

Влияние тепловых флуктуаций на резистивные свойства композитов ВТСП + CuO

© М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, Б.П. Хрусталеv

Институт физики им. Л.В.Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, 660036 Красноярск, Россия

(Поступила в Редакцию 27 мая 1997 г.)

Исследовано влияние механизма термоактивационного проскальзывания фазы (TAPS) на резистивные свойства композитов $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + O_7$. Экспериментальные температурные зависимости электросопротивления описаны в рамках TAPS с использованием температурных зависимостей критического тока для туннельного перехода.

При температурах, близких к критической температуре сверхпроводников, образующих джозефсоновский переход, тепловые флуктуации могут разрушать фазовую когерентность берегов случайным образом. Разность фаз между сверхпроводниками в $S-I-S$ -структуре (где S — сверхпроводник, I — диэлектрик) под действием тепловых флуктуаций "проскальзывает" на 2π , что приводит к появлению добавочной ненулевой разности потенциалов на джозефсоновской структуре. Это хорошо известный механизм "термоактивационного проскальзывания фазы" (Thermally Activated Phase Slippage — TAPS), описанных в [1,2] и наблюдавшийся в ВТСП-джозефсоновских структурах [3,4]. Термоактивационное проскальзывание фазы проявляется в первую очередь в уширении резистивного перехода, причем степень уширения связана с параметрами слабой связи между сверхпроводниками [2].

В настоящей работе сообщаются предварительные результаты исследования транспортных свойств двухфазных композитов из ВТСП и оксида меди, моделирующих сеть слабых $S-I-S$ -связей джозефсоновского типа, в которых механизм термоактивационного проскальзывания фазы определяет их резистивные свойства. Выбор CuO в качестве второго ингредиента композитов основан на отсутствии его химического взаимодействия со сверхпроводником $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$ [5].

Композиты были приготовлены методом быстрого спекания [5] из $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$ и CuO в режиме: 2 min при $910^\circ C$ с последующим насыщением кислородом при $350^\circ C$ в течение 3 h. На дебаграммах композитных образцов присутствуют рефлексy только от структуры 1–2–3 и от CuO. Дополнительных рефлексов обнаружено не было. Хотя оксид меди является слабыврожденным полупроводником, его удельное сопротивление ниже 100 K столь велико, что его можно считать диэлектриком. Косвенным подтверждением этого является квазитуннельный характер вольт-амперных характеристик (ВАХ) [6] композитов с 7.5 и 22.5 vol.% CuO, приведенных на рис. 1. Из этого рисунка видно увеличение дифференциального сопротивления композитов с ростом объемного содержания CuO в них. Это можно интерпретировать как увеличение эффективной толщины

диэлектрической прослойки между сверхпроводящими кристаллитами.

На рис. 2, *a* и *b* представлены температурные зависимости электросопротивления $R(T)$ композитов с 7.5 и 22.5 vol.% CuO соответственно. Измерительный ток составлял 0.001 от значения J_c при 4.2 K. Наблюдаются резкий скачок сопротивления, начинающийся при 93.5 K, который соответствует переходу кристаллитов ВТСП-компонента, и далее плавный "хвост", обусловленный переходом сети слабых связей джозефсоновского типа.

Из теории [2] следует, что сопротивление, обусловленное механизмом термоактивационного проскальзывания фазы, в пределе малого измерительного тока следует зависимости

$$R_p/R = \left\{ I_0(CJ_c(T)/T) \right\}^{-2}, \quad (1)$$

где I_0 — модифицированная функция Бесселя, $J_c(T)$, C — подгоночные параметры. Зависимость $J_c(T)$, используемая в (1), — критический ток в отсутствие температурных флуктуаций, C — нормировочная константа [3].

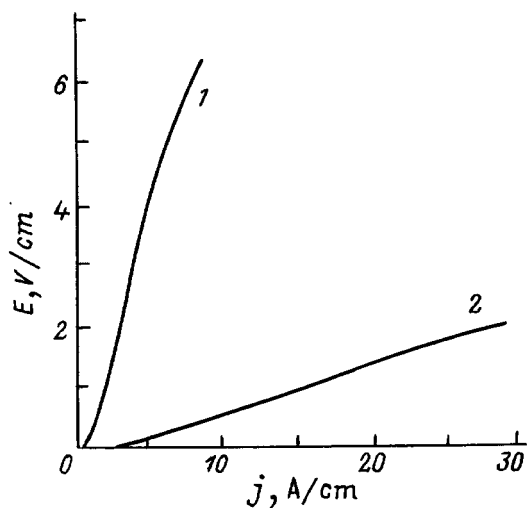


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики композитов с 22.5 (1) и 7.5 vol.% CuO (2). $T \approx 4.2 K$.

