

©1994

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕБОЛОМЕТРИЧЕСКОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА (BiPb)SrCaCuO 2223 ПЛЕНОК ВТСП

*С.Г.Романов, А.В.Суворов, И.О.Усов, А.А.Яковенко,*

Исследованы оптический отклик гранулированных тонких пленок  $(\text{BiPb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}$  с различной формой сверхпроводящего перехода на немонохроматизированное излучение, а также зависимости оптического отклика от температуры, магнитного поля, величины и полярности тока. Это позволило разделить вклады от болометрического и неболометрического откликов.

Одним из перспективных практических применений ВТСП материалов является их использование в качестве широкополосных оптических детекторов. Причем помимо традиционных болометров [1] специфические свойства ВТСП позволяют построение конкурентоспособных по отношению к полупроводниковым быстродействующих детекторов за счет использования неравновесных явлений. Проблемой на настоящий момент является вопрос о физической природе неболометрического отклика, для описания которого используются либо электронный [2-5], либо магнитный механизмы [6-8].

Несмотря на значительные усилия, приложенные в последнее время для исследования взаимодействия оптического излучения с ВТСП материалами, к настоящему времени только вырабатываются требования к характеристикам этих материалов в плане оптимизации «быстрого» отклика. Однако уже сложилось мнение о предпочтительности гранулированных пленок [9].

Измерения оптического отклика на смещенных током образцах дают сигнал, определяемый как дополнительное напряжение, возникающее под действием оптического облучения  $\Delta U \sim I \Delta R$ . Очевидно, что это напряжение является суммой болометрической и неболометрической компонент. При этом зачастую даже временная дискриминация сигнала отклика не позволяет разделить эти вклады, так как характерное время болометрического отклика может быть менее 1 ns [2] в зависимости от дизайна детектора. Поэтому для классификации наблюдаемых откликов по механизму их происхождения необходимо иметь дополнительные основания.

Исходя из этого, в настоящей работе предпринята попытка выделения вкладов от различных откликов на примере исследования гранулированных пленок  $(\text{BiPb})\text{SrCaCuO}$  состава 2223.

## 1. Образцы

Пленки  $(\text{BiPb})\text{SrCaCuO}$  состава 2223 были получены методом ионного распыления на полированных подложках из монокристаллов  $\text{MgO}$  (100) с последующим отжигом. Содержание фазы 2223 изменялось от 54 до 99%; помимо этой фазы в пленке содержались фаза 2212 и, возможно, 2201. Толщина пленок 200–300 нм, размер образцов  $15 \times 5$  мм. Пленки состояли из перекрывающихся гранул с характерным размером в плоскости пленки около  $5 \mu\text{m}$ , ось  $C$  гранул ориентирована перпендикулярно плоскости пленки. Пленки были снабжены четырьмя золотыми контактными полосками шириной около 1 мм. Характерная температура перехода составляющих пленки гранул лежала в интервале 100–106 К, а плотность критического тока при  $T = 77$  К —  $(0.5 - 2) \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$ . Подробнее детали технологии приготовления, морфологии и состава пленок изложены в [10].

## 2. Методика эксперимента

Измерения сопротивления и ВАХ проводились четырехконтактным методом в режиме источника постоянного тока. Во избежание влияния термоэдс на результаты измерения температурного хода сопротивления применялось смещение пленки знакопеременным током с частотой переполяризации от 0.01 до 0.001 Hz. Магнитное поле (до 400 Oe) было направлено перпендикулярно току. Экранирования от поля Земли не производили. Освещение образца проводилось модулированным с частотой 500 Hz немонахроматизированным излучением от галогенной лампы накаливания, которое подводилось к образцу с помощью световода. Переменный сигнал на частоте модуляции измерялся в качестве отклика образца на внешнее облучение.

