой анизотропией [8,9], необходимо, чтобы толщина сверхпроводящего слоя равнялась примерно 2 Å. Это вполне соответствует использованным в настоящее время в литературе значениям толщины слоев и модельным расчетам электронной плотности в анизотропных ВТСП.

Общая картина двухмерного поведения, в частности для $YBa_2Cu_3O_x$, представляется следующей. Изолированный сверхпроводящий слой имеет малую толщину (≈ 2 Å) и, как следствие, в экспериментах регистрируется большая разница между T_{c0} и T_{KT}. Образование из таких слоев периодической вдоль оси c структуры увеличивает эффективную толщину слоев, уменьшая тем самым ΔT_c. В такой системе без учета связывания вихрей за счет джозефсоновского межслоевого взаимодействия может быть реализовано минимальное значение $\Delta T_c \approx 6$ K.

Джозефсоновское взаимодействие обеспечивает дополнительное снижение ΔT_c. Минимальное известное нам значение этого параметра равно 0,14 K [2]. Уменьшение джозефсоновского взаимодействия может увеличить ΔT_c примерно до 6 K. Разрушение плоскостей CuO_2 в объемных образцах и текстурированных пленках [8,9] приводит к более сильному увеличению ΔT_c вследствие роста расстояния между проводящими плоскостями и снижения их эффективной толщины.

3. Эксперимент

Экспериментальная часть данной работы выполнена на объемных керамических образцах $YBa_2Cu_3O_x$, $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ и $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_4$, которые были приготовлены методом твердофазного синтеза. Один из образцов $YBa_2Cu_3O_x$ проходил процедуру градиентного текстурирования. В основном образцы имели длину 10–17 мм, ширину 1–3 мм, толщину 0,4–2 мм. Токовые и потенциальные выводы были достаточно сильно разнесены для исключения влияния тепловых эффектов, расстояние между потенциальными выводами составляло не более 3,2 мм.

Основным экспериментальным методом, как и в [8,9], было измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) и их компьютерная обработка с целью выделения участков степенного поведения. Вольт-амперные характеристики регистрировались стандартным четырехзондовым способом. Группа образцов была аттестована с помощью низкочастотной диамагнитной методики, описанной в [33,34].

При измерениях ВАХ были предприняты некоторые предосторожности, чтобы избежать влияния нежелательных тепловых явлений, которые могут возникать при неидеальном теплоотводе и особенно опасны для объемных образцов. Для предотвращения возможных ошибок ВАХ регистрировались при различных скоростях протяжки по току (выбранный интервал тока от 2 до $2 \cdot 10^{-5}$ А мог быть пройден за время от 228 до 0,6 с). Окончательно анализировались те части ВАХ, которые совпадали при низких и высоких скоростях протяжки. Также были предприняты усилия для предотвращения сильного теплового потока от токовых контактов: они имели большую площадь, тщательно выполнялись для достижения как можно меньшего контактного сопротивления, расстояние между ними и потенциальными выводами выбиралось как можно больше.

Необходимо отметить, что наилучшие условия измерения все-таки были реализованы в образцах с малыми критическими токами и довольно высокой степенью несостыковки сверхпроводящих слоев на межгранульных границах. Число токонесущих плоскостей для таких образцов оказывается не очень большим [9]. В этом случае и эффективный ток распаривания для сверхпроводящих плоскостей, который во всех случаях должен быть обязательно превзойден [8], не очень высок. Как следствие этого, наиболее стабильные результаты получены на образцах, имеющих наибольший интервал между T_{c0} и T_{KT}.

Измерения проводились в температурной области от 100 до 4,2 К. Для стабилизации температуры образцы были размещены на массивном медном блоке. Температура регистрировалась с помощью термопары Cu–Cu, Fe, Ni с точностью 0,1 К. Вольт-амперные характеристики снимались с помощью аналого-цифровых преобразователей, процесс их записи управлялся персональным компьютером. Данные представлялись в виде отдельных цифровых файлов, диапазон регистрации напряжения составлял 10^{-6}–$5\cdot10^{-2}$ В. Для определения температурной зависимости показателя степени n ВАХ, аппроксимируемых зависимостью $V \propto I^n$ или $V \propto I(I - I_c)^{n-1}$, использовался метод наименьших квадратов. Ошибка при определении этого параметра составляла 2–7%.

4. Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 1–4 представлены температурные зависимости показателя степени n для четырех ВТСП образцов разного состава. Размер символов на всех рисунках выбирается больше интервала ошибки эксперимента. Видно, что типичное, хотя и размытое, квазидвухмерное поведение с большим интервалом между T_{c0} и T_{KT} присуще каждому из образцов.

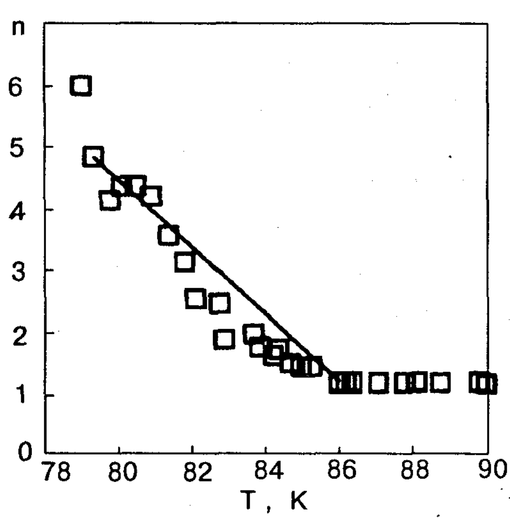

Рис. 1. Температурная зависимость показателя степени n для образца Bi состава $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$.

