

05; 06

## ПЛОТНОСТЬ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ВТСП КЕРАМИК НА ОСНОВЕ ИТТРИЯ И ТАЛЛИЯ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ СВС

А. Д. Кижин, А. Г. Пересада, Ю. С. Каримов, М. Д. Нерсесян

Исследованы образцы сверхпроводящей керамики на основе Y и Tl, полученные методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза. Величина плотности критического тока при  $T=77$  К в нулевом магнитном поле  $J_c=150$  А/см<sup>2</sup> для  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  и  $J_c=63$  А/см<sup>2</sup> для  $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_x$  примерно соответствует встречающимся в литературе. Вид зависимостей  $J_c(H)$  одинаков для двух типов керамики и свидетельствует о формировании на границах гранул джозефсоновских переходов. По зависимости  $J_c(T)$  определен S—I—S-тип переходов в керамике  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ .

Открытие высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) вызывает большой интерес к исследованию их токопроводящих свойств. В работе [1] сообщается о величине плотности критического тока керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , равной  $J_c=3.9 \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup> при температуре  $T=77$  К в магнитном поле  $H=0$ , однако обычно величина  $J_c$  керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  не превышает 200 А/см<sup>2</sup> при тех же условиях [2]. Синтезированный в последнее время керамический материал  $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_x$  также обладает невысоким значением  $J_c \approx 200$  А/см<sup>2</sup> [3].

Величина плотности критического тока ВТСП керамики и особенности поведения  $J_c(H)$  и  $J_c(T)$  определяются гранулированной микроструктурой этих материалов.

Целью настоящей работы являются, во-первых, определение плотности критического тока ВТСП керамики на основе Y и Tl, полученных методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) [4], поскольку величина  $J_c$  обычно очень чувствительна к способу получения, и, во-вторых, исследование зависимостей  $J_c(H)$  и  $J_c(T)$ , что может дать информацию о природе межгранульных границ в этих соединениях.

Синтезированные в режиме СВС образцы  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  [5] и  $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_x$  [6] имели пористость  $\sim 60\%$ . Проведение дополнительного отжига  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  в токе кислорода при  $T=500$  °С в течение 4 ч позволило увеличить  $J_c$  на 25 %.

Нуль удельного электросопротивления  $\rho=0$  не прошедшего термообработку (образец 1) и термообработанного (образец 2)  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  достигался при  $T=91.3$  К. Ширина сверхпроводящего перехода по уровню  $0.1-0.9 \Delta T=1.5$  (образец 1) и 3 К (образец 2).  $\rho=0$  для  $TlBaCaCu_2O_x$  (образец 3) достигалось при  $T=105$  К и для  $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_x$  при  $T=115$  К (образец 4). Ширина перехода соответственно  $\Delta T=20$  и 15 К.

Плотность критического тока определялась индуктивным методом измерения полного потока, предложенным Кемпбеллом [7], и резистивным методом по вольт-амперным характеристикам.

На рис. 1 приведены зависимости плотности критического тока от магнитного поля четырех исследованных образцов при  $T=4$  К. Результаты определения  $J_c$  индуктивным (2) и резистивным методами (1)  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  (образец 1) совпали с точностью 15 %. Характер зависимости  $J_c(H)$  одинаков для обоих

типов керамик: при  $H \geq 5$  кЭ плотность критического тока слабо зависит от магнитного поля.

Определение плотности критического тока резистивным методом при температуре  $T=77$  К дало следующие результаты в нулевом магнитном поле: для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  после синтеза  $J_c = 150$  А/см<sup>2</sup> (образец 1) и для  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$   $J_c = 63$  А/см<sup>2</sup> (образец 4). Зависимость  $J_c(H)$  для керамики  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  более слабая, чем для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . Так, значение  $J_c(H) = 0.5 \cdot J_c(H=0)$  достигается в магнитном поле  $H = 20$  (образец 1) и  $= 80$  Э (образец 4).

Образец 1  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  в течение трех месяцев находился в обычных условиях на воздухе и не обнаружил эффекта деградации критического тока при  $T=77$  К и  $H=0$ . При тех же условиях после такой же выдержки плотность критического тока образца  $4\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  уменьшилась в два раза.

На рис. 2 приведены результаты измерений зависимости  $J_c(T)$  образца 1 в магнитном поле  $H=25$  кЭ. Подобный тип зависимости  $J_c(T)$  наблюдали [8] на поликристаллических пленках  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ .

