

## Металлоксидные сверхпроводящие бикристаллические переходы с высокими критическими параметрами

А.В. Шадрин, И.В. Борисенко, Г.А. Овсянников, И.М. Котелянский, Ф.В. Комиссинский  
Институт радиотехники и электроники РАН, 125009 Москва, Россия

В работе исследовались бикристаллические джозефсоновские переходы из металлоксидных сверхпроводников нового типа с разориентацией базовых плоскостей (001)  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  вокруг направления [100] на симметричный и асимметричный бикристаллические углы от  $21^\circ$  до  $28^\circ$ . В этих переходах достигнуты высокие значения плотности критического тока  $I_c = (2 \div 5) \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$  и характерного напряжения  $V_c = 0,6 \div 0,9 \text{ мВ}$  при температуре  $T = 77 \text{ К}$ . Исследованы свойства таких переходов под влиянием монохроматического излучения миллиметрового диапазона, а также магнитные и температурные характеристики.

В недавно опубликованных работах [1,2] показано, что за счет изменения топологии бикристаллической подложки, на которые наносится пленка из металлоксидных сверхпроводников (МОСП), удастся повысить до 1 мВ характерное напряжение  $V_c$ , определяющее высокочастотные свойства переходов. Однако, до настоящего времени, отсутствуют данные о соответствии электро-физических параметров, измеренных на постоянном токе (критический ток  $I_c$  и нормальное сопротивление  $R_N$ ), и динамических (высокочастотных) параметров таких переходов. В МОСП переходах высокие значения  $V_c = I_c R_N$ , полученные из измерений  $I_c$  и  $R_N$ , часто не соответствуют динамическим характеристикам перехода: амплитуде джозефсоновской генерации, ток-фазовой зависимости критического тока, СВЧ импедансу перехода и т.д. [3-5].

В работе исследованы электрофизические и динамические (СВЧ) параметры наклоненных, как уже известных симметричных (НСБП) [1,2], так и предлагаемых авторами, асимметричных бикристаллических переходов (НАБП) из металлоксидных сверхпроводников с высокой критической температурой. Напомним, что в хорошо изученном (см. обзор [4]) и, до недавнего времени, единственном типе бикристаллических переходов - плоскостном (ПБП) рабочими поверхностями являются (001)  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (YBCO), лежащие в одной плоскости и разориентированные на симметричный угол вокруг направления [001]. В отличие от известных, у НАБП рабочие поверхности, расположенные по разные стороны бикристаллической границы, различаются кристаллографической ориентацией. Одна из них - (001) YBCO, а другая - разориентирована относительно (001) YBCO на бикристаллический угол вокруг направления, лежащего в плоскости подложки. В качестве базовой плоскости выбрана (110)  $\text{NdGaO}_3$  (NGO), на которой растет высокока-

чественная пленка (001) (YBCO) и выполняется условие эпитаксии [100]YBCO//[001]NGO, которое сохраняется при наклоне плоскости (110)NGO относительно нормали до 30 градусов [6]. Разориентация рабочих поверхностей бикристаллической подложки составляла для НСБП  $\alpha = \beta = 11^\circ$  и  $14^\circ$  и НАБП  $\alpha = 0$ ,  $\beta = 21^\circ$  и  $28^\circ$ .

Измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) переходов в диапазоне температур  $4,2 \text{ К} < T < 77 \text{ К}$ , магнитных полей до  $H \leq 100 \text{ Э}$  и микроволнового воздействия монохроматического излучения частотой  $f_c = 30 \div 100 \text{ ГГц}$ .

Получены переходы НСБП и НАБП с плотностью критического тока  $j_c = (2 \div 5) 10^5 \text{ A/cm}^2$ ,  $V_c = 0,6 \div 0,9 \text{ мВ}$  при температуре  $T = 77 \text{ К}$ . Значения  $V_c$  для полученных переходов при  $T = 77 \text{ К}$  существенно (на порядок) выше, чем для плоскостных при тех же площадях поперечного сечения переходов. Типичная ВАХ наклоненного перехода, представленная на рис.1, имеет гиперболическую зависимость, типичную для резистивной модели джозефсоновского перехода, в которой присутствуют два канала переноса тока: ток квазичастиц  $V/R_N$  и сверхпроводящий ток  $I_S(\varphi)$ . Большая (до 50% от  $I_c$ ) величина избыточного тока (отклонение от закона Ома) при напряжениях больше 3 мВ указывает на присутствие дополнительного канала прямой (не туннельной)

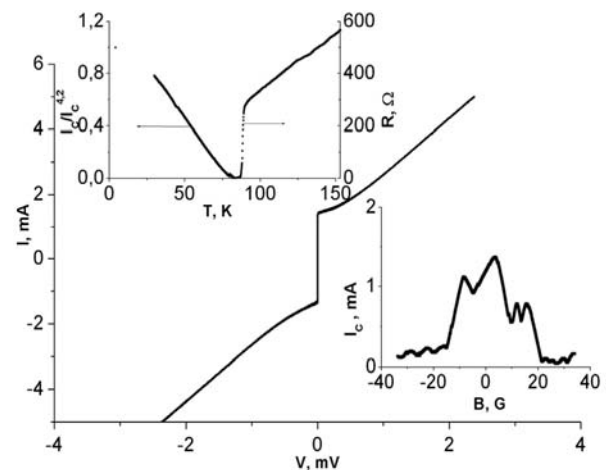


Рис.1. Типичная ВАХ перехода, вставки – температурная и магнитно-полевая (при  $T = 77 \text{ К}$ ) зависимости критического тока проводимости. При плотностях токов через переход, превышающих  $10^6 \text{ A/cm}^2$  (близких к току разрушения сверхпроводимости подводящих пленок), ВАХ отклоняется от линейной, что ограничивает

использование переходов при высоких напряжениях (токах).