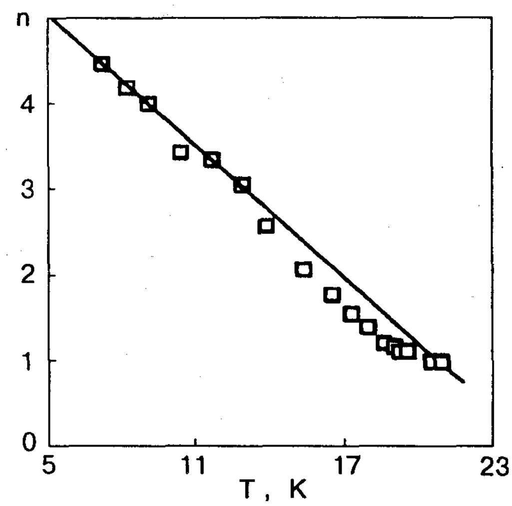

Рис. 2. Температурная зависимость показателя степени n для образца NdCe состава $Nd_{1,85}Ce_{0,15}CuO_{4-x}$.

Скачок растянут на несколько кельвинов и выделяется изменением наклона $n(T)$ вблизи $n = 3$. Причины такого размытия состоят в реальной трехмерности сверхпроводника (см., например, [35]) и в гранулированности системы, точнее, в конечном размере гранул в перпендикулярном току направлении, на которых разыгрывается сценарий диссоциации пар. К счастью, размытие перехода идет главным образом в область выше T_{KT} [36], и последний параметр легко определяется по излому $n(T)$. Подробные расчеты и объяснение причин размытия скачка были даны в [4,9].

Основные параметры всей группы исследованных образцов представлены в табл. 1. Кроме T_{c0}, T_{KT} и ΔT_c, в ней приведены следующие величины:

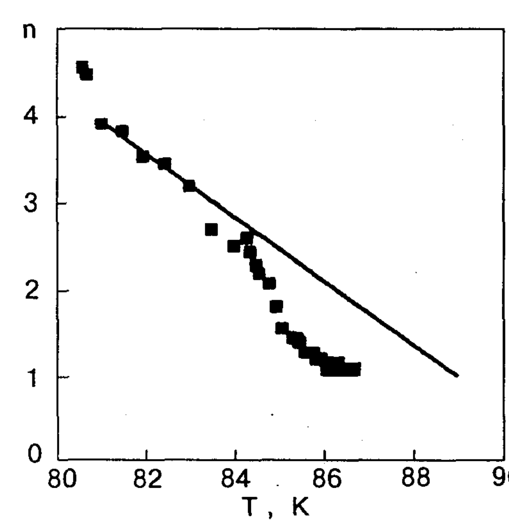

Рис. 3. Температурная зависимость показателя степени n для образца Y_3 состава $YBa_2Cu_3O_x$.

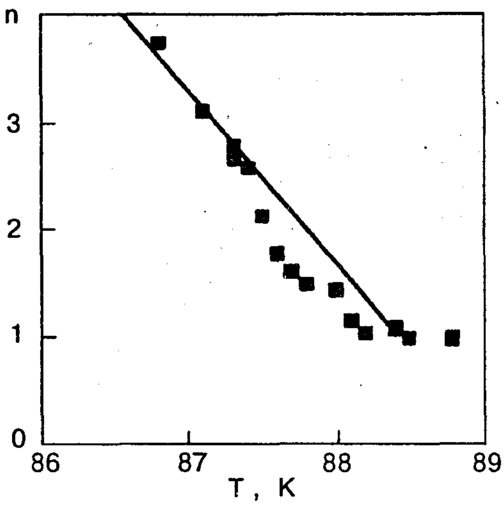

Рис. 4. Температурная зависимость показателя степени *n* для образца Y_{16} состава $YBa_2Cu_3O_x$.

τ_c — характерный параметр, отражающий анизотропию квазидвухмерного поведения:

$$\tau_c = (T_{c0} - T_{KT})/T_{KT} \; ; \qquad (4)$$

l — длина; d — толщина; w — ширина образцов; R — их сопротивление; N_0 — максимально возможное число плоскостей CuO_2, если представить образец данной толщины идеальным монокристаллом; N — действительное число сверхпроводящих плоскостей, дающих вклад в квазидвухмерное поведение, полученное по формуле

$$N = \frac{\tau_c R_c l}{0{,}173 R w \varepsilon_c} \, , \qquad (5)$$

с поправками [9], делающими ее пригодной для T_{KT} много меньше или сравнимой с T_{c0}. Одна из поправок связана с нелинейной температурной зависимостью $\Delta(T)$, вторая — с перенормировкой (3) за счет малой эффективной толщина слоя.

Параметр p представляет собой относительное число двухмерных плоскостей, дающих вклад в ВАХ, $p = N/N_0$. Последняя величина может быть интерпретирована как эффективное процентное содержание сверхпроводящей фазы или как часть плоскостей, которые проводят сверхток, p_{3D} — «трехмерное» процентное содержание сверхпроводящей фазы, которое показывает, какая часть гранул материала находится в сверхпроводящем состоянии. Эта величина была получена для группы образцов с помощью диамагнитных измерений по методике, описанной в [34].

