

ложки, превращаясь в ее низкочастотное крыло, полосы аморфной фазы исчезают, но появляются максимумы, соответствующие двухфононному рассеянию. Дальнейшее увеличение энергии отжига (более  $600 \text{ мДж/см}^2$ ) не приводит к восстановлению частоты и ширины линии кремния, характерных для неимплантированного образца (см. таблицу), и полному восстановлению спектра второго порядка. Можно считать, что это является следствием вклада трех из упомянутых механизмов, действующих при большой (свыше  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) концентрации примеси в решетке кремния. При малых концентрациях примеси спектр отожженного образца соответствует спектру совершенного монокристалла.

Таким образом, в настоящей работе показано, что в процессах ионной имплантации и последующего лазерного отжига вблизи поверхности кремния формируются различные фазовые состояния: кристаллическая фаза с точечными дефектами; гетерогенная фаза, состоящая из аморфной матрицы и включенных в нее кристаллических кластеров; аморфная фаза и кристаллическая фаза с повышенной концентрацией примеси. Все эти состояния идентифицированы с помощью КР.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Jain K. P., Shukla A. K., Ashokan R., Abbi S. G. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 10. P. 6688—6691.
- [2] Mizoguchi K., Nakashima S., Fujii A., Mitsuishi A. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 6. P. 903—907.
- [3] Авакянц Л. П., Бегишев А. Р., Горелик В. С., Образцова Е. Д. // Препринт ФИАН. М., 1989. № 55. 25 с.
- [4] Shukla A. K., Jain K. P. // Phys. Rev. B. 1988. V. 35. N 17. P. 9240—9244.
- [5] Morhange J. F., Kanellis A., Balkanski M. // Sol. St. Comm. 1979. V. 31. N 11. P. 805—808.
- [6] Авакянц Л. П., Китов И. А., Червяков А. В. // ПТЭ. 1988. № 2. С. 145—149.
- [7] Temple P. A., Hathaway C. E. // Phys. Rev. B. 1973. V. 7. N 8. P. 3685—3697.
- [8] Narayan Y., White S. W. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. N 1. P. 35—37.
- [9] Campbell I. H., Fauchet P. M. // Sol. St. Comm. 1986. V. 58. N 10. P. 739—741.
- [10] Двуреченский А. В., Качурин Г. А., Нидаев Е. В., Смирнов Л. С. // Лазерный отжиг полупроводниковых материалов. М.: Наука, 1982.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова  
Москва

Поступило в Редакцию  
25 августа 1989 г.

## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА КРИТИЧЕСКИЙ ТОК КЕРАМИКИ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

А. Д. Кижин, Ю. С. Каримов

Плотность критического тока керамических материалов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$   $J_c$  (77 К)  $\leq 10^3 \text{ А/см}^2$  значительно уступает  $J_c$  (4.2 К)  $\sim 10^5 \div 10^6 \text{ А/см}^2$  известных низкотемпературных сверхпроводников  $\text{Nb}_3\text{Sn}$ ,  $\text{PbMo}_6\text{S}_8$  и т. д. Это отличие связано с гранулярным строением керамики  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ : разупорядочением границ гранул и ослаблением сверхпроводимости в местах контактов гранул вследствие образования примесных фаз [1]. По виду зависимостей критического тока от температуры  $I_c(T)$  и магнитного поля  $I_c(H)$  можно судить о характере межгранульного взаимодействия в керамике. В настоящей работе изменение зависимостей  $I_c(T)$  и  $I_c(H)$  при малых  $I_c \leq 0.4 \text{ МА}$  ( $J_c \leq 40 \text{ МА/см}^2$ ) объясняется нарушением фазовой когерентности между гранулами вследствие тепловых шумов.

Дальнейший сверхпроводящий перенос заряда осуществляется немногочисленными собственно сверхпроводящими прослойками в керамике.

Плотность критического тока образца размером  $1 \times 1 \times 10$  мм определяли обычным резистивным методом по появлению на образце электрического поля напряженностью 1 мкВ/см.

