

МЕХАНИЗМ ТОКОПЕРЕНОСА В ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ВТСП ПЕРЕХОДАХ НА БИКРИСТАЛЛАХ

*И.И.Венгрус, М.Ю.Куприянов, О.В.Снигирев, А.Г.Маресов,
С.И.Красносвободцев*

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 августа 1994 г.

Экспериментально исследован механизм переноса нормальной компоненты тока в ВТСП джозефсоновских переходах на бикристаллической подложке. Показано, что в области больших напряжений зависимости кондактанса переходов от напряжения и температуры находятся в хорошем соответствии с зависимостями, предсказанными теорией Глазмана и Матвеева для структур, в которых проводимость обусловлена процессами неупругого резонансного туннелирования через конечное число локализованных состояний.

Джозефсоновские ВТСП переходы на бикристаллических подложках выгодно отличаются от ВТСП структур иных типов (SNS и торцевых переходов с прослойкой с полупроводниковых металлооксидов) существенно большей однородностью транспортных свойств. Так разброс их критических токов I_c и нормальных сопротивлений R_n в пределах подложки как правило не превышает 30% в то время как в остальных структурах эта цифра колеблется от 100 до 500%.

Тем не менее, исследование шумовых характеристик как отдельных переходов, так и интерферометров на их основе показали наличие в них источников интенсивных избыточных шумов типа $1/f$. В области напряжений $V > I_c R_n$ источниками шума в основном являются флуктуации напряжения на нормальном сопротивлении переходов [1,2]. Их характерная частота среза $f_0 \approx 500 - 1000$ Гц практически на порядок выше аналогичного параметра НТСП джозефсоновских переходах с тем же нормальным сопротивлением.

Столь сильное различие может быть связано с иным, неомическим характером нормальной проводимости ВТСП переходов. Ранее было показано [3-5], что в ВТСП структурах с прослойками их полупроводниковых металлооксидов основным механизмом переноса нормального тока является неупругое резонансное туннелирование через локализованные состояния (ЛС) в материале прослойки. В переходах на бикристаллических подложках локальные механические напряжения в области границы вполне могут приводить к образованию участков с пониженным содержанием кислорода и прыжковым типом нормальной проводимости, обуславливающим более высокую интенсивность шумов $1/f$.

В данной статье показано, что в переходах на бикристаллических подложках действительно реализуется прыжковый механизм переноса нормального тока.

Для изготовления джозефсоновских контактов использовались бикристаллические подложки SrTiO_3 [6]. Половинки подложек были симметрично развернуты относительно "шва", то есть линии сая, так что угол разориентации составлял 36° . Тонкие $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ пленки напылялись путем лазерного испарения мишени, приготовленной по стандартной технологии из смеси порошков оксидов элементов, образующих ВТСП керамику.

Качество образцов контролировалось с помощью измерения зависимости сопротивления и магнитной проницаемости сверхпроводящей пленки от температуры. Температура перехода образцов в сверхпроводящее состояние обычно составляла $T = 90 \div 92 \text{ K}$, ширина перехода - $\Delta T = 0,2 \div 0,3 \text{ K}$.

Джозефсоновские контакты изготавливались путем формирования в пленке структуры с микромостиком, пересекающим линию "шва". Для этого использовались или метод лазерного скрайбирования [6-7], или стандартные методы фотолитографии с последующим травлением структуры в 0,1% HNO_3 . Ширина мостиков обычно составляла $5 \div 10 \text{ мкм}$, так что при толщине пленки $0,3 \div 0,5 \text{ мкм}$ критический ток переходов при температуре 77 K принимал значения в диапазоне $50 \div 100 \text{ мкА}$, что соответствует плотности критического тока $j_c \leq 10^4 \text{ А/см}^2$. Критический ток сверхпроводящих электродов при тех же условиях был в среднем на полтора - два порядка выше.