Таблица 1

Основные параметры исследованных образцов

Образец	T_{c0}	T_{KT}	ΔT_c	$\tau_c \cdot 10^{-2}$	w	l	d	R, Ом	$N \cdot 10^5$	p_{3D}, %	$N_0 \cdot 10^6$	p, %
	К				мм							
Y_1	89,3	85,1	4,2	4,9	3,2	2	2	0,004	3,329	53,1	3,3	10,2
Y_2	89,5	85,9	3,6	4,2	2,95	3	1,5	0,024	0,478	46	2,5	1,9
Y_3	89,3	83,8	5,5	6,6	3	2,3	1,45	0,005	4,322	39,8	2,4	17,9
Y_4	89,8	89,2	0,6	0,7	2,95	3	1,55	0,004	0,84	62,9	2,6	2,9
Y_5	90,3	89,6	0,65	0,7	3	3	1,5	0,004	0,787	67,5	2,5	3,1
Y_6	87	15	72	480	3,15	2,5	1,7	0,484	1,356	32,1	2,8	4,8
Y_7	88,2	84,7	3,5	4,13	2,95	2,5	1,45	0,005	3,002	60,4	2,4	12,4
Y_8	90,8	87,7	3,1	3,54	3,2	2,5	1,7	0,006	1,84	42,8	2,8	6,47
Y_9	90,5	80,5	10	12,4	2,95	3	1,5	0,014	3,58	31,5	2,5	14,3
Y_{10}	82	71,5	10,5	14,7	1,8	2	1	0,008	7,21	—	1,7	42,8
Y_{11}	60	53,3	6,7	12,57	1,5	1,3	1,7	0,005	8,28	—	2,8	29,3
Y_{12}	38	20,3	17,7	90,15	3	2,5	2	0,018	10,8	—	3,3	32,4
Y_{13}	90,2	88,6	1,6	1,81	1,4	2,2	0,7	0,016	0,72	—	1,17	6,1
Y_{14}	90,5	84,5	6	7,1	1,6	3	0,9	0,026	2,07	—	1,5	13,8
Y_{15}	90	88	2	2,27	1,1	0,8	0,6	0,037	0,182	—	1	1,9
NdCe	21	13	8	61,5	3	3	3	0,025	6,913	—	2,5	27,6
Y_{MTG}	90,6	90,2	0,4	0,44	1,5	1,2	0,4	0,367	0,0039	—	0,67	0,06
Bi	86	82	4	4,88	2,3	2,7	1,2	0,035	0,72	—	2,5	4,25

Основная идея настоящей работы состоят в том, чтобы представить гранулированные образцы как набор соединенных параллельно двухмерных поверхностей, а влияние таких характеристик, как тип межгранульных слоев [37,38], роль разориентации кристаллитов и дислокационной структуры границ между ними [39–42], химическая стехиометрия элементов [43–45], наличие примесей [46–48], прохождение тока посредством резонансного туннелирования [49] и т.д., выразить феноменологически как процессы, способствующие или препятствующие состыковке плоскостей CuO_2 в соседних гранулах. За основу взято присущее ВТСП квазидвухмерное поведение. Другие характеристики по возможности предельно упрощены.

Как видно из таблицы, в колонке ΔT_c присутствуют значения, типичные для качественной керамики $YBa_2Cu_3O_x$ (менее 6 K), но для четырех образцов этот параметр намного больше, приближаясь к значениям для Y/Pr сверхрешеток [10,25–27], одиночных ВТСП слоев [28–32] или текстурированных пленок [8,9]. Рекордное значение $\Delta T_c = 72$ K, которое даже больше, чем зарегистрированное в [10], получено для образца Y_6, прошедшего особую термическую обработку, в результате которой кислород был тщательно убран [50] из всех межгранульных прослоек, даже на субмикронном уровне. Эффективный уровень анизотропии в этих образцах также предельно велик (см. четвертую колонку табл. 1).

Зная τ_c, можно просто определить сопротивление квазидвухмерных плоскостей на единицу площади ($R_\square$) в единицах $R_c = h/2\pi e^2 = 4{,}1$ кОм. Для образцов с $T_{c0} - T_{KT} \lesssim 6$ K, в которых T_{KT} не выходит за пределы линейной зависимости $\Delta(T)$, для этого достаточно просто разделить τ_c на 0,173 [36]. Для других необходимо ввести поправку на температурную зависимость (она не больше 1,5) и на перенормировку n_{2D} в связи с малой толщиной слоя.

Поскольку, по сути дела, мы должны при этом перейти от «грязного» предела, в котором дана формула (5), к пределу перенормировки по толщине, поправочный коэффициент, на который нужно делить τ_c, будет равен $l(d + \xi_0)/d(l + \xi_0)$. Для образцов Y_6, Y_9, Y_{10} и Y_{12} он составляет соответственно 7,6; 1,08; 1,17 и 3. Принимая во внимание диэлектрическую константу для вихрей $\varepsilon_c \approx 1{,}2$, находим, что $R_\square/R_c$ для всех образцов, кроме Y_6 и Y_{12}, меньше единицы. Для последних оно равно 3 и 1,4. Это означает, что в этих образцах может реализоваться случай сильной локализации [51,52], когда фактически перестают работать формулы, по которым сделана оценка. Формально сопротивление начинает зависеть от длины, и для макроскопических образцов значительный вклад в ΔT_c могут вносить чисто локализационные эффекты. Для остальных образцов локализационные эффекты несущественны.

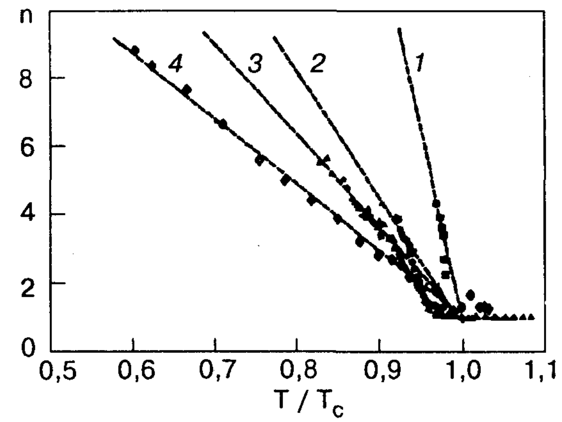

Рис. 5. Температурная зависимость показателя степени n для тонкой пленки $YBa_2Cu_3O_x$ при различной длительности ее выдержки на воздухе, мес.: 0 (*1*), 6 (*2*), 9 (*3*), 18 (*4*) .