Для уменьшения тепловыделений токовых контактов провода подклеивались серебряной пастой к предварительно посеребренной поверхности образца. Поверхностное сопротивление одного такого контакта не превышало  $2 \text{ мОм} \cdot \text{см}^2$ . Температура определялась с помощью термпары  $\text{Cu}-\text{Au}+0.07 \text{ ат.}\% \text{ Fe}$  с точностью 0.05 К. Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом.

Исследованный образец керамики  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с характерным размером гранул 8–10 мкм имел следующие характеристики: удельное сопротивление  $\rho$  (300 К) = 1.1 мОм·см,  $\rho$  (300 К)/ $\rho$  (100 К) = 1.75. Темпе-

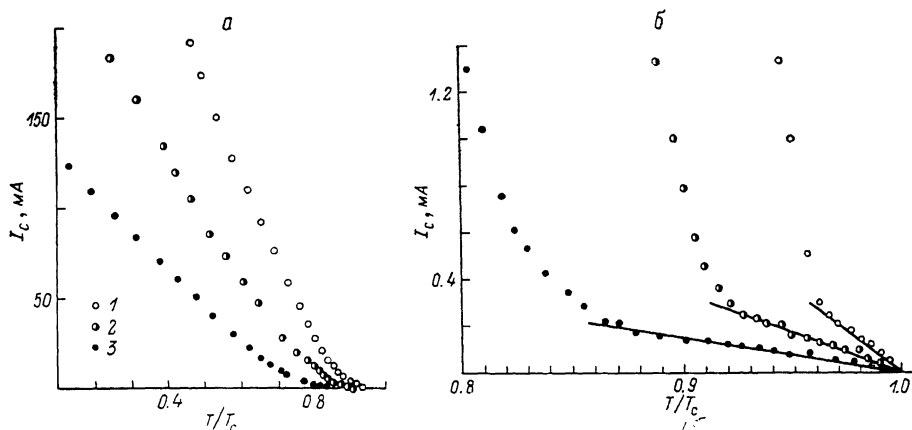


Рис. 1. Зависимости  $I_c(T)$  в магнитных полях  $H=0.25$  (1), 3.3 (2) и 23.5 кЭ (3). Общий вид (а),  $I_c < 1$  мА (б).

ратура перехода в сверхпроводящее состояние, определенная по зависимости  $I_c(T)$  в нулевом магнитном поле,  $T_c=91.1$  К. Плотность критического тока  $J_c(77 \text{ К})=160 \text{ А/см}^2$ .

В отсутствие внешнего магнитного поля при  $t=T/T_c > 0.85$  наблюдалась линейная зависимость  $I_c \sim (1-t)$ . Это соотношение соответствует предельному случаю  $t \rightarrow 1$  зависимости  $i_c(T)$  Амбегаокара—Баратова [2] для одиночного джозефсоновского перехода  $S-N-S$  типа при условии, что параметр порядка сильно меняется в нормальном слое («загрязненный» контакт). Суммарная температурная зависимость  $I_c(T)$  большого числа контактов определяется лишь распределением  $T_c$  гранул. Если большинство гранул становится сверхпроводящим в узком интервале  $\Delta T$ , то суммарная зависимость  $I_c(T)$  будет совпадать с  $i_c(T)$  индивидуального контакта.

Зависимости  $I_c(T)$  при трех значениях магнитного поля показаны на рис. 1. Во всех случаях магнитное поле включалось, когда образец находился в сверхпроводящем состоянии. При достаточно малых  $I_c \ll \ll 0.3 \text{ мА}$   $I_c \sim (1-t)$  в широком диапазоне магнитных полей (рис. 1, б). При этом  $I_c(H) \sim H^{-1/2}$  и зависимость критического тока от магнитного поля и температуры для  $I_c \ll 0.3 \text{ мА}$  ( $J_c \ll 30 \text{ мА/см}^2$ ) можно записать как  $I_c(T, H) \sim (1-t) H^{-1/2}$ .

Зависимости  $I_c(H)$  в слабых магнитных полях ( $H < 100 \text{ Э}$  при  $t > > 0.90$ ) подчиняются закону  $I_c \sim H^{-a}$ , где  $a=3/2$  (рис. 2). Такая зависимость характерна для большого числа произвольно ориентированных джозефсоновских контактов, имеющих округлую или эллипсоидальную форму, либо для контактов прямоугольной формы в случае, когда магнитное поле не параллельно площади контакта [3]. При уменьшении  $I_c \ll 0.4 \text{ мА}$  наблюдается более слабая зависимость  $I_c \sim H^{-a}$ , где  $a=1/3$ .