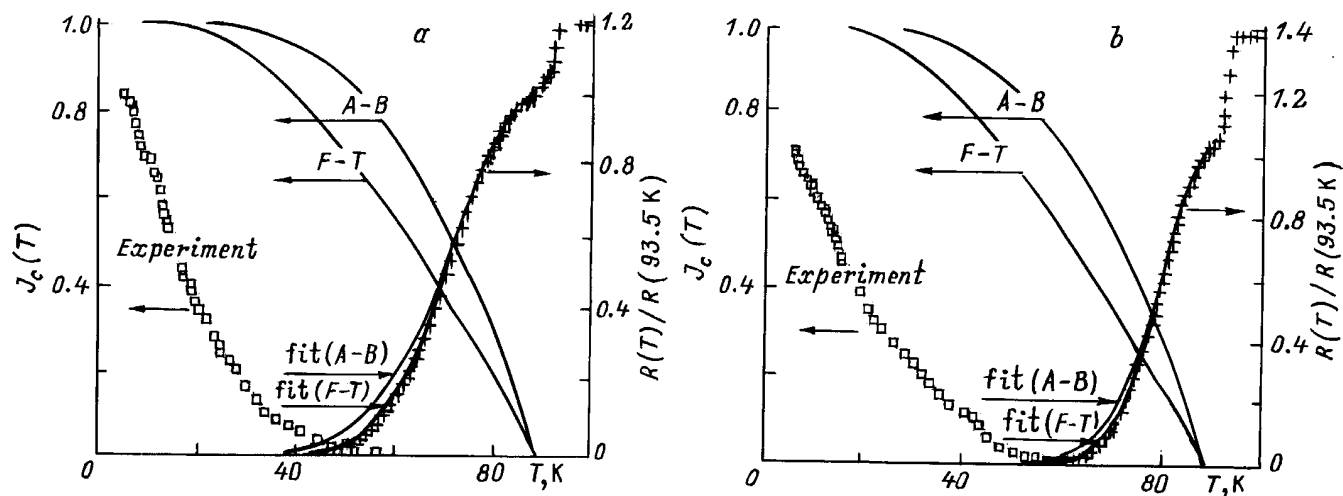


Рис. 2. Экспериментальные зависимости $R(T)/R(93.5 \text{ K})$ (крестики) композитов с 22.5 (a) и 7.5 vol.% CuO (b). Сплошные линии — рассчитанные из (1) с использованием зависимости $J_c(T)$ Амбегаокара–Баратова [7] ($T_c = 89 \text{ K}$; $C = 320$ (a) и 560 (b)) (обозначено fit(A-B)) и с использованием зависимости $J_c(T)$ из работы [8] ($T_c = 89 \text{ K}$; $C = 480$ (a) и 880 (b)) (обозначено fit(F-T)). Квадраты — экспериментальные зависимости $J_c(T)$ композитов. Теоретические зависимости $J_c(T)$: A-B — Амбегаокара–Баратова [7], F-T — Фурусакки–Цукады [8].

Авторы работ [3,4] аппроксимировали зависимость $J_c(T)$ вблизи T_c как $J_c(T) \sim (1 - T/T_c)^n$. Однако из-за того, что в композитах ВТСП + CuO ширина перехода в сверхпроводящее состояние составляла десятки градусов Кельвина в отличие от нескольких градусов в работах [3,4], для подстановки в (1) мы использовали явную зависимость $J_c(T)$.

На рис. 2 также представлены расчетные зависимости $R(T)$ с использованием $J_c(T)$ Амбегаокара–Баратова (A-B) [7]. Однако лучшего согласия с экспериментом можно достичь, используя теоретическую зависимость $J_c(T)$ Фурусакки–Цукады (F-T) для туннельного джоузефсоновского перехода конечной протяженности [8].

Следует отметить, что в композитах протяженность слабой связи является случайной величиной и описывается некой функцией распределения, и, следовательно, можно ожидать, что это отразится на температурной зависимости электросопротивления композитов. Однако, как показано в [9], форма $J_c(T)$ слабо зависит от величины изолирующей прослойки в S-I-S-структуре и в пределе больших толщин совпадает с зависимостью Амбегаокара–Баратова [7]. Следовательно, и зависимость (1) будет слабо зависеть от разброса толщин прослоек I. Слева на рис. 2, a и b приведены экспериментальные температурные зависимости критического тока композитов, измеренные по стандартному критерию $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ четырехзондовым методом. Видно, что эти зависимости кардинально отличаются от теоретических A-B и F-T не только температурой, при которой величина $J_c(T)$ становится равной нулю, но и характером кривизны. Что касается различия температур, то здесь ситуация ясна: температурная область, где реализуется механизм TAPS, будет характеризоваться нулевым кри-

тическим током. Отрицательный знак кривизны может быть следствием тепловых флуктуаций [1], редуцирования парного потенциала на S-I-интерфейсе из-за малости длины когерентности в ВТСП [10], а также особенностей спаривания носителей в ВТСП [11].

В заключение авторы выражают благодарность К.С. Александрову за полезное обсуждение результатов и А.Д. Васильеву за рентгеноструктурные измерения.

Список литературы

- [1] Ю.М. Иванченко, Л.А. Зильберман. Письма в ЖЭТФ **8**, 189 (1968).
- [2] V. Ambegaokar, B.I. Halperin. Phys. Rev. Lett. **22**, 1364 (1969).
- [3] R. Gross, P. Chaudhari, D. Dimos, A.Gupta, G. Koren. Phys. Rev. Lett. **64**, 2, 228 (1988).
- [4] J. Gao, Yu.M. Boguslavskij, B.B.J. Klopman, D. Terpstra, R. Wijbrans, G.J. Gerritsma, H. Rogalla. Appl. Phys. Lett. **72**, 2, 575 (1992).
- [5] М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, Б.П. Хрусталев, К.С. Александров. ДАН **346**, 616 (1995).
- [6] G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. **B25**, 4515 (1982).
- [7] V. Ambegaokar, A. Baratoff. Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963).
- [8] A. Furusaki, M. Tsukada. Physica **B165–166**, 967 (1990).
- [9] A. Furusaki, M. Tsukada. Phys. Rev. **B43**, 10 164 (1991).
- [10] D. Deutscher, K.A. Muller. Phys. Rev. Lett. **59**, 1745 (1987).
- [11] С.Н. Молотков. Письма в ЖЭТФ **61**, 394 (1995).