Таким образом, образцы с наиболее сильно выраженным двухмерным поведением переходят порог локализации. Видимо, с этим связано и понижение среднеполевой критической температуры, регистрируемое в исследованных нами образцах, однослойных ВТСП пленках и Y/Pr сверхрешетках. Тогда величину в ≈ 2 Å можно рассматривать лишь как нижнюю границу толщины сверхпроводящего слоя ВТСП металлооксидов. На самом деле, она будет несколько выше, приближаясь к величине, используемой в работах Клейнера, Мюллера и др. (3 Å), детально исследовавших внутреннее джозефсоновское поведение ВТСП [53,54].

Расчеты средней электронной плотности в $YBa_2Cu_3O_x$ также показывают [55] наличие областей повышенной электронной плотности (в свете последних данных, трактовка канала пониженной электронной плотности как источника сверхпроводимости представляется нам неверной). Согласно данным электронной структуры, в других соединениях толщина слоев того же порядка [56].

Дополнительные аргументы в пользу нашей модели может дать эксперимент по длительной выдержке на воздухе текстурированной пленки $YBa_2Cu_3O_x$, описанный в [9]. При долговременной выдержке (0, 6, 9 и 18 месяцев) заметны (см. рис. 5) хорошо выраженный рост ΔT_c и уменьшение наклона линейной части показателя степени $n(T)$. Но при квазидвухмерном поведении

$$n(T) = \frac{2\pi J}{T} + 1 \ , \qquad (6)$$

где

$$J = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda}\right)^2 d = \frac{\Phi_0^2 n_{2D}\, e^2}{4\pi m c^2} \ . \qquad (7)$$

Вблизи T_{c0}

$$n_{2D} \propto (T - T_{c0}) \ , \qquad (8)$$

что определяет линейную температурную зависимость $n(T)$ (температуру в знаменателе правой части (6) вблизи T_{c0} можно считать постоянной). Поскольку при уменьшении толщины слоя n_{2D} перенормируется как $d/(d + \xi_0)$, в пределе $d \ll \xi_0$ из (7) следует, что наклон линейного участка должен изменяться прямо пропорционально d. Таким образом, этот эксперимент можно считать непосредственным подтверждением того, что при долговременной выдержке пленки эффективная толщина сверхпроводящих слоев монотонно уменьшается.

Согласно (8) и закону перенормировки n_{2D}, при $d \ll \xi_0$

$$T_{KT} \propto d\,(T_{c0} - T_{KT}) \ , \qquad (9)$$

т.е. можно считать, что толщина сверхпроводящего слоя изменяется пропорционально τ_c^{-1}. Это вполне согласуется с рис. 5 и табл. 2. После 18-месячной выдержки τ_c увеличилась в 6 раз, а наклон линейного участка уменьшился в 5,2 раза. Поскольку для исходного образца перед выдержкой разница между T_{c0} и T_{KT} ($\Delta T_c = 1{,}6$ K) меньше 6 K, можно считать, что механизм ренормализации n_{2D} за счет малой толщины слоя в нем еще не работал, и d можно принять приблизительно равным межслоевому расстоянию (12 Å).

Таблица 2

Параметр эффективной анизотропии τ_c как функция времени выдержки в воздушной атмосфере для тонкой пленки $YBa_2Cu_3O_x$, приготовленной лазерным напылением на подложку из $SrTiO_3$

Параметр	Время выдержки, месяц			
	0	6	9	18
τ_c	0,019	0,05	0,0767	0,12

После долговременной выдержки, когда все плоскости можно считать достаточно хорошо изолированными друг от друга, их эффективная толщина составит 12 Å/6 = 2 Å, что хорошо совпадает с оценкой, сделанной нами раньше. Полученный наклон $n(T)$ в данном образце является предельным.

Из табл. 1 следует, что эффективное число проводящих плоскостей N, определенное из (5), не очень велико, так что $p = N/N_0$ составляет лишь несколько процентов. Интересно, что текстурированный образец Y_{MTG}, несмотря на наименьшее p, имеет наибольшую плотность критического тока j_c. Это не является неожиданным, поскольку он имеет наименьшее значение параметра τ_c, а значит, обладает большей по сравнению с другими образцами эффективной толщиной проводящих слоев и лучшей связью между ними.

Поведение критического тока I_c является одним из ключевых моментов, относящихся к обсуждаемой модели. Его величина для ряда исследованных образцов получается из ВАХ. Нас интересует, в первую очередь, поведение I_c вблизи критической температуры, где зависимость $I_c(T)$ является линейной по отношению к $(T - T_{c0})$. В гранулированных или «грязных» сверхпроводниках

$$I_c(T) = \frac{2\Delta(T)}{\pi e R_n} \,\mathrm{th}\left(\frac{\Delta(T)}{2kT}\right) \ . \qquad (10)$$

Вблизи T_{c0} можно воспользоваться простыми формулами [57]:

$$I_c(T) \approx \frac{\pi}{4} \frac{\Delta^2(T)}{e R_n k T_c} \ , \qquad (11)$$

$$\Delta(T) = 1{,}74\,\Delta(0)[(T - T_{c0})/T_{c0}]^{1/2} \ . \qquad (12)$$

Если $2\Delta(0)/kT_c$ в плоскости ab ВТСП равно шести [58,59], то из (10) следует, что реальная плотность критического тока при $T = 0$ должна быть в 1,5 раза ниже, чем ее значение, полученное линейной экстраполяцией, согласно (11), (12).