## 3. Экспериментальные результаты

Оптические отклики были измерены в зависимости от температуры и транспортного тока. Для пленок с более резким переходом ( $\Delta T \approx 10$  К, пленки первого типа) зависимость  $\Delta U(T)$  имеет вид кривой, совпадающей с температурным ходом производной  $dR/dT$  (рис. 1,а). Амплитуда этого отклика прямо пропорциональна току смещения. Для пленок с затянутым «хвостом сопротивления» вплоть до 77 К (пленки второго типа) помимо сигнала, пропорционального  $dR/dT$ , имеется широкая полоса в области температур 78–96 К, причем амплитуда отклика в этой области непропорционально велика по сравнению с  $dR/dT$  и превосходит амплитуду отклика при температуре, соответствующей максимуму  $dR/dT$  (рис. 1,б). С увеличением измерительного тока амплитуда первой компоненты возрастает прямо пропорционально величине тока смещения, а амплитуда второй компоненты уменьшается (рис. 2). При наложении небольшого (до 50 Oe) внешнего магнитного поля первая компонента остается неизменной, следуя в этом неизменности зависимости  $dR/dT - T$ , а вторая компонента подавляется (рис. 3).

ВАХ исследованных пленок при  $T < T_c$  имеет вид, типичный для неупорядоченных гранулированных сверхпроводников:  $U \sim I^n$ ,  $n > 1$

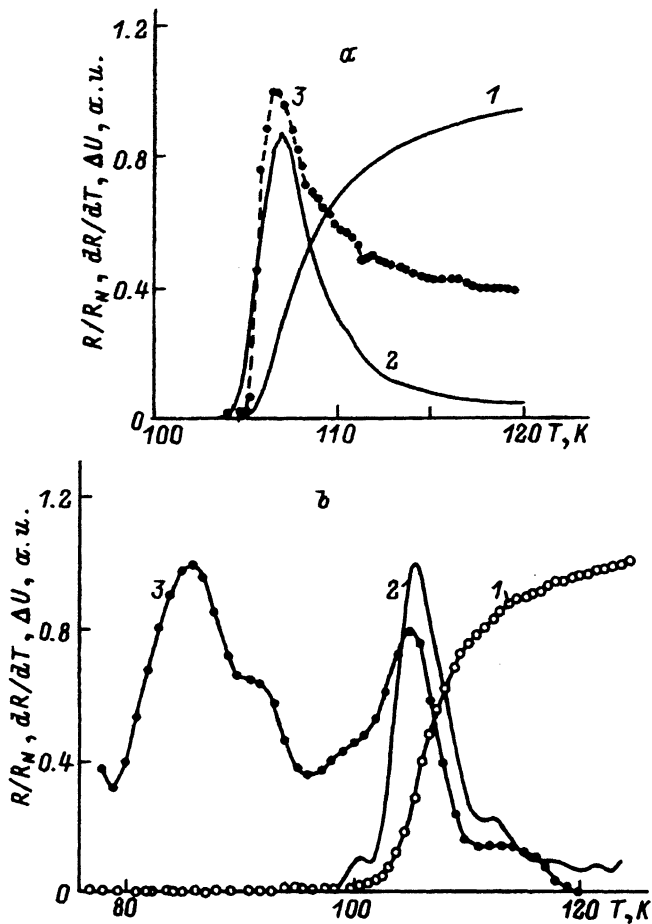


Рис. 1. Температурные зависимости нормализованного сопротивления  $R/R_N$  (1), производной  $dR/dT$  (2) и оптического отклика  $\Delta U$  (3) пленок первого (а) и второго (б) типа.

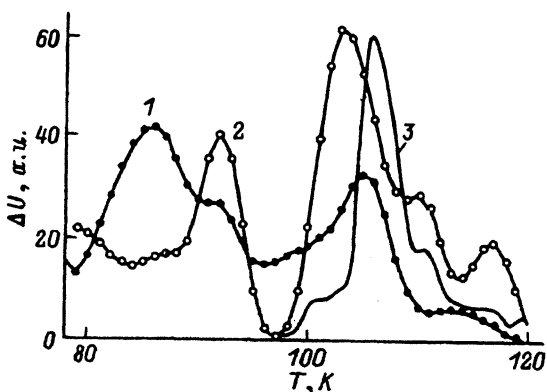


Рис. 2. Температурные зависимости оптического отклика  $\Delta U$  образцов второго типа при токах смещения 25 (1) и 50  $\mu A$  (2). 3 — температурная зависимость  $dR/dT$  (приведена для сравнения; см. кривую 2 на рис. 1, б).

