

ПРОЯВЛЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ ВТСП НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ Bi-Sr-Ca-Cu-O:Pb

*Х.Ахатов, Ю.М.Шукринов, Н.Менаков, Л.И.Леонюк**

*Физико-технический институт им. С.У.Умарова АН республики Таджикистан
734063 Душанбе, Таджикистан*

**Московский государственный университет
119899 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 ноября 1993 г.

Исследованы вольт-амперные характеристики $I(V)$ и $dI(V)/dV$ туннельных контактов на микротрещине в монокристаллических образцах Bi-Sr-Ca-Cu-O:Pb (2212-фаза) при температуре 4,2К. На зависимости $I(V)$ при значениях смещения V в интервалах $2 \div 4$ мВ и $38 \div 40$ мВ наблюдались области с отрицательным сопротивлением, которые связываются с проявлением особенностей плотности состояний, обусловленных слоистой структурой высокотемпературного сверхпроводника.

В последнее время все более обоснованным становится утверждение о квазидвумерном характере высокотемпературной сверхпроводимости [1]. В связи с этим наибольший интерес представляют те модели высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), в которых непосредственно учитывается их слоистая структура. Так, в работах Ташики и др. [2-4] показано, что слоистой структурой обусловлены характерные свойства вихревой структуры в смешанном состоянии, пиннинг и тонкая структура на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) туннельных контактов, которые наблюдались экспериментально [5,6]. Абрикосовым в рамках модифицированной модели Ташики и др. объяснена зависимость порога появления рамановского сателлита от поляризации света [7].

Для понимания механизма сверхпроводимости в ВТСП важно знание таких параметров как плотность состояний вблизи уровня Ферми и энергетическая щель. Туннельная спектроскопия является одним из эффективных методов определения параметров сверхпроводящего состояния. Для точного определения величины щелевого параметра Δ наиболее удобны туннельные SIS-контакты [8]. Создание хорошего SIS-контакта на базе ВТСП сильно затруднено тем, что поверхность ВТСП материалов в обычных условиях теряет сверхпроводящие свойства, а также тем, что длина когерентности ξ и длина свободного пробега l малы. Эти трудности преодолеваются использованием в качестве естественных барьеров бикристаллических границ, межзеренных границ или криогенных сколов [8] (break junction).

В настоящей работе использован естественный барьер, возникающий на поверхности скола при генерации микротрещины в монокристаллических образцах Bi-Sr-Ca-Cu-O:Pb (2212-фаза) при гелиевых температурах. Тонкие монокристаллические образцы с характерными размерами $0,15 \times 0,5 \times 2,0$ мм³ монтировались на столике типа "крест" из фольгированного стеклопласта с помощью индий-галлиевого припоя. Микротрещина генерировалась в образце при гелиевой температуре при деформации столика с образцом с помощью микрометрического винта. Для исследования ВАХ туннельных переходов использована экспериментальная установка, регистрирующая изменения проводи-

мости $\Delta\sigma \geq 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$ при уровнях модуляции от 30 мкВ до 3 мВ. Установка осуществляет детектирование гармоник тока (напряжения), генерируемых низкоомным образцом при модуляции напряжения на образце; автоматически поддерживает заданный уровень модуляции с высокой точностью. Измерения ВАХ туннельных контактов проводились в режиме фиксированного напряжения при постоянном уровне модуляции. Для оценки температуры сверхпроводящего перехода измерялась температурная зависимость электрического сопротивления $R(T)$ образцов. У исследованных образцов сверхпроводящий переход происходил в интервале температур $70 \div 78 \text{ К}$. Ширина перехода составляла 5–11 К, что указывает на неоднородность исследованных образцов. Произведение критического джозефсоновского тока I_c на сопротивление контакта в нормальном состоянии R_n составляло $4,5 \leq I_c R_n \leq 27,0$.