Учтя это, восстановим $j_c(0)$ для исследованных образцов. В каждом из них ток течет только вдоль нескольких плоскостей. Вычислим максимально возможный ток $j_m(0)$ в образце с данным τ_c. Полагая, что вследствие перколяционного протекания тока он проходит не только не по всем плоскостям, но и в той же степени не по всей ширине проводящих плоскостей (хороший статистический случай), будем считать, что $j_m(0) = j_c(0)/p^2$.

Для образца Y_{MTG} полученное таким образом $j_c(0)$ равняется $2{,}7 \cdot 10^9$ А/см^2. Это значение близко к теоретически предсказанному значению тока распаривания [13]:

$$j_d = \frac{\Phi_0}{3\sqrt{3}\pi\mu_0 d^2 \xi_0}\ , \qquad (13)$$

которое для плоскости ab $YBa_2Cu_3O_x$ равно $5 \cdot 10^9$ А/см^2.

Таким образом, в образцах с наименьшим возможным τ_c могут быть получены теоретически предсказанные значения $j_c(0)$.

С увеличением τ_c максимально возможное $j_c(0)$ быстро уменьшается. Данные по $j_c(0)$ для Y_{MTG} и других образцов представлены на рис. 6, на котором из-за большой разницы абсолютных величин токов приведен $\ln (j_c(0))$ как функция τ_c.

Сплошная линия на этом рисунке — экстраполяционная кривая, имеющая вид

$$j_c^m(\tau_c) = \exp(a + b/\tau_c)\ , \qquad (14)$$

где $a = 9$; $b = 0{,}0444$; j_c^m — в А/см^2.

Соотношение (14) может оказаться весьма полезным при исследовании транспортных характеристик ВТСП материалов. Основываясь на нем, можно предложить простой способ контроля качества приготовленной керамики. Он состоит в определении τ_c из ВАХ вблизи критической температуры металлоксида. Если процедура приготовления образцов дает стабильно низкие τ_c, то можно ожидать, что они будут обладать очень высокими критическими токами; если нет — в любом случае токи будут маленькими.

Одной из основных причин, приводящих к высоким τ_c, является разрушение сверхпроводящих слоев на многочисленных межгранульных границах образца. С другой стороны, существование нормальных прослоек на межгранульных границах может смягчить рост τ_c вследствие перераспределения тока между всеми плоскостями. Однако в этом случае j_c дополнительно и очень сильно снижается самой нормальной прослойкой. В результате этого в реальных образцах с нормальными прослойками должна существовать корреляция между измеренными величинами j_c и p, а именно: образцы с малыми j_c должны иметь больший процент проводящих плоскостей.

Математическая обработка пар данных $(j_c(0)_i\,, p_i)$ для образцов, представленных на рис. 6, действительно дает отрицательный коэффициент парной корреляции:

$$R = \frac{\sum_{i=1}^{10} j_c(0)_i - \left(\sum_{i=1}^{10} j_c(0)_i \sum_{i=1}^{10} p_i\right)/10}{\left[\sum_{i=1}^{10} j_c(0)_i^2 - \left(\sum_{i=1}^{10} j_c(0)_i\right)^2/10\right]^{1/2} \left[\sum_{i=1}^{10} p_i^2 - \left(\sum_{i=1}^{10} p_i\right)^2/10\right]^{1/2}}\,.$$

В настоящем случае он равен –0,34.

Невыраженная корреляция $j_c(0)$ и p объясняется тем, что несостыковка сверхпроводящих плоскостей на межгранульных границах, являющаяся более или менее случайным процессом, в отличие от влияния нормальных прослоек, уменьшает критический ток с уменьшением p.

Для получения дополнительного подтверждения нашей точки зрения была проанализирована связь между p (полученным через τ_c) и диамагнитными характеристиками образцов, приготовленных в одном технологическом режиме, но с различной термической выдержкой для изменения содержания в них слабо связанного кислорода.

Из данных по диамагнитному отклику несложно получить значение «трехмерного» процентного содержания сверхпроводящей фазы p_{3D} [34], которое показывает, какая часть гранул в их полном ансамбле является сверхпроводящей (в этой работе p_{3D} определялось при 80 К).

Как видно из табл. 1, во всех случаях p_{3D} намного больше p. Если бы связь между гранулами была идеальной, а именно, каждая сверхпроводящая плоскость в одной грануле была связана с соответствующей плоскостью в другой грануле, p был бы близок к p_{3D}. Однако, поскольку непрерывность некоторых плоскостей нарушена, p, как правило, намного меньше p_{3D}.

Необходимо подчеркнуть, что нарушение связности плоскостей проявляется при довольно больших токах, протекающих через образец. С другой стороны, с помощью техники низкочастотного диамагнитного отклика L мы можем оценить число слабых межплоскостных связей (если измерять L при различных значениях внешнего магнитного поля).