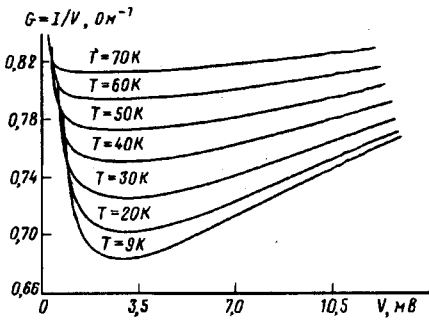


Рис.1

Рис.1. Зависимость проводимости ВТСП джозефсоновского перехода на бикристаллической подложке от напряжения при различных рабочих температурах

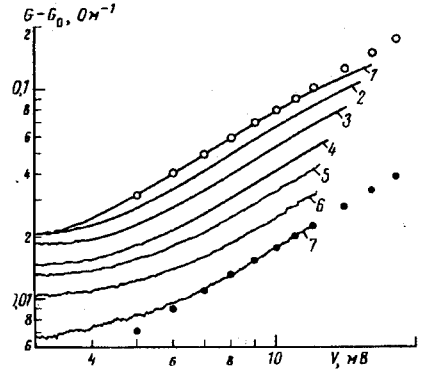


Рис.2

Рис.2. Зависимость от напряжения нелинейной части проводимости при температурах $T = 9, 20, 30, 40, 50, 60, 70 \text{ K}$ (кривые 1-7 - соответственно). Значками обозначены точки, лежащие на аппроксимационных кривых $\bar{G} \sim V^{4/3}$

Измерение вольтамперных характеристик полученных контактов производилось по стандартной четырехзондовой методике. На рис.1 представлены типичные зависимости кондактанса одного из четырех исследованных переходов при различных температурах. Видно, что практически при всех T в области больших напряжений имеет место отклонение от закона Ома ($G = I/V = \text{const}(V)$) тем большее, чем ниже температура перехода. Среди различных механизмов, приводящих к отклонению G от закона Ома, наиболее адекватным полученным экспериментальным данным является модель прыжковой проводимости через конечное число локализованных состояний, предложенная Глазманом и Матвеевым (ГМ) [8]. Из этой модели в частности следует, что основным каналом транспорта нормального тока через материал прослойки с полупроводниковым характером проводимости может являться неупругое резонансное туннелирование через конечное число локализованных состояний (ЛС). При этом наличие двух ЛС в резонансном канале уже достаточно, для появления типичных для этого процесса температурных и полевых зависимостей кондактанса:

$$G = \langle G_1 \rangle + \langle G_2(T, 0) \rangle + \langle G_2(0, V) \rangle V, \quad \langle G_1 \rangle \propto \frac{S}{\alpha^2} (g\alpha^3 E_0) \exp \left\{ -\frac{d}{\alpha} \right\}, \quad (1)$$

$$\langle G_2(0, V) \rangle \propto \frac{S}{da} (2gda^2 eV)^2 \left[\frac{E_0 \lambda_{ep}}{eV} \exp \left\{ -\frac{d}{a} \right\} \right]^{2/3} \propto V^{4/3}, \quad T \ll eV, \quad (2)$$

$$\langle G_2(T, 0) \rangle \propto \frac{S}{da} (2gda^2 T)^2 \lambda_{ep} \left[\frac{E_0 \lambda_{ep}}{T} \exp \left\{ -\frac{d}{a} \right\} \right]^{2/3} \propto T^{4/3}. \quad (3)$$

Здесь S и d – эффективная площадь и толщина области слабой связи, g и E_0 – плотность и характерная энергия ЛС в материале прослойки, λ_{ep} – безразмерная константа электрон-фононного взаимодействия, a – эффективный радиус ЛС. Факторы (S/a^2) и (S/da) в (1)–(3) определяют количество статистически независимых проводящих каналов, содержащих соответственно один или два ЛС. Различие в этих коэффициентах связано с тем, что в первом случае эффективный радиус канала определяется размером индивидуального ЛС a . При наличии двух ЛС в канале этот радиус зависит от расстояния \sqrt{da} на которое эти ЛС могут быть сдвинуты в пространстве в направлении, параллельном границам, без существенного уменьшения проводимости канала. Факторы $(g\alpha^3 E_0)$, $(2gda^2 T)^2$ и $(2gda^2 eV)^2$ представляют собой вероятности образования соответствующих проводящих каналов. Для канала с одним ЛС эта вероятность пропорциональна объему слабой связи, занятому ЛС. Для каналов с двумя и более ЛС эта вероятность зависит от порции энергии (T или eV), которой электрон может обмениваться с окружающей средой в процессе туннелирования и от занятого ими объема пространства. Последние факторы в (1)–(3) определяют кондактанс оптимального канала

$$\left(\exp \left\{ -\frac{d}{a} \right\} \right), \quad \lambda_{ep} \left[\frac{E_0 \lambda_{ep}}{T} \exp \left\{ -\frac{d}{a} \right\} \right]^{2/3}, \quad \lambda_{ep} \left[\frac{E_0 \lambda_{ep}}{eV} \exp \left\{ -\frac{d}{a} \right\} \right]^{2/3}.$$

