

Кристалл	$G_0 \longrightarrow G_1 \longrightarrow G_2$				Источник
	П	$\Delta S/R$			
RbAlF <sub>4</sub>	П (000)	(00θ)	0.1	( $\Psi_1\Psi_2\theta$ )	—
CsScF <sub>4</sub>	П (000)	(00θ)	0.21	( $\Psi_1\Psi_2\theta$ )	[8]
TlAlF <sub>4</sub>	П (000)	(00θ)	0.02	( $\varphi\varphi\theta$ ) ( $\zeta\zeta\theta$ )	[9]
$[(CH_2)_5(NH_3)_2]/CdCl_4$	П (000)	( $\varphi\varphi\theta$ ) ( $\zeta\zeta\theta$ )	0.21	( $\varphi\varphi\theta$ ) ( $\zeta\zeta\theta$ )	[10]

терна для превращений типа смещения в кристаллах с атомарным катионом. В кристалле с молекулярным катионом  $\Delta S_2$  существенно больше. Последнее обстоятельство связано, по-видимому, со значительным вкладом в энтропию от упорядочения молекулярных групп при понижении симметрии кристаллической решетки. Такое явление наблюдалось и в других родственных структурах, например в перовскитах [7]. ФП из кубической фазы в тетрагональную в кристалле  $NH_4ZnF_3$  сопровождается изменением энтропии, во много раз превышающим  $\Delta S$  в кристаллах с атомарным катионом [8].

#### Список литературы

- [1] Bulov A., Nouet J. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1982. V. 15. N 2. P. 183—196.
- [2] Александров К. С. // Кристаллография. 1987. Т. 32. № 3. С. 661—672.
- [3] Bulou A. // These Doctorat d'Etat, 1985. Universite Paris VI. P. 277.
- [4] Kleemann W., Schäfer F. S., Noyet Y. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1982. V. 15. N 2. P. 197—208.
- [5] Горев М. В., Гекк П. И., Искорнев И. М., Кот Л. А., Гоняев В. С., Флёров И. Н., Черепанов В. А. // Измерит. техника. 1988. № 8. С. 33—34.
- [6] Александров К. С., Воронов В. Н., Круглик А. И., Мельникова С. В., Флёров И. Н. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 11. С. 3325—3328.
- [7] Bartolome J., Navarro R., Gonzalez D., Jough L. J. // Physica. 1977. V. 92B. P. 24—44.
- [8] Александров К. С., Флёров И. Н. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 2. С. 327—336.
- [9] Bulou A., Nouet Y. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1987. V. 20. P. 2885—2900.
- [10] Fouskova A. // Ferroelectrics. 1980. V. 25. N 1/4. P. 451—452.

Институт физики  
им. Л. В. Киренского СО АН СССР  
Красноярск

Поступило в Редакцию  
27 декабря 1988 г.

## ТОКОПЕРЕНОС В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ $Y-Ba-Cu-O$

Ю. А. Астров, В. С. Вайнер

Известно, что при измерениях критических токов  $I_c$  поликристаллических высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП)  $Y-Ba-Cu-O$ , изготовленных по керамической или пленочной технологии, значения транспортных токов  $I_c$  оказываются существенно ниже значений, опре-

деленных из данных гистерезиса намагниченности [1-3]. Это обстоятельство, а также малые экспериментальные значения критических полей  $H_{c1}$  свидетельствуют, что рассматриваемые ВТСП, как и достаточно изученные сверхпроводящие ВРВ керамики [4], представляют собой множественную джозефсоновскую среду, в которой макроскопическая когерентность сверхпроводящего состояния устанавливается по системе слабых связей гранулированной системы. Следует отметить две особенности протекания тока в такой системе: нелинейность ВАХ в области существования сверхпроводящей фазы ВТСП [3, 5] и температурное уширение области фазового перехода. Рассматриваемое уширение (обусловленное, в частности, существенным для данных веществ вкладом сверхпроводящих флуктуаций [6, 7]) препятствует точному определению критических температур.

В настоящем сообщении приведены данные, которые позволяют связать нелинейный токоперенос с определением критических температур в поли-

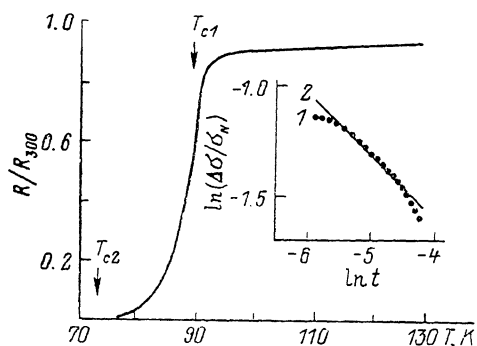


Рис. 1. Температурная зависимость нормированного сопротивления пленки.

На вставке — экспериментальное (1) и теоретическое (2) температурное изменение нормированной проводимости пленки вблизи  $T_{c1}$ .