На рис. 7, 8 показаны зависимости $L(T)$ для двух типичных образцов Y_2 и Y_3. Для образца Y_2 различие между частью диамагнитного отклика, ответственного за слабые связи, при $H_{01} = 2$ Э и

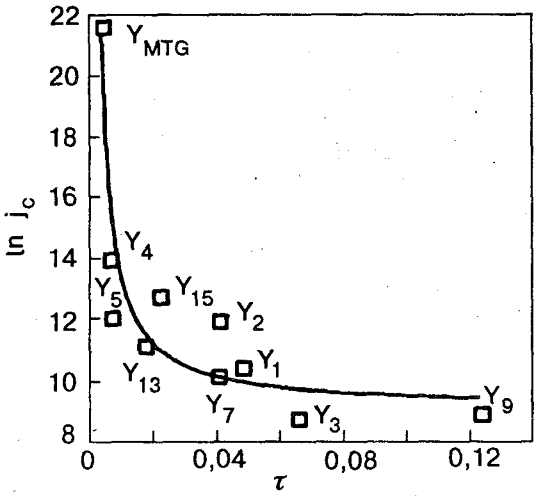

Рис. 6. Зависимость критического тока j от параметра $\tau = (T_{c0} - T_{KT})/T_{c0}$ для серии исследованных образцов. Из-за большой разницы абсолютных величин токов на оси ординат отложены значения $\ln j_c(\tau_c)$.

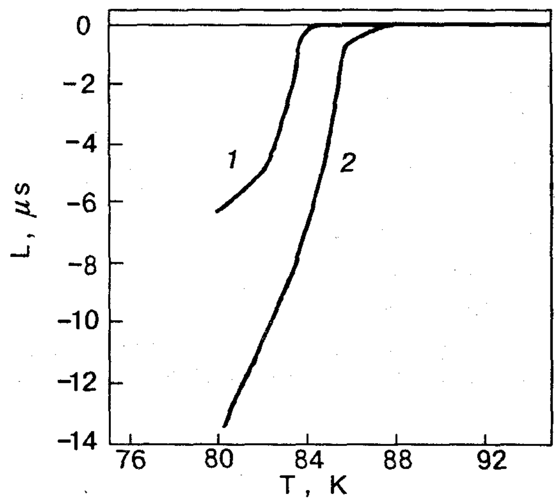

Рис. 8. Зависимости диамагнитного отклика $L(T)$ образца Y_3 при значениях внешнего магнитного поля 35 (*1*) и 2 (*2*) Э.

H_{02}= 35 Э невелико, для Y_3 — значительно. Мерой числа легко обрывающихся связей сверхпроводящих плоскостей является нормированное на объем сверхпроводящей фазы $p_{3D}\ V$ различие ΔL между L при 2 и 35 Э.

Действительно, между $q = \Delta L / p_{3D}\ V$ и p заметна довольно хорошая корреляция (рис. 9), хотя причины, по которым скорость изменения p увеличивается с ростом q при $q \approx 1{,}1$, пока не ясны.

Сделаем несколько общих утверждений. В целом предполагается новый подход к ВТСП, основанный на идеализации свойственного им $2D$ поведения и на учете простого механизма разрушения сверхпроводящих плоскостей на межгранульных границах. Исходя из нашей модели качественно понятно, почему короткие образцы, в которых число разрушенных $2D$ плоскостей не очень велико, имеют высокие критические токи, а длинные образцы, накапливающие такие дефекты, имеют малые значения j_c. Загадочная невоспроизводимость экспериментальных данных для ВТСП с предполагаемыми включениями, обладающими критической температурой близкой к комнатной, также может быть связана с возникающими в про-

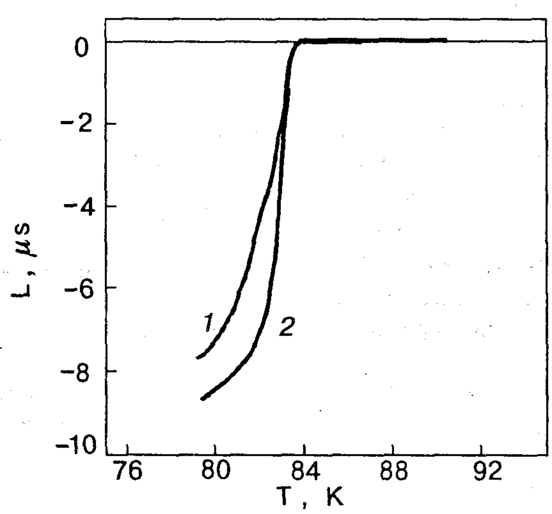

Рис. 7. Зависимости диамагнитного отклика $L(T)$ образца Y_2 при значениях внешнего магнитного поля 35 (*1*) и 2 (*2*) Э.

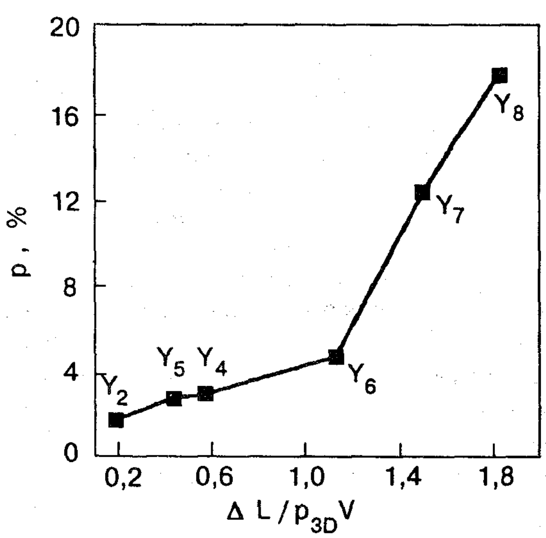

Рис. 9. Зависимость относительного числа проводящих плоскостей $p = N/N_0$ от нормированной на объем сверхпроводящей фазы $\Delta L_0 = p_{3D}\ V$ разности ΔL между значениями диамагнитного отклика при 2 и 35 Э для серии образцов на основе иттрия (значения ΔL взяты при 80 К).