Рис.2-4 демонстрируют результаты сравнения полученных экспериментальных данных с предсказаниями теории ГМ.

На первом этапе обработки данных мы определяли независимую от напряжения часть кондакса ($G_0 = \langle G_1 \rangle + \langle G_2(T, 0) \rangle$), требуя образования наиболее широкой области напряжений, в которой реализуется степенная зависимость $\langle G_2(V) \rangle$ от приложенного напряжения. Эти зависимости, полученные при различных температурах, представлены в логарифмическом масштабе на рис.2 сплошными линиями. На том же рисунке значками отмечены точки, лежащие на прямых, соответствующих теоретическим зависимостям $\langle G_2(V) \rangle = \tilde{G}(T)V^{4/3}$. Видно, что в широкой области напряжений имеет место удовлетворительное согласие между экспериментальными и теоретическими зависимостями. Отклонения в области низких напряжений вызваны наличием в переходе сверхпроводящей компоненты тока. В области высоких напряжений замедление роста $\langle G_2(V) \rangle$ с напряжением вызвано локальным нагревом области перехода.

Действительно, из представленных на рис.3 температурных зависимостей коэффициентов G_0 и \tilde{G} следует, что \tilde{G} падает с ростом температуры, так

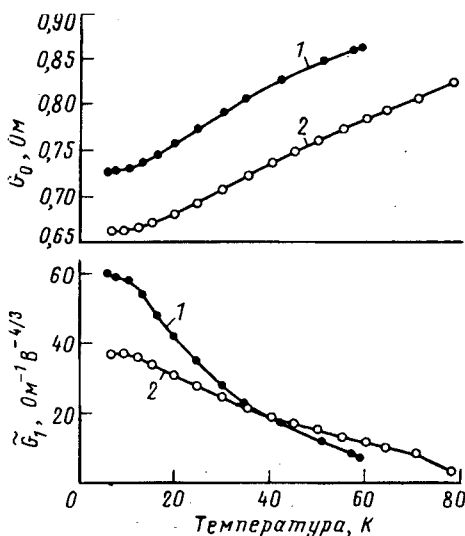


Рис.3

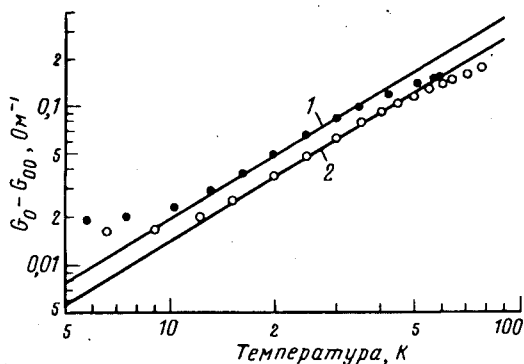


Рис.4

Рис.3. Температурные зависимости коэффициентов G_0 и \tilde{G} , определяющих зависимость проводимости от приложенного напряжения полученные в результате обработки ВАХ образцов №71 и №331-1 (кривые 1 и 2 – соответственно)

Рис.4. Температурные зависимости величины $\langle G_2(0, T) \rangle - G_0 - G_{00}$, полученные для образцов №71 и №331-1 (кривые 1 и 2 – соответственно). Сплошные линии – теоретические зависимости соответствующие закону $T^{4/3}$

что отклонения от закона $V^{(4/3)}$ в области больших напряжений с уменьшением абсолютных значений коэффициента пропорциональности \tilde{G} вследствие локального повышения температуры перехода.

Температурная зависимость коэффициента G_0 также находится в разумном согласии с выражениями (1), (3) и, как следует из рис.4, в широкой области температур помимо температурно-независящей составляющей $G_{00} = \langle G_1 \rangle$ содержит слагаемое, пропорциональное $T^{4/3}$.