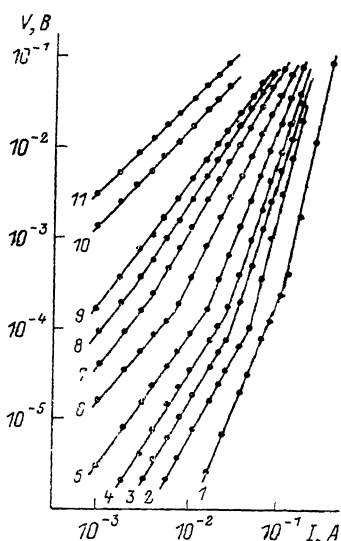


Рис. 2. Семейство ВАХ.

$T, K: 1 - 4.6, 2 - 44.2, 3 - 52.1, 4 - 57.4, 5 - 63.8, 6 - 71.2, 7 - 76.3, 8 - 78.7, 9 - 81.1, 10 - 87.9, 11 - 91.7.$

кристаллических пленках ВТСП. Данные основаны на результатах исследования влияния температуры на ВАХ ВТСП пленок, полученных по способу, описанному в [8]. Пленки изготавливались методом гетерофазной реакции на подложках из окиси иттрия и имели толщину  $\sim 5$  мкм. В соответствии с данными электронной микроскопии они имели гранулированную структуру с размером зерна 1—3 мкм. Как и в работе [8], электрические измерения осуществлялись стандартным двухзондовым методом. Токвые и потенциальные контакты были получены нанесением индия.

Критерием качества пленки может служить кривая температурной зависимости сопротивления  $R(T)$  (рис. 1). Площадь участка пленки, для которого проводились измерения,  $\sim 3 \times 3$  мм; измерительный ток 0.3 мА. Следует отметить, что за период исследований (несколько месяцев), несмотря на многократное термоциклирование, наблюдалась незначительная деградация качества пленок. На рис. 2 представлено семейство ВАХ исследованных пленок. ВАХ измерялись в условиях пропускания через пленку (не экранированную от магнитного поля Земли) одиночных импульсов тока в интервале от 1 мА до достаточно больших значений, не приводящих вместе с тем к заметному ее разогреву при температуре измерения.

Полученные данные свидетельствуют о существовании широкого температурного интервала, в котором ВАХ нелинейны. Представленные в логарифмическом масштабе, они обнаруживают излом, разделяющий

две характерные области больших (1) и малых (2) напряжений, внутри которых показатель степени  $\eta_{1,2}$  функциональной зависимости  $U \sim I^n$  остается практически постоянным при данной температуре. Совокупность ВАХ в этих областях может быть достаточно точно описана эмпирическим соотношением

$$U = U_{1,2}^0 (I/I_{1,2}^0)^{\eta_{1,2}(T)}. \quad (1)$$

Для приведенных на рис. 2 данных  $U_1^0 = 1.3 \pm 0.3$ ,  $U_2^0 = 0.032 \pm 0.004$  В,  $I_1^0 = 0.55$ ,  $I_2^0 = 1.0$  А.

На рис. 3 представлены температурные зависимости  $\eta_{1,2}$ , полученные из наклонов ВАХ. С ростом  $T$  значения  $\eta_{1,2}$  монотонно уменьшаются, приближаясь к единице.

Основными причинами нелинейности ВАХ, наблюдающихся в сверхпроводниках, являются неоднородности критических параметров [9],

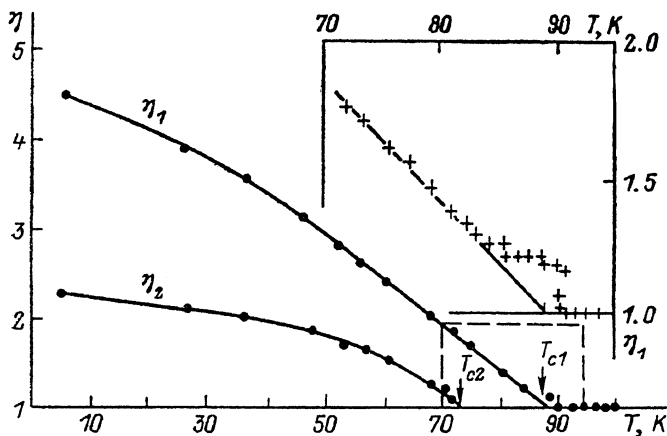


Рис. 3. Температурный ход показателя степени функциональной зависимости (1) для ВАХ на участках 1 ( $\eta_1$ ) и 2 ( $\eta_2$ ).

На вставке — изменение  $\eta_1$  в окрестности  $T_{c1}$ .

а также (для сверхпроводников II рода) взаимодействие движущихся вихрей магнитного потока между собой и с дефектами решетки материала сверхпроводника [10]. Вместе с тем идентифицировать механизм нелинейного транспорта оказывается возможным лишь в некоторых специальных случаях (см., например, [11, 12]). Существенно при этом, что нелинейность ВАХ при данной  $T$  может иметь место лишь при условии существования в материале сверхпроводящей фазы. Можно поэтому предположить, что указанные на рис. 3 два значения  $T$ , соответствующие переходу в состояние с омической электропроводностью ( $\eta=1$ ), свидетельствуют о наличии в материале двух критических температур:  $T_{c1} \approx 89$  и  $T_{c2} \approx 73$  К. Поскольку в эксперименте мы имеем дело с гранулированной системой, естественно приписать полученные значения переходов в сверхпроводящее состояние в двух средах — в гранулах ( $T_{c1}$ ) и по слабым связям между гранулами ( $T_{c2}$ ). Полученные значения  $T_c$  согласуются с характером зависимости  $R(T)$  при малых токах (рис. 1).