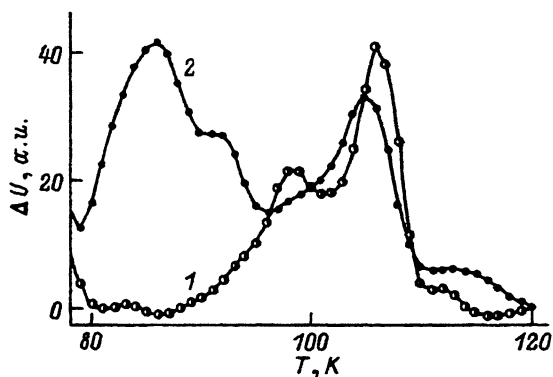


Рис. 3. Температурные зависимости отклика  $\Delta U$  образцов второго типа во внешнем магнитном поле 20 Ое (1) и без поля (2) при  $I = 25 \mu\text{A}$ .

(рис. 4). Оптические отклики образцов первого и второго типа в зависимости от тока при  $I > I_c$  близки по характеру и имеют весьма развитую структуру (рис. 4). При низкой температуре форма оптического отклика выражена очень отчетливо и представляет собой последовательность узких пиков (рис. 5). С увеличением интенсивности облучения отклик нарастает приблизительно пропорционально квадрату падающей мощности (рис. 6).

Наложение внешнего магнитного поля от 0 до 300 Ое не вызывает существенных изменений ВАХ — несколько уменьшается критический ток и показатель степени  $n$ . Оптический отклик при этом возрастает по амплитуде, а локальные экстремумы смещаются в область меньших токов, следуя в этом смещению особенностей производных ВАХ.

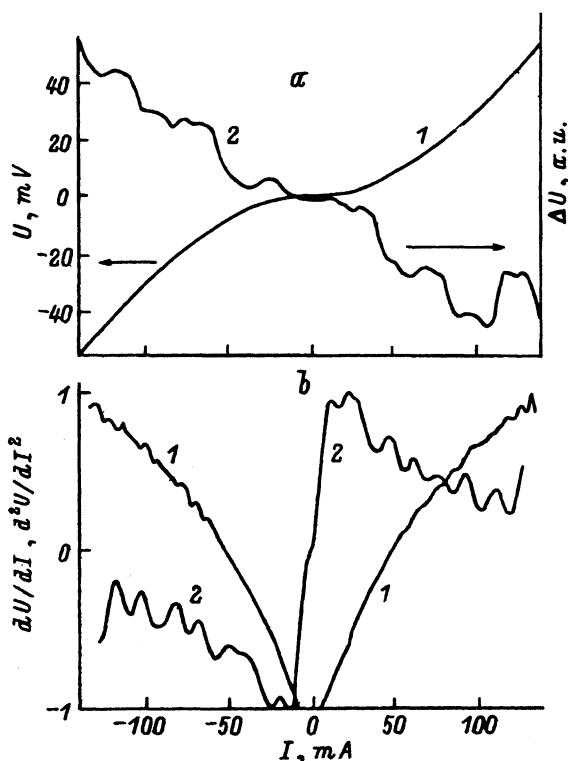


Рис. 4. ВАХ (1) и зависимость оптического отклика  $\Delta U$  (2) от тока смещения для пленок первого типа при  $T = 77 \text{ K}$  (а). Первая (1) и вторая (2) производные ВАХ при  $T = 77 \text{ K}$  (б).