К сожалению теория ГМ дает только качественные предсказания и не содержит каких-либо количественных оценок, позволяющих извлечь дополнительную информацию, например, о количестве ЛС в материале прослойки N_{ef} . Тем не менее, учитывая, что независящая от температуры и напряжения составляющая кондактанса G_{00} определяется процессами упругого и неупругого туннелирования через одно ЛС в токопроводящем канале, мы можем оценить число таких каналов N_{ef} , исходя из теории Ларкина-Матвеева (ЛМ) [9]. Эта теория для упругой составляющей G_{00} дает:

$$(G_{00})_{el} = \pi^2 \frac{S}{a^2} (ga^3 E_0) \frac{e^2}{\pi \hbar} \langle D \rangle = \frac{e^2}{\pi \hbar} N_{el}, \quad (4)$$

Здесь $e^2/\pi \hbar$ – кондактанс оптимального канала, $\langle D \rangle \propto \exp\{-d/a\}$ – вероятность его реализации, определяемая эффективной прозрачностью барьера. Учет электрон-фононного взаимодействия в процессах неупругого резонансного туннелирования через ЛС дает при температурах меньших дебаевской лишь незначительные температурные поправки к $\langle D \rangle$ независимо от интенсивно-

сти этого взаимодействия [10]. Это открывает возможность использовать (4) для оценки полного числа упругих и неупругих резонансных каналов, вовлеченных в перенос нормального тока через переход. Для типичных значений $G_{00} \approx 1\Omega^{-1}$ из (4) получаем

$$N_{total} = \frac{\pi\hbar}{e^2} \langle G_1(0) \rangle \approx 10^4. \quad (5)$$

Это значение превышает практически на порядок аналогичные оценки, полученные в торцевых переходах с прослойкой РВСО [3-5].

Проведенные исследования позволяют прийти к однозначному заключению, что в джозефсоновских ВТСП переходах на бикристаллических подложках реализуется прыжковый механизм проводимости через конечное число локализованных состояний в проводящем канале. Практически на порядок большее по сравнению с другими типами ВТСП переходов количество этих каналов обеспечивает лучшую воспроизводимость их транспортных свойств в пределах одной подложки и приводит к генерации интенсивных избыточных шумов типа $1/f$.

Работа поддерживалась Научным Советом Государственной программы по высокотемпературной сверхпроводимости Фондом Сороса (грант MDP000) и BMFT в рамках проекта "Schaffung alternativer HTSL-Josephsonkontakte auf Basis schwach supraleitender Verbindungen ber knstlich erzeugte Barrieren", НТС-SQUID II, BMFT-FKZ 13 N 5924A.

-
1. R. Gross and B.Mayer, *Physica C* **184**, 235 (1991)
 2. M.Kawasaki, P.Chaudhari and A.Gupta, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1065 (1992).
 3. C.Stolsen, G.Adrean, C.Krimmer et al., Long-range Proximity Effect in Shallow Step Josephson Junctions, Preprint, (1994).
 4. A.A.Golubov, M.A.J.Verhoeven, I.A.Devyatov et al. Ext Abstracts of 4th M²S-HTSC International Conference, Grenoble, France, (1994).
 5. T.Satoh, M.Yu.Kupriyanov, J.S.Tsai, M.Hidaka and H.Tsuge, Current Transfer Mechanism in YBaCuO/PrBaCuO/YBaCuO Ramp Edge Junctions. Preprint (1994).
 6. И.И.Венгрус, М.Ю.Куприянов, А.Г.Маресов, И.Г.Пирогов, О.В.Снигирев, С.И.Краснослободцев, *СФХТ* **6**, 1730 (1993).
 7. А.А.Влиаблин, А.С.Ковалев, В.В. Корнеев, *SPIE* **1723**, 46, (1992)
 8. Л.И.Глазман, К.А.Матвеев, *ЖЭТФ* **94**, 332 (1988).
 9. А.И.Ларкин, К.А.Матвеев, *ЖЭТФ* **93**, 1030 (1997).
 10. Л.И.Глазман, Р.И.Шехтер, *ЖЭТФ*, **94**, 292 (1988).