Зная  $T_{c1}$ , представляет интерес оценить возможный вклад сверхпроводящих флуктуаций в гранулах в транспортные свойства системы при  $T \geq T_{c1}$ . В соответствии с теорией Асламазова—Ларкина (АЛ) для трехмерной системы флуктуационная добавка к проводимости [7]

$$\Delta\sigma = \frac{e^2}{32h} \frac{1}{\xi(0)} t^{-1/2}, \quad t = \frac{T - T_c}{T_c}, \quad (2)$$

где  $\xi(0)$  — длина когерентности при  $T=0$ .

На вставке рис. 1 сплошной кривой показана зависимость (2) для  $\xi(0) = 20 \text{ \AA}$ , а точками — экспериментальные результаты для  $T = T_{c1}$ . (Экспериментальные значения  $\Delta\sigma$ , полученные из кривой  $R(T)$ , представляют собой отклонения от проводимости нормального состояния  $\sigma_N(T)$ , определенной путем экстраполяции линейного участка зависимости  $R(T)$  в область перехода). Видно, что наблюдаемое уширение перехода в области температур  $T \geq T_{c1}$  по абсолютной величине близко к предсказываемому теорией АЛ для вещества с малой корреляционной длиной  $\xi(0)$ . Вместе с тем экспериментальная зависимость не укладывается на корневую вида (2). В связи с этим отметим работу [7], где обсуждаются ограничения модели АЛ применительно к новым ВТСП. Необходимо также иметь в виду возможный вклад в характер кривой  $R(T)$  вблизи  $T_{c1}$  эффектов неоднородностей материала пленки.

Нелинейность ВАХ сохраняется и в области температур, несколько превышающих величину  $T_{c1}$ , определенную, как отмечалось выше, из экстраполяции линейного участка зависимости  $\eta_1(T)$  к  $\eta_1 = 1$ . На вставке к рис. 3 более подробно показан температурный переход к омической проводимости пленки для измерительного тока 15 мА. Возможно, что наблюдающиеся особенности перехода пленки к омической проводимости обусловлены спецификой токопереноса при значительном вкладе в проводимость сверхпроводящих флуктуаций.

В заключение отметим, что после представления настоящей статьи в печать опубликован ряд работ, посвященных изучению нелинейных эффектов в ВТСП. Например, в [13] исследовалось температурное поведение показателя нелинейности ВАХ для керамик Y—Ba—Cu—O высокого качества. Авторами сделана попытка связать температурную зависимость этого показателя с квазидвумерной структурой металлооксидного сверхпроводника. В [14] исследовалась эффективность генерации второй гармоники при интенсивном микроволновом облучении керамики этого типа. Во всем температурном диапазоне ниже  $T_c$  авторы наблюдали нелинейное взаимодействие СВЧ волны с ВТСП. При этом вблизи критической температуры имелась особенность нелинейных свойств, что коррелирует с наблюдаемым нами для пленки характером зависимости  $\eta_1(T)$  (см. вставку рис. 3) для  $T \geq T_{c1}$ .

#### Список литературы

- [1] Xiao G., Streitz F. H., Garvin A. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 4. P. 2382—2385.
- [2] Chaudhari P., Koch R. H., Laibowitz R. B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 25. P. 2684—2686.
- [3] Ekin J. W., Braginski A. T., Panson A. J. et al. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 12. P. 4821—4828.
- [4] Габович А. М., Моисеев Д. П. // УФН. 1986. Т. 150. № 4. С. 599—640.
- [5] Ogale S. B., Dji Kany D., Venkatesan T. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 13. P. 7210—7213.
- [6] Ausloos M., Laurent Ch. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 1. P. 614—614.
- [7] Kapitulnik A., Beasley M. R., Castellani C., DiCastro C. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 1. P. 537—540.
- [8] Астров Ю. А., Вайнер В. С. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 4. С. 224—227.
- [9] Jones R. G., Rhoderick E. H., Rose-Innes A. C. // Phys. Lett. A. 1987. V. 28. N 6. P. 318—319.
- [10] Magradze O. V., Matuchkina L. V., Shukman V. A. // J. Low Temp. Phys. 1984. V. 55. N 5/6. P. 475—494.
- [11] Fisher D. S. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 3. P. 1396—1427.
- [12] Garland J. C., Lee H. J. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 7. P. 3638—3650.
- [13] Dubson M. A., Herbert S. H., Cababrese J. J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 11. P. 1061—1064.
- [14] Ciccarello I., Cuccione M., Vigni M. L., Sarro A. // Europhys. Lett. 1988. V. 7. N 2. P. 185—189.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
31 августа 1988 г.  
В окончательной редакции  
30 декабря 1988 г.

<sup>1</sup> Эта величина находится в пределах значений приведенных в [7].