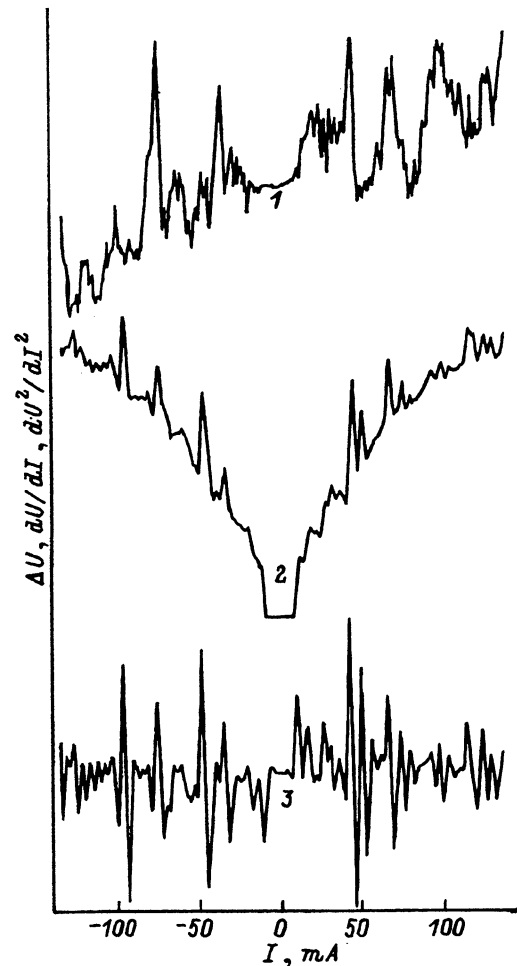


Рис. 5. Оптический отклик  $\Delta U$  (1), первая (2) и вторая (3) производные ВАХ при  $T = 4.2$  К.

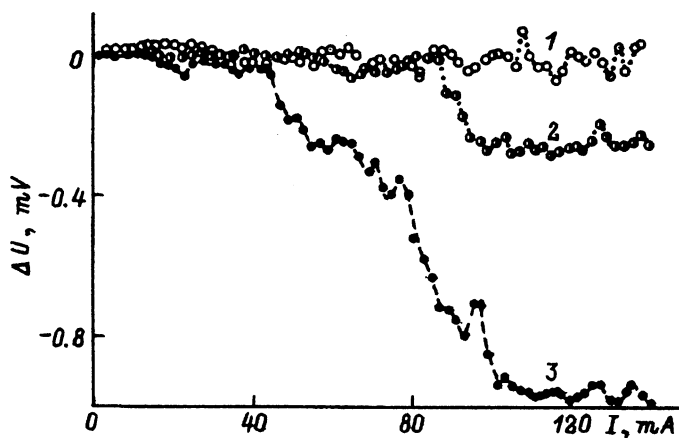


Рис. 6. Зависимость оптического отклика  $\Delta U$  от тока при различных уровнях падающей мощности излучения  $W$  при  $T = 77$  К.  
 $W$ , мВ: 1 — 14, 2 — 25, 3 — 40.

#### 4. Обсуждение результатов

Различия в резистивном поведении пленок первого и второго типа определяются, по-видимому, особенностями их морфологии, т.е. качеством слабых связей в области межгранульных контактов. К сожалению, эти различия не поддаются анализу с помощью обычных методов контроля.

Как видно из рис. 1,а, оптические отклики пленок первого типа обладают всеми признаками болометрического: амплитуда оптического отклика прямо пропорциональна  $dR/dT$  и величине тока смещения, а его знак зависит от полярности тока смещения в соответствии с соотношением  $dU \sim I dR/dT$ . Аналогичная компонента имеется и в оптическом отклике образцов второго типа. Напротив, низкотемпературная компонента оптического отклика последних не имеет видимой связи с производной, хотя и наблюдается в области ненулевого сопротивления; кроме того, она демонстрирует отличный от болометрического характер изменения с ростом тока и магнитного поля. Зависимость  $\Delta U(T)$  (рис. 1,б) при температуре от 88 до 100 К является суммой двух компонент. Это становится очевидным при изменении полярности тока смещения, поскольку первая (болометрическая) компонента в отличие от второй изменяет при этом свой знак.