цессе охлаждения многочисленными разрывами сверхпроводящих плоскостей. Это приводит к большому расхождению между T_{c0} и T_{KT}, тогда как ненулевой диамагнитный отклик и нулевое сопротивление можно зарегистрировать только ниже T_{KT}.

5. Заключение

Двухмерная природа ВТСП и наличие двух характерных критических температур — среднеполевой критической температуры и температуры перехода Костерлица—Таулесса — играют довольно важную роль в их поведении при протекании транспортного тока. Если межслоевое взаимодействие сильно, то разница между T_{c0} и T_{KT} невелика. Однако в поликристаллических образцах возможны многочисленные несостыковки и разрывы сверхпроводящих плоскостей, что приводит к росту анизотропии и увеличению разницы между T_{c0} и T_{KT}. Таким образом, T_{KT} может быть достаточной малой. Но «истинная» сверхпроводимость наблюдается только при $T < T_{KT}$.

Пренебрежение этим фактом может привести к ошибкам в определении критической температуры новых соединений, равно как многочисленные нарушения непрерывности сверхпроводящих слоев могут делать эти включения невидимыми в физических экспериментах. Даже, если мы имеем несколько плоскостей новой фазы, которые проходят без разрывов от одного потенциального вывода до другого, первое охлаждение образца (при котором многие из исследователей действительно наблюдали очень высокие T_c) вполне способно вызвать множественные разрушения плоскостей. Тогда в дальнейших измерениях будет проявляться лишь сверхпроводящий переход основной фазы. Можно ожидать, что наиболее успешным в достижении сверхвысоких T_c будет формирование искусственных соединений методом последовательного нанесения слоев без разрывов на нежелательных межгранульных границах. Недавняя работа Лагю и др. [60], в которой авторы наблюдали $T_c = 250$ К в тщательно приготовленных эпитаксиальных сверхрешетках Bi–Sr–Ca–Cu–O, свидетельствует в пользу этой точки зрения.

Настоящая работа затрагивает также проблему большой плотности тока j_c. Заметим, что при идеальном двухмерном поведении критический ток отсутствует вообще. Только неидеальность двухмерных слоев и близость их к другим делают j_c конечным. Разрушение части сверхпроводящих слоев уменьшает его. Короткие образцы могут иметь не очень много разрывов плоскостей. Однако с увеличением длины число разрывов накапливается, и уже значительная часть плоскостей становится непроводящей. В таком образце j_c оказывается не очень высоким.

Наконец, следует добавить, что качественная модель, представленная в настоящей работе, лучше всего описывает идеальные образцы с межгранульными границами $S-I-S$ типа и не очень высокой степенью разориентации гранул. Нормальные прослойки между гранулами перераспределяют ток между всеми сверхпроводящими плоскостями. В этом случае разрывов плоскостей на границах гранул фактически нет. Но критический ток тем не менее сильно подавляется самими нормальными прослойками.

1. E. H. Brandt, in: *Critical Currents in Superconductors*, H. W. Weber (ed.), World Scientific, Singapore (1994), p. 3.
2. J. Kim, H. Lee, J. Chung, H. J. Shin, and H. J. Lee, *Phys. Rev.* B43, 2962 (1991).
3. M. A. Dubson, S. T. Herbert, J. J. Calabrese, et al., *Phys. Rev. Lett.* 60, 1061 (1988).
4. P. C. E. Stamp, L. Forro, and C. Ayache, *Phys. Rev.* B38, 2847 (1988).
5. C. Paracchini and L. Romano, *Physica* C207, 143 (1993).
6. K. H. Fischer, *Physica* C193, 401 (1992).
7. S. N. Artemenko and Yu. I. Latyshev, *Modern Phys. Lett.* B6, 367 (1992).
8. P. N. Mikheenko, Yu. Genenko, Yu. V. Medvedev, et. al., *Physica* C212, 332 (1993).
9. P. N. Mikheenko and I. S. Abaliosheva, *Physica* C214, 393 (1993).
10. M. Rasolt, T. Edis, and Z. Tezanovic, *Phys. Rev. Lett.* 66, 2927 (1991).
11. W. E. Lawrence and S. Doniach, in: *Proc. 12th Int. Conf. on Low Temperature Physics*, E. Kanda (ed.), Academic Press of Japan, Kyoto (1971), p. 361.
12. J. R. Clem, *Phys. Rev.* B43, 7837 (1991).
13. M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill, New York (1975).
14. Ю. М. Иванченко, Ю. В. Медведев, *Препринт ДонФТИ 84-4* (1984).
15. M. R. Beasley, J. E. Mooij, and T. P. Orlando, *Phys. Rev. Lett.* 42, 1165 (1979).
16. J. L. Tallon and N. E. Flower, *Physica* C204, 237 (1993).
17. J. L. Tallon, C. Bernhard, H. Shaked, R. L. Hitterman, and J. D. Jorgensen, *Phys. Rev.* B51, 12911 (1995).
18. K. Kadowaki, Y. Songliu, and K. Kitazawa, *Supercond. Sci. & Technol.* 7, 519 (1994).
19. D. R. Harshman, G. Aeppli, E. J. Ansaldo, B. Batlogg, J. H. Brewer, J. F. Carolan, R. J. Cava, M. Celio, A. C. D. Chaklader, W. N. Hardy, S. R. Kreitzman, G. M. Luke, D. R. Noakes, and M. Senda, *Phys. Rev.* B36, 2386 (1987).
20. C. Paracchini and L. Romano, *Physica* C184, 29 (1991).
21. C. Paracchini and L. Romano, *Physica* C191, 72 (1992).
22. V. Catandella and P. Minnhagen, *Physica* C166, 442 (1990).
23. J. Friedel, *J. Phys.: Condensed Matter* 1, 7757 (1989).
24. Л. И. Глазман, А. Е. Кошелев, *ЖЭТФ* 97, 1371 (1990).
25. J. -M. Triscone, O. Fischer, O. Brinner, L. Antognazza, A. D. Kent, and M. G. Karkut, *Phys. Rev. Lett.* 64, 804 (1990).
26. Q. Li, X. X. Xi, X. D. Wu, A. Inam, S. Vadlamannati, W. L. McLean, T. Venkatesan, R. Ramesh, D. M. Hwang, J. A. Martinez, and L. Nazar, *Phys. Rev. Lett.* 64, 3086 (1990).
27. D. H. Lowndes, D. P. Norton, and J. D. Budai, *Phys. Rev. Lett.* 65, 1160 (1990).
28. D. P. Norton and D. H. Lowndes, *Phys. Rev.* B48, 6460 (1993).

