

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИСТЕМЫ  $\text{Ag}-\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 

*В.М.Свистунов, В.Ю.Таренков, А.И.Дьяченко,  
О.И.Черняк, А.В.Василенко*

При введении добавок серебра в матрицу  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  наблюдается значительное увеличение критического тока  $I_c$ . Эффект связывается с шунтированием межзеренных границ высокопроводящими мелкодисперсными  $\phi \sim 0,1$  мкм включениями серебра, что приводит к демпфированию криппа потока.

Найдено, что несмотря на большое отличие джозефсоновской среды от обычных сверхпроводников второго рода, основные закономерности возникновения резистивного состояния имеют общий характер и при малых уровнях напряжения обусловлены криппом потока. Удобным объектом для наблюдения этого процесса являются металлокерамические сверхпроводники, малые плотности токов в которых обусловлены, как известно, межзеренными границами<sup>1-4</sup>. Аналогия резистивных свойств джозефсоновских сред и сверхпроводников второго рода позволяет надеяться, что высокопроводящие включения в металлооксид смогут приводить к замедлению диффузии потока и, как следствие, существенному уменьшению уровня диссипации.

Для корректного исследования вольтамперных характеристик (ВАХ) металлооксидных образцов разработана технология, обеспечивающая переходное сопротивление контактных площадок на уровне  $5 \cdot 10^{-8}$  Ом  $\cdot$  см<sup>2</sup>. Контакты проготавливались вжиганием серебра в поверхность пластинок размером  $10 \times 1 \times 0,04$  мм, полученных опрессовкой высоким давлением порошка иттриевой керамики. Удельный вес образцов составлял  $6,2$  г/см<sup>3</sup>, температура сверхпроводящего перехода  $92$  К, при  $\Delta T_c = 2$  К ( $R/R_N = 0,9 \div 0,01$ ). Добавки мелкодисперсного металлического серебра смешивались с порошком металлооксида перед приготовлением образцов. Выбор серебра связан с тем, что этот металл не вступает в химические реакции с керами-

кой в процессе спекания, образуя вместе с тем хороший омический контакт с гранулами. Об этом свидетельствует уменьшение удельного сопротивления образцов при добавлении серебра с  $(4 \div 6) \cdot 10^{-4}$  до  $(3 \div 4) \cdot 10^{-5}$  Ом · см. Малые, до 10% по объемному содержанию, добавки серебра не приводили к изменениям величины  $T_c$  и ширины сверхпроводящего  $R(T)$ -перехода, а также температурной зависимости критического тока  $I_c(T)$  (рис. 1). Это показывает, что добавки серебра непосредственно не влияют на критический ток  $I_c^0$  отдельных слабых контактов между гранулами, величина которого связана с шириной  $R(T)$ -перехода<sup>5</sup> (в работе<sup>4</sup> увеличение критического тока с добавлением серебра в керамику объяснялось ускорением технологических процессов). В то же время величина критического тока существенно возросла (рис. 2). При больших концентрациях Ag ( $\approx 20\%$ ) происходило значительное уширение  $R(T)$ -перехода, по всей вероятности обусловленное разрывом естественных перемычек между гранулами и заменой их прослойками серебра. Аналогичное уширение  $R(T)$ -перехода наблюдалось при добавлении в керамику золота<sup>6</sup>. Для подобных образцов, по сравнению с контрольными, плотность критического тока уменьшалась в несколько раз.

Приступая к анализу ВАХ отметим, что малость диссипируемой мощности на единицу площади  $s, p = IU/s \approx 10^{-4}$  Вт/см<sup>2</sup>, позволяет пренебречь эффектами теплового перегрева образцов в жидком азоте, где для данного уровня  $p$  теплоотвод ограничивает перегрев уровнем  $\Delta T \sim 10^{-3}$  К во всем интервале рабочих токов. Значительный перегрев и сопровождающий его гистерезис ВАХ наблюдался только для плотностей тока  $(1,2 \div 1,5) \cdot 10^4$  А/см<sup>2</sup> (металло-керамика) и  $(4 \div 6) \cdot 10^4$  А/см<sup>2</sup> (серебро + металлокерамика при  $U \sim 10$  мВ). Измерения, выполненные в масштабе электрических полей  $E \leq 100$  мкВ/см для изучаемых образцов соот-