Сопротивление гранулированного сверхпроводника в резистивном состоянии зависит, в частности, от количества свободных вихрей. Поскольку вихри пиннингуются в основном на межзеренных границах (в качестве энергии пиннинга выступает джозефсоновская энергия связи гранул <sup>[11]</sup>), то накачивание в пленку энергии облучения приводит к высвобождению неравновесных при данной температуре вихрей за счет подавления сверхпроводимости в области межгранульных связей. Механизмом такого рода подавления может быть, например, нарушение равновесия квазичастиц и конденсата. Оптически индуцируемый дисбаланс регистрируется в качестве сигнала отклика  $\Delta U \sim \Delta RI$ , который наблюдается в широкой области температур  $T < T_{c0}$  (где  $T_{c0}$  — температура сверхпроводящего перехода гранул,  $T_c$  — температура сверхпроводящего перехода пленки) за счет разброса параметров межгранульных слабых связей. При этом зависимость  $\Delta U(T)$  характеризует распределение центров пиннинга по энергии.

В случае более совершенных границ между гранулами (образцы первого типа имеют энергию активации, определенную по спаду «хвоста» сопротивления, более 1000 meV) область собственно болометрического отклика целиком попадает в область болометрического, а при более слабых межзеренных связях (пленки второго типа имеют энергию активации до 100 meV) максимум болометрического отклика приходится на область исчезающе малой болометрической компоненты.

Наложение внешнего магнитного поля и/или увеличение измерительного тока ведут к возрастанию энергии вихрей и соответственно к срыву их при более низких температурах. Это проявляется, в частности, в увеличении сопротивления пленки второго типа в области «хвоста» сопротивления при неизменности при столь малых воздействиях положения максимума зависимости  $dR/dT - T$ , определяемого сверхпроводящим переходом в гранулах. Таким образом, амплитуда сигнала болометрического отклика (рис. 2, 3) в исследованной обла-

сти температур падает при этом за счет уменьшения числа высвобождаемых вихрей.

Подобие ВАХ пленок первого и второго типа дает основание обсуждать зависимость  $\Delta U(I)$  безотносительно к типу пленки.

Степенная зависимость вида  $U \sim (I - I_c)^n (n > 1)$ , на которую укладывается ВАХ пленок, описывается моделью термоактивированного движения магнитного потока. Принимая в упрощенном виде  $n \sim (U_t/kT)$ , где  $U_t = U_0(1 - T/T_c)$  [12] — энергия пиннинга при данной температуре, можно оценить глубину потенциальных ям  $U_0(T = 0)$ , депиннинг с которых формирует ВАХ. Эта величина составляет около 60 meV для ВАХ (рис. 4), что соответствует значению  $U = 90$  meV, найденному для данного образца из зависимости  $\ln R - 1/T$  в области  $T < 100$  К.

Особенности на ВАХ широких гранулированных пленок обусловлены, как правило, либо немонотонным распределением критических токов межгранульных слабых связей, либо щелевыми особенностями. В случае довольно узкого распределения параметров межгранульных слабых связей зависимость  $\Delta U(I)$  имеет максимум в области  $I = I_c$  [2]. Соответственно в пленке, неоднородной по параметрам слабых связей, оптический отклик будет иметь вид последовательности всплесков при токах, соответствующих  $I_c$  связей с наибольшим статистическим весом. По-видимому, такой же характер будет иметь отклик, связанный со щелевыми особенностями самих гранул. С другой стороны, оптический отклик должен наблюдаться во всей области существования резистивного состояния по крайней мере за счет нагрева излучением. Таким образом, зависимость  $\Delta U(I)$  является суперпозицией бесструктурной компоненты и локальных экстремумов. С понижением температуры доля плавной составляющей в суммарном отклике уменьшается, как видно, из сравнения рис. 4 и 5.