29. I. Bozovic, J. N. Eckstein, M. E. Klausmeier-Brown, and G. Virshup, *J. Supercond.* **5**, 19 (1992).
30. T. Terashima, K. Shimura, Y. Bando, Y. Matsuda, A. Fujiyama, and S. Komiyama, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1362 (1991).
31. Y. Matsusa, S. Komiyama, T. Terashima, K. Shimura, and Y. Bando, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3228 (1992).
32. Y. Matsusa, S. Komiyama, T. Onogi, T. Terashima, K. Shimura, and Y. Bando, *Phys. Rev.* **B48**, 10498 (1993).
33. P. N. Mikheenko and Yu. E. Kuzovlev, *Physica* **C204**, 229 (1993).
34. П. Н. Михеенко, Ю. Е. Кузовлев, Е. Н. Малышев, *ЖТФ* **60**, 104 (1990).
35. K. H. Fisher, *Physica* **C178**, 161 (1991).
36. A. M. Kadin, K. Epstein, and A. M. Goldman, *Phys. Rev.* **B27**, 6691 (1983).
37. J. Moreland, L. F. Goodrich, J. W. Ekin, et. al., *J. Appl. Phys.* **26**, L999 (1987).
38. Y. Zhao, S. F. Sun, Z. P. Su, et al., *Z. Phys.* **B71**, 53 (1988).
39. K. Jagannadham and J. Narayan, *Philos. Mag.* **A59**, 917 (1989).
40. D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart, and F. K. LeGoues, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 219 (1988).
41. J. Mannhart and C. C. Tsuei, *Z. Phys.* **B77**, 53 (1989).
42. S. Nakahara, G. J. Fisanick, M. F. Yan, R. B. van Dover, and T. Borone, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 2105 (1988).
43. S. E. Babcock, T. F. Kelli, P. J. Lee, et al., *Physica* **C152**, 25 (1988).
44. D. M. Kroeger, J. Brynestad, and R. A. Padgett, *Appl. Phys. Lett.* **52**, 1266 (1988).
45. S. E. Babcock and D. C. Larbalestier, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 393 (1989).
46. F. Stucki, P. Bruesch, and T. Baumann, *Physica* **C153–155**, 200 (1988).
47. J. D. Verhoeven, A. J. Bevolo, R. W. McCallum, et al., *Appl. Phys. Lett.* **52**, 745 (1988).
48. L. T. Romano, P. R. Wilshaw, N. J. Long, and C. R. M. Grovenor, *Mat. Sci. and Eng.* **A109**, 293 (1988).
49. J. Halbritter, *Phys. Rev.* **B48**, 9735 (1993).
50. B. Ya. Sukharevskii, I. V. Zhikharev, S. I. Khohlova, G. E. Shatalova, A. Ya. Duka, O. E. Tsybulskii, and P. N. Mikheenko, *Physica* **C194**, 373 (1992).
51. N. F. Mott and E. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, Clarendon, Oxford (1979).
52. E. N. Economou, *Physica* **B127**, 246 (1984).
53. R. Kleiner and P. Muller, *Phys. Rev.* **B49**, 1327 (1994).
54. R. Kleiner, P. Muller, H. Kohlstedt, N. F. Pedersen, and S. Sakai, *Phys. Rev.* **B50**, 3942 (1994).
55. V. A. Voloshin, P. N. Mikheenko, V. V. Babenko, V. G. But'ko, I. M. Reznik, and Ya. I. Yuzhelevskii, *Low Temp. Phys.* **21**, 399 (1995).
56. C. O. Rodriguez, *Phys. Rev.* **B49**, 1200 (1994).
57. И. М. Дмитренко, *В мире сверхпроводимости*, Наукова думка, Киев (1981).
58. J. S. Rsaki, I. Takeuchi, J. Fujita, et al., *Physica* **C157**, 535 (1989).
59. I. Takeuchi, J. S. Tsai, Y. Shimakawa, et al., *Physica* **C158**, 83 (1989).
60. M. Laguës, X. M. Xie, H. Tebbji, X. Z. Xu, V. Mairet, C. Hatterer, C. F. Beuran, C. Deville-Cavellin, *Science* **262**, 1850 (1993).

Two-dimensional behavior of bulk high-temperature superconductors

P. N. Mikheenko, I. S. Abaliosheva, and S. J. Lewandowski

Using the power-law analysis of current-voltage characteristics, the new data have been obtained corroborating the realization in granular high-T_c samples the two-dimensional behavior with an anomalously large difference between mean-field critical temperature and the temperature of Berezinsky-Kosterlitz-Thouless transition. It is shown that such a behavior is due to a small effective thickness of superconducting layers and their non-perfect attachment in the HTS intergranular boundaries of metal oxides.