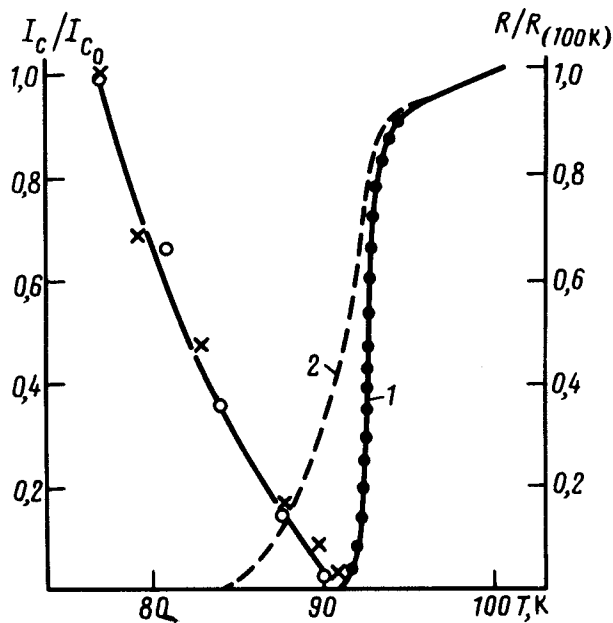


Рис. 1

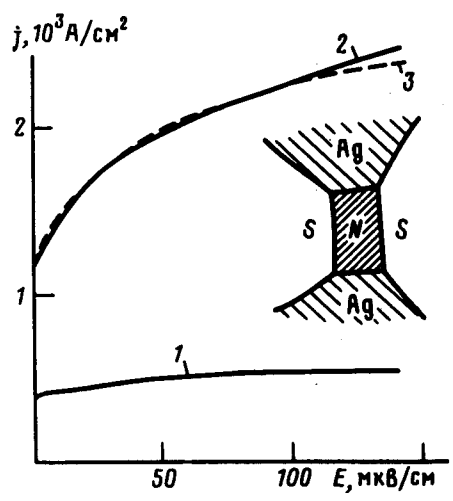


Рис. 2

Рис. 1. 1 – резистивный  $R(T)$ -переход  $YBa_2Cu_3O_7$  – образца без добавки – точки, и с добавкой Ag(10%) – сплошная линия. 2 –  $R(T)$ -переход  $YBa_2Cu_3O_7 + Ag(20\%)$ : Левый масштаб – температурная зависимость критического тока легированного (X) и контрольного (O) образца

Рис. 2. Экспериментальные (сплошные кривые) и расчетная (штриховая) вольтамперные зависимости для  $YBa_2Cu_3O_7$  – 1 и  $YBa_2Cu_3O_7 + Ag(10\%)$  – 2, 3

ветствуют напряжениям на индивидуальной связи металлокерамики  $U \sim 100 \text{ мкВ}/n \sim 100 \text{ нВ}$ , где  $n \sim l/a_0 \sim 10^3$  — число гранул на единицу длины  $l$  образца;  $a_0$  — перколяционная длина,  $a_0 \approx 10 \text{ мкм}$ . При столь малом уровне напряжения на контакте  $U \ll V_c = I_c^0 R_k = 10 \div 100 \text{ мкВ}$ , где  $I_c^0$  — критический ток связи, а  $R_k$  — ее сопротивление, становится существенным воздействие тепловых флуктуаций<sup>1)</sup> на форму ВАХ даже в случае малого отношения  $\gamma = I_f/I_c^0 \sim 0,1$ . Поэтому существенной становится роль криппа потока.

В джозефсоновских средах крипп потока может наступить задолго до достижения критических токов  $I_c^0$  контактов. Это связано со значительным разбросом параметров перколяционного кластера. В результате локальная плотность критического тока  $j_c(\mathbf{r})$  различна для разных участков образца. Движение потока может начинаться в области, где  $j > j_c(\mathbf{r})$ ; в областях  $j < j_c(\mathbf{r})$  силовые линии остаются неподвижными. Диссипация возникает при появлении непрерывных каналов с  $j > j_c(\mathbf{r})$ , вдоль которых происходит диффузия магнитного потока, начинающаяся и заканчивающаяся на границах образца. Усредняемые вольтамперные характеристики, описывающие крипп потока в джозефсоновской среде, оказываются поэтому подобными соответствующим характеристикам в жестких сверхпроводниках второго рода<sup>7</sup> и имеют вид

$$E = \int_0^j E_{loc}(j'_c, j) W(j_1, j'_c) dj'_c, \quad (1)$$

где  $E_{loc}(j'_c, j)$  — вольтамперная характеристика однородного участка джозефсоновской среды с критическим током  $j'_c$ ,  $W(j_1, j'_c)$  — плотность вероятности реализации в единице объема участка с критическим током  $j'_c$ ,  $j_1$  — параметр, характеризующий разброс локальных плотностей тока. Нахождение функций  $E_{loc}(j'_c, j)$  и  $W(j_1, j'_c)$  является задачей микроскопической теории, учитывающей строение перколяционного кластера. Однако, из приведенной выше картины криппа потока ясно, что функция  $W$  связана с вероятностью сумм большого числа случайных величин и должна поэтому иметь колоколообразный вид с полушириной  $j_1$ . Численное моделирование показало, что в таком случае при различных разумных предположениях о функции  $E_{loc}$  форма результирующей ВАХ (1) может быть представлена в виде простого выражения

$$j = j_c + j_1 \ln(E/E_0), \quad (2)$$

где  $E_0$  — величина электрического поля, при котором определяется плотность критического тока  $j_c$ . Обработка экспериментальных данных по формуле (2) приведена на рис. 2.