Разложение оптического отклика (рис. 4) на две компоненты представлено на рис. 7. При увеличении тока, наложении внешнего магнитного поля и повышении интенсивности облучения (рис. 4, 6, 7) амплитуда  $\Delta U(I)$  нарастает за счет роста амплитуды плавной компоненты, в то время как осциллирующая компонента своей амплитуды не изменяет. Очевидна связь оптического отклика (рис. 7, а), плавной компоненты и дифференциальной кривой, характеризующей изменение статической ВАХ под облучением (разность темновой ВАХ и ВАХ освещенной пленки; рис. 7, б). Разница в их абсолютной величине (три порядка по напряжению) обусловлена, по-видимому, интегрированием импульсного нагрева тепловыми резервуарами подложки и поддерживающей ее арматуры. Полярность плавной компоненты оптического отклика зависит от направления тока через образец. В целом такое поведение отвечает болометрическому  $\Delta U \sim I dR/dT$  [13].

Структура осциллирующей компоненты отклика связана со структурой статической ВАХ. Это отчетливо проявляется при сопоставлении измеренных зависимостей  $\Delta U(I)$  и производных ВАХ (рис. 5) при  $T = 4.2$  К, когда малы вклад болометрической компоненты и тепловые флуктуации. Из рис. 5 видно, что локальные особенности оптического отклика точно совпадают с максимумами  $dU/dT$ . При наложении внешнего магнитного поля и/или изменении интенсивности освещения не заметно существенного изменения амплитуды локальных экстремумов,

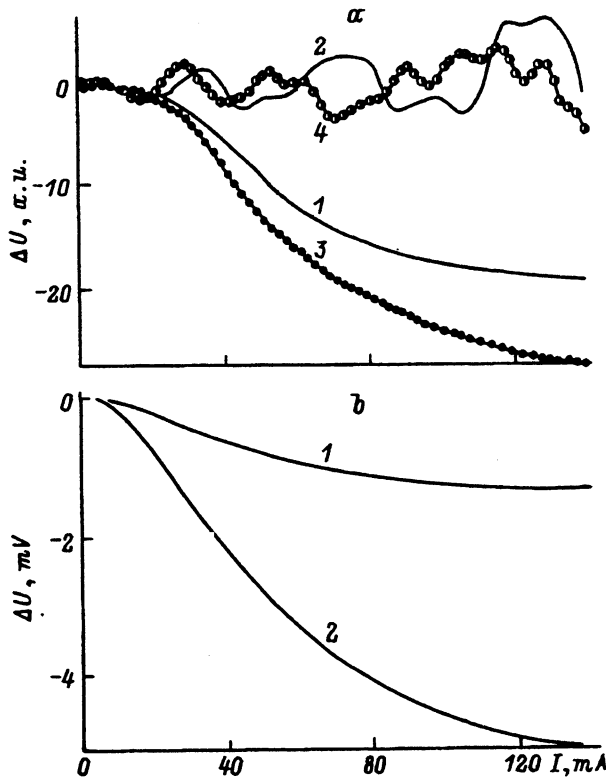


Рис. 7. а) Разложение оптического отклика на плавную (1) и осциллирующую (2) компоненты ( $H = 0$ ) и изменение этих компонент во внешнем магнитном поле  $H = 200$  Ое (3, 4),  $T = 77$  К. б) Дифференциальная ВАХ при  $H = 0$  (1) и ее изменение во внешнем магнитном поле  $H = 200$  Ое (2).  $T = 77$  К.

хотя их положение смещается в сторону меньших токов, следуя в этом смещению особенностей ВАХ (рис. 7, а). Кроме того, особенности осциллирующей компоненты отклика симметричны относительно  $I = 0$ . Такое поведение согласуется с моделью, связывающей оптический отклик с изменением сопротивления образца при пересечении вихрями джозефсоновских контактов. Добавочное сопротивление в этом случае обусловлено силой Лоренца  $dR \sim I$ , поэтому напряжение отклика  $\Delta U \sim I^2$  и не зависит от направления тока.

Представленные результаты основаны на простой процедуре сопоставления наблюдаемого оптического отклика с производными  $dR/dT$  и  $dU/dI$ . Показано, что, изучая реакцию оптического отклика на изменение внешних параметров  $\Delta U(I, H, T)$ , можно выделить в отклике как болометрическую, так и неболометрическую компоненты, не прибегая к дискриминации сигнала отклика по времени.