Зависимость  $I_c(T)$  (вставка слева рис.1) близка к линейной, чем отличается от теоретической зависимости для туннельных переходов S-сверхпроводников (SIS), где наблюдается насыщение при  $T < 0,5T_c$ .

Согласно нашим расчетам андреевское отражение подавлено в НБП для электронов, падающих на границу под углами более  $\theta > \pi/4$  при анизотропии Ферми импульсов 2-3. Однако при учете широкого конуса туннелирования электронов (угловая зависимость прозрачности  $D = D_0 \cos \theta$ ) это не должно сильно уменьшать  $j_c$  с увеличением  $\alpha + \beta$ . В эксперименте при увеличении суммарного угла разориентации  $\alpha + \beta$  от 21 до 28 градусов  $j_c$  падает вдвое, а  $V_c$  изменяется слабо, поскольку увеличивается  $R_N S$  (S-площадь перехода). Эти зависимости согласуются с теорией[5] и экспериментом[2], в котором измерения проделаны при достаточно низкой температуре ( $T = 4,2K$ ), где наблюдаются большие отклонения от резистивной модели. Для всех трех типов переходов при небольших значениях бикристаллического угла  $\alpha + \beta < 18^\circ$  наблюдаются ВАХ, которые отличаются от гиперболы и типичны для вязкого течения потока вихрей.

На вставке к рис.1 справа показаны зависимости критического тока от магнитного поля  $I_c(B)$ . Наблюдается максимум при  $B = 0$ , уменьшение  $I_c$  при увеличении поля не монотонно, также как для распределенных джозефсоновских переходов. Действительно, из-за высокой  $j_c$  джозефсоновская глубина проникновения  $\lambda_J = 0,5 \text{ мкм}$  для  $j_c = 3 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$  существенно ниже ширины перехода  $w = 5 \text{ мкм}$ . Таким образом, уже при азотной температуре переходы можно считать распределенными.

Для экспериментального определения отклонения динамических параметров переходов от измеренных на постоянном токе были исследованы ВАХ под влиянием монохроматического излучения миллиметрового диапазона  $A \sin(2\pi f_c t)$ ,  $f_c = 56 \text{ ГГц}$ . Зависимости критического тока и ступеней Шапиро от амплитуды внешнего электромагнитного воздействия хорошо совпадали с теоретическими зависимостями, полученными по резистивной модели (рис.2). Отклонение экспериментального значения нормированной максимальной первой ступени  $(I_1/I_c)_{\max} = 0,46$  от теоретического значения  $(I_1/I_c)_{\max} = 0,43$ , полученного в рамках резистивной модели при нормированной частоте  $f_c/f_0 = 0,23$  составляло 7%. Несмотря на наличие избыточного тока на ВАХ (рис.1) при 77К наблюдается хорошее соответствие динамических и измеренных на постоянном токе параметров переходов. При понижении температуры ниже 77К наблюдается рост избыточного тока и отклонения от резистивной модели увеличиваются. Высокое характерное напряжение  $V_c > 0,6 \text{ мВ}$  при  $T = 77K$  в более 70% исследо-

ванных наклоненных симметричных и асимметричных переходах делает их очень привлекательными элементами для применения в высокочастотной и низкочастотной сверхпроводниковой электронике.

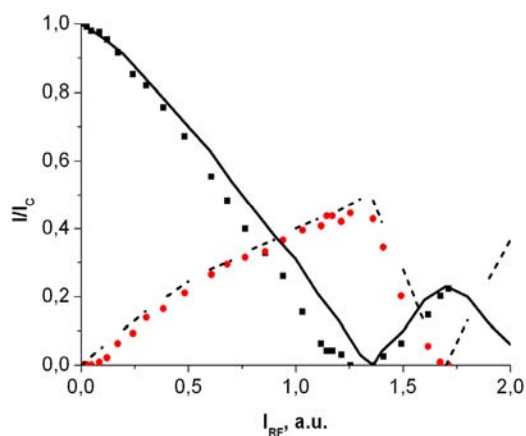


Рис.2. Амплитудные зависимости критического тока (квадраты) и первой ступени Шапиро (заполненные кружки) для частоты внешнего воздействия  $f_c = 56 \text{ ГГц}$ . Сплошные линии и пунктир – соответствующие теоретические зависимости  $f_c/f_0 = 0,23$ .

Авторы благодарны Ю.В. Кислинскому и К.И. Константиану за многочисленные обсуждения. Работа частично финансировалась в рамках Федеральной программы Актуальные направления физики конденсированного состояния, Сверхпроводимость, грантом научных школ Президента России НШ-1344.2004.2, РФФИ 04-02-16818а и 04-02-16687 ИНТАС-2001-0809 и 2001-0249, МНТЦ-2369.

1. U. Poppe, Y.Y. Divin, M.I. Faley et al, IEEE Tr. Appl. Superconductivity, 11, 3768 (2001).
2. Y.Y. Divin, I.M. Kotelyanskii, P.M. Shadrin et al, Book of Abstracts of 6 European Conference on Applied Superconductivity, 2003, p.166.
3. A.D. Mashtakov G. A. Ovsyannikov, I. V. Borisenko et al. IEEE Tr. Appl. Superconductivity, 9, 3001 (1999).
4. H. Hilgenkamp, J. Mannhart, Rev. Mod. Phys., 74, 485 (2002).
5. A. Golubov, F. Tafuri Phys. Rev.B, 62, 15200 (2000).
6. И.К. Бдикин, П.Б. Можаяев, Г.А. Овсянников и др, ФТТ, 43, 1548 (2001).