В обычных сверхпроводниках второго рода<sup>7</sup>  $j_1 \sim 10^2 \div 10^3 j_c$ , поэтому измерения величины критического тока нечувствительны к выбору параметра  $E_0$ . В металлокерамике реализуется ситуация, когда  $j_1 \geq 0,1 j_c$  (рис. 2), поэтому результат определения  $j_c$  существенно зависит от уровня напряжения, при котором этот ток принимается за критический.

Хорошее согласие выражения (2) с ВАХ серии образцов (в том числе и с металлическими включениями) позволяет использовать его для анализа эффекта увеличения плотности критического тока в композитах Ag—YBaCuO. Проникающие в межзеренные прослойки добавки серебра (рис. 2) образуют с гранулами хороший электрический контакт, что подтверждается значительным увеличением электропроводности образца. Эффективное сопротивление контактов  $R_k$  заменяется при этом на сопротивление  $R_e$  шунтирующей серебряной прослой-

<sup>1)</sup>  $I_f = 0,084T[\text{мкА}]$  — ток тепловых флуктуаций при температуре  $T$ . Оценку  $I_c^0$  можно выполнить по формуле  $I_c^0(T) = ((T_c - T)/\Delta T_c)^n \cdot I_f$ ,  $\Delta T_c$  — ширина размытия  $R(T)$ -перехода, показатель  $n = 1,5 \div 2,5$ .  $R_k$  оценивается по сопротивлению  $R$  в полях  $H > 100 \text{ Э}$ , когда связи разрушены;  $R_k \sim sR/la_0$ ,  $s$  — сечение образца.

ки<sup>2</sup>). В результате уменьшается связанное с криппом потока поле  $E_0(j)$ , которое, как и  $E_{loc}(j)$ , пропорционально среднему сопротивлению контактов. Это эквивалентно замене в формуле (2) параметра  $E_0$  на  $E'_0 = E_0 R_e / R_k$ , то есть эффективное возрастание плотности критического тока составляет  $\Delta j_c = j_1 \ln(R_k / R_e)$ . При  $j_1 \sim 0,3j_c$  и  $R_k / R_e \sim 10^2$  величина  $\Delta j_e \approx j_c$ , что и наблюдается в эксперименте.

Авторы выражают искреннюю признательность Н.А. Черноплекову за интерес и полезное обсуждение результатов работы.

#### Литература

1. Itah K., Wada H., Kuroda T. et al. Cryogenics, 1988, 28, 575.
2. Matsuda M., Iwai Y., Takata M. et al. Jap. Journ. of Appl. Phys., 1988, 27, L1650.
3. Zhenhong M., Changgeng C., Sisheng X. et al. Supercond. Sci. Technol., 1988, 1, 97.
4. Tsuchida K., Minra Y., Tsudo H. et al. Journal of the Less-Common Metals, 1989, 146, L 19.
5. Барьяхтар В.Г., Гризуть О.В., Василенко А.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 457.
6. Xiao G., Streitz F.H., Sieplak M.Z. et al. Phys. Rev. B, 1988, 38, 776.
7. Гуревич А.В., Миц Р.Г., Рахманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987, с. 240.
8. Лихарев К.К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985, с. 320.

Донецкий физико-технический институт  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
24 апреля 1989 г.

<sup>2</sup>) Это возможно, если на всех характерных частотах  $\omega$  вносимое индуктивное сопротивление шунта  $L_e$  мало,  $L_e \omega \ll R_e$ . При крипе потока характерны частоты  $\omega \sim \omega_c = (\phi_0 / 2\pi) V_c$ , поэтому необходимое условие приобретает вид  $L_e \ll L_c \equiv \phi_0 / (2\pi I_c)$ . Если  $d$  — толщина шунтирующей серебряной прослойки, а  $r$  — характерный радиус, то  $L_e \sim \mu_0 d^2 (4\pi r)^{-1}$ . При  $r \sim 1$  мкм,  $d \sim 0,1$  мкм,  $I_c^0 \approx 100$  мкА, получаем оценки  $L_e \sim 10^{-15}$  Гн,  $L_c \sim 10^{-12}$  Гн, то есть  $L_e \ll L_c$ .