В случае  $T_c < T < T_{c0}$  резистивное состояние гранулированного сверхпроводника определяется флуктуационным спариванием квазичастиц в приповерхностной области гранул. Поэтому неравновесность, ответственная за возникновение оптического отклика при  $T > T_c$ , инициируется непосредственно освещением, а увеличение тока



смещения или введение внешнего магнитного поля смещает равновесие конденсата и квазичастиц в область меньших температур.

В случае  $T < T_c$ ,  $I > I_c$  резистивное состояние обусловлено нехваткой конденсата для бездиссипативного переноса тока, т.е. неравновесность здесь иницируется транспортным током, а оптическое воздействие лишь декорирует уже имеющиеся на ВАХ особенности. Этим объясняются стабильность наблюдаемой неболометрической компоненты оптического отклика при увеличении мощности падающего излучения и наложении внешнего магнитного поля, а также ее связь со структурой ВАХ. Таким образом, различие в характере резистивных состояний обуславливает различие более чем в  $10^4$  раз характерных энергетических масштабов, соответствующих проявлению неболометрического отклика при  $T_{c0} > T > T_c$  и  $T < T_c$ ,  $I \gg I_c$ .

Для оптимизации неболометрических механизмов отклика морфология пленки должна быть такова, чтобы обеспечивать затянутый по температуре сверхпроводящий переход. Если же при этом обеспечить достаточно высокую однородность параметров межгранульных связей, то возможно увеличение амплитуды неболометрического отклика при сужении области температур и токов, в которых он проявляется, за счет слияния последовательности локальных экстремумов отклика в один.

Авторы благодарны М.П.Волкову и Ю.А.Кумзерову за плодотворное обсуждение результатов, а также В.В.Соколову за проведение ионного распыления.

Работа выполнена в рамках проекта 90528 ГНТП «Высокотемпературная сверхпроводимость».

#### Список литературы

- [1] Clarke J., Hoffer G.I., Richards L., Yeh N.H. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. P. 4865–4879.
- [2] Enomoto Y., Murakami T. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. P. 3807–3814.
- [3] Gershenson E.M., Gol'tsman G.N., Semenov A.D., Sergeev A.V. // IEEE Trans. Magn. 1991. V. 27. P. 1321–1324.
- [4] Chibane F., Bonnel N. de Longehamp, Martin R., Perriere J., Hauchecorne G., Kerhervet F., Maneval J.P. // Sol. State Commun. 1989. V. 69. P. 907–909.
- [5] Кумзеров Ю.А., Лещенко М.Е., Романов С.Г., Суворов А.В. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 1. С. 41–46.
- [6] Culbertson J.C., Strom U., Wolf S.A., Skeath P., West E.J., Burns W.K. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. P. 12359–12362.
- [7] Frenkel A., Saifi M.A., Venkatesan T., England P., Wu X.D., Inam A. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. P. 3054–3068.
- [8] Eidelloth W. // IEEE Trans. Magn. 1991. V. 27. P. 1053–1056.
- [9] Track E.K., Madhavarao L., Ratt R., Drake R.E., Radparovar M. // IEEE Trans. Magn. 1991. V. 27. P. 2824–2827.
- [10] Suvorov A.V., Yakovenko A.A., Zchukova T.B., Prokofiev D.D., Svetlov V.N., Makarov V.N., Tretiakov V.V., Usov I.O. // IV Bilateral Soviet-German Seminar on High Temperature Superconductivity, St. Petersburg (RUSSIA), 6–13 October, 1991. P. 587–590.
- [11] Tinkham M. // Physica B. 1991. V. 169. P. 66–71.
- [12] Tinkham M. // Phys. Rev. B. Lett. 1988. V. 61. P. 1658.
- [13] Huang C.J., Chang C.Y., Tsend T.Y. // J. Appl. Phys. 1992. V. 72. P. 5786–5791.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
25 октября 1993 г.  
В окончательной редакции  
5 апреля 1994 г.