Нехарактерная для джозефсоновских контактов слабая зависимость  $I_c(H)$  при  $I_c \leq 0.4$  мА может быть связана с нарушением фазовой когерентности между гранулами. Переход в когерентное состояние при данной температуре имеет место, когда энергия связи между гранулами  $E_J$  равна энергии соответствующих термических флуктуаций  $E_T = k_B T$ . С учетом количества контактов, окружающих одну гранулу  $N$ :  $NE_J = k_B T$ , где  $E_J$  связана с межгранульным током одного контакта  $i_c$  соотношением  $E_J = \hbar i_c / 2e$ . В предположении кубической упаковки гранул количеством контактов, окружающих одну гранулу,  $N=6$  и при температуре  $T=80$  К

получаем  $i_c = 500$  нА. Таким образом, при  $i_c > 500$  нА когерентная связь между гранулами не будет нарушаться случайными флуктуациями фазы в присутствии тепловых шумов.

Для сети контактов с характерным размером порядка размера гранул (площадь одного контакта  $s_0 \sim 10^{-4}$  мм<sup>2</sup>), которые расположены на площади образца  $s_1 = 1$  мм<sup>2</sup>, величина  $i_c = 500$  нА соответствует полному критическому току через образец  $I_c = i_c (s_1/s_0) = 5$  мА.

Перколяционный предел для кубической упаковки гранул  $P_c = 0.25$  [4]; следовательно, при  $I_c \leq 5$  мА  $\times$

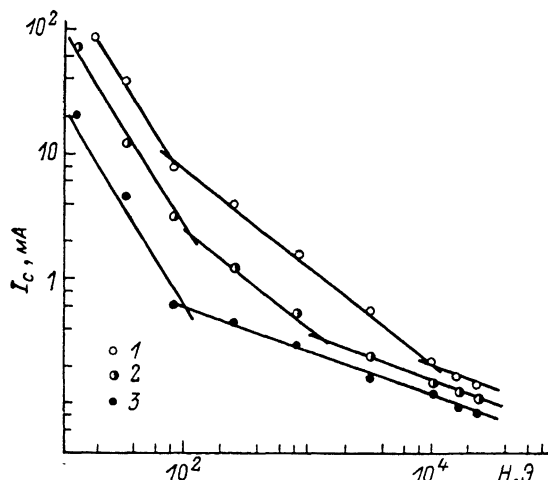


Рис. 2. Зависимости  $I_c(H)$  при температурах  $t = T/T_c = 0.90$  (1), 0.93 (2) и 0.95 (3).

$\times 0.25 \sim 1$  мА возможны изменения в зависимостях критического тока от магнитного поля и температуры.

Таким образом, зависимости  $I_c(T) \sim (1-t)$  при  $I_c \leq 0.3$  мА (рис. 2) и нехарактерная для джозефсоновских переходов  $I_c(H) \sim H^{-a}$ , где  $a = 1/3$  при  $I_c \leq 0.4$  мА, могут быть вызваны нарушением фазовой когерентности джозефсоновских контактов тепловыми флуктуациями при достаточно низкой энергии связи  $E_J$  ( $i_c$ ) между гранулами. Остаточная сверхпроводимость осуществляется небольшим количеством собственно сверхпроводящих прослоек в керамике.

#### Список литературы

- [1] Eaglesham D. J., Humphreys C. J., Alford N., Clegg W. J., Harmer M. A., Birchall J. D. // Materials Science and Engineering B1. 1988. N 1. P. 229—235.
- [2] Ambegaokar V., Baratoff A. // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 10. N 11. P. 486—489.
- [3] Peterson R. L., Ekin J. W. // Physica C. 1989. V. 157. N 2. P. 325—333.
- [4] Meilnichov E., Gerschanov Yu. // Physica C. 1989. V. 157. N 3. P. 431—438.

Институт структурной  
макронетрики АН СССР  
Черноголовка  
Московская область

Поступило в Редакцию  
13 сентября 1989 г.