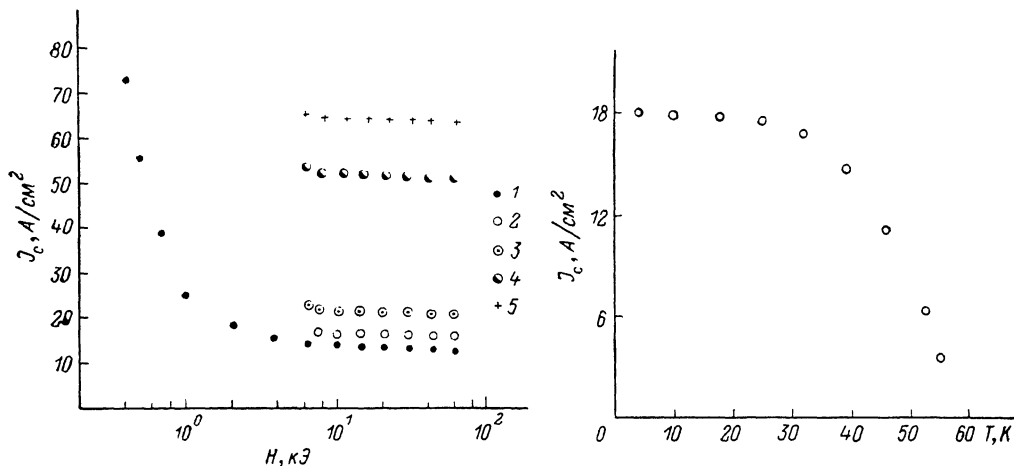


Рис. 1. Зависимость плотности критического тока  $I_c$  от магнитного поля при  $T=4.2$  К. 1, 2 — образец 1, 3 — образец 2, 4 — образец 3, 5 — образец 4; 1 — резистивный метод; 2—5 — индуктивный.

Рис. 2. Зависимость плотности критического тока  $I_c$  от температуры в магнитном поле 25 кЭ ( $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , образец 1).

Зависимости  $J_c(H)$  (рис. 1) и  $J_c(T)$  (рис. 2) можно объяснить, если рассмотреть керамику как совокупность большого числа джозефсоновских переходов. Механизм образования таких переходов, возможно, связан с произвольным распределением вакансий кислорода в областях, прилегающих к границам гранул, при  $T < T_c$  существуют сверхпроводящая  $S$ -, металлическая  $N$ - и диэлектрическая  $I$ -фазы.

Сильное падение  $J_c$  в магнитных полях  $H \leq 5$  кЭ при  $T=4.2$  К (рис. 1), возможно, обусловлено наличием джозефсоновских переходов в обоих типах исследованных керамик.

Помимо транспорта тока, через джозефсоновские переходы, по-видимому, существует и обычный механизм протекания тока через области сверхпроводящих границ гранул. Это обуславливает существование «остаточной» после наложения магнитного поля величины  $J_c$ , которая слабо зависит от  $H$ .

Другое объяснение слабой зависимости  $J_c(H)$  при достаточно больших  $H$  связано с тем, что для неупорядоченного джозефсоновского контакта максимальный сверхпроводящий ток при увеличении магнитного поля стремится не к нулю, а к постоянной, не зависящей от  $H$  величине [9].

Вид зависимости  $J_c(T)$  (рис. 2)  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , где  $d^2J_c/dT^2 < 0$ , соответствует теории Амбегаокара—Баратова [10] и отвечает преимущественному формированию  $S-I-S$ -типа джозефсоновских переходов.

Дальнейшее увеличение плотности критического тока связано, во-первых, с уменьшением пористости образцов, что, возможно, увеличит эффективную площадь сечения областей сверхпроводящих границ гранул, и, во-вторых, с проведением термообработки, которая приводила бы к формированию джозефсоновских контактов  $S-N-S$ -типа [11].

### Список литературы

- [1] *Kohno O., Ikeno Y., Sadakata N., Coto K.* // *Jap. J. Appl. Phys.* 1988. Vol. 27. N 1. P. L77—L79.
- [2] *Ekin J. W., Braginski A. I., Panson A. J.* et al. // *J. Appl. Phys.* 1988. Vol. 62. N 12. P. 4821—4828.
- [3] *Küpfer H., Green S. M., Jiang C.* et al. // *J. Phys. B. Cond. Matter.* 1988. Vol. 71. P. 63—67.
- [4] *Мержанов А. Г., Боровинская И. П.* // *ДАН СССР.* 1972. Т. 204. С. 366—368.
- [5] *Мержанов А. Г., Нерсесян М. Д., Боровинская И. П.* и др. // *Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости.* Киев, 1988. С. 3—4.
- [6] *Мержанов А. Г., Пересада А. Г., Нерсесян М. Д.* и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 1988. Т. 47. Вып. 11. С. 604—605.
- [7] *Campbell A. M.* // *J. Phys. C2.* 1969. Vol. 2. P. 1492—1501.
- [8] *Chaudhari P., Mannhart J., Dimos D.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol. 60. N 6. P. 1653—1656.
- [9] *Асламазов Л. Г., Фистуль М. В.* // *ЖЭТФ.* 1987. Т. 93. Вып. 3 (9). С. 1081—1087.
- [10] *Ambegaokar V., Baratoff R.* // *Phys. Rev. Lett.* 1963. Vol. 10. P. 486—489.
- [11] *Zhao Y., Sun S. F., Su Z. P.* et al. // *J. Phys. B. Cond. Matter.* 1988. Vol. 71. P. 53—56.

Институт структурной макрокинетики АН СССР  
Черноголовка Московской обл.

Поступило в Редакцию  
15 сентября 1988 г.