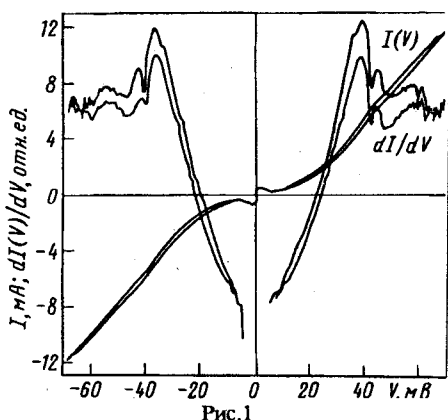


Рис.1

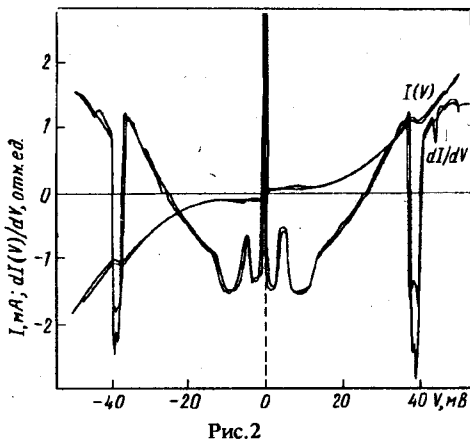


Рис.2

Рис.1. $I(V)$ - и $dI(V)/dV$ -характеристики контакта на микротрещине в монокристаллическом образце Bi-Sr-Ca-Cu-O-Pb при $T = 4,2 \text{ К}$ (образец LIL-877-1А)

Рис.2. $I(V)$ - и $dI(V)/dV$ -характеристики контакта на микротрещине в монокристаллическом образце Bi-Sr-Ca-Cu-O-Pb при $T = 4,2 \text{ К}$ (образец LIL-877-1Г)

На рис.1 приведены $I(V)$ - и $dI(V)/dV$ -характеристики контакта на микротрещине в образце LIL-877-1А при 4,2 К. Наличие джозефсоновского тока указывает на сравнительную тонкость барьера, тем не менее ВАХ имеет избыточный ток при субщелевых смещениях и "всплеск" избыточного тока ("колени") при $V \sim 2\Delta/e$. Наблюдается заметное размытие щелевой структуры. Особенностью полученной $I(V)$ -зависимости является наличие участка с отрицательным наклоном в области малых напряжений при $eV \sim 2 \div 4 \text{ мэВ}$.

Величина щелевого параметра Δ у исследованных образцов определялась из расстояния V^* между пиками динамической проводимости на $dI(V)/dV$ -характеристике контакта. Найденные в настоящей работе значения $2\Delta/kT_c$ и Δ находятся в удовлетворительном согласии с результатами других работ [9] и составляют величины $\sim 5,5 \div 7,7$ и $16,9 \div 25,1$, соответственно.

На рис.2 приведены $I(V)$ - и $dI(V)/dV$ -характеристики контакта на микротрещине в образце LIL-877-1Г при 4,2 К. На зависимости $I(V)$ наблюдается область с отрицательным сопротивлением при значениях смещения $eV \sim 38 \div 40 \text{ мэВ}$.

В работе Абрикосова [7] рассмотрена модель, в которой ВТСП состоит из чередующихся слоев двух типов: 1) слоев с электронным притяжением и эффективной массой m_1 обычной величины (сверхпроводящие слои); 2) слоев, в которых электронное притяжение отсутствует, с большой эффективной массой m_2 (нормальные слои). В рамках этой модели Абрикосовым найдена плотность состояний, в которой, в отличие от обычных сверхпроводников, нет корневой особенности при $\epsilon = \Delta$, а имеются две логарифмические сингулярности при $\epsilon_1 = t^2/\Delta$ и $\epsilon_2 = \sqrt{\Delta^2 + 2t^2}$, где t – энергетический параметр, характеризующий перекрытие волновых функций сверхпроводящих и нормальных слоев. Сделанное нами предположение о связи аномалий на ВАХ с особенностями плотности состояний ВТСП привносит новый элемент в методику определения энергетической щели Δ в ВТСП. Сопоставляя экспериментальные, eV_1 и eV_2 , и теоретические, t^2/Δ и $\sqrt{\Delta^2 + 2t^2}$, параметры особенностей, находим: $\Delta = e(-V_1 + \sqrt{V_1^2 + V_2^2})$. Для параметра t получаем значения $6 \div 9$ мэВ, что неплохо соответствует условию Абрикосова $t \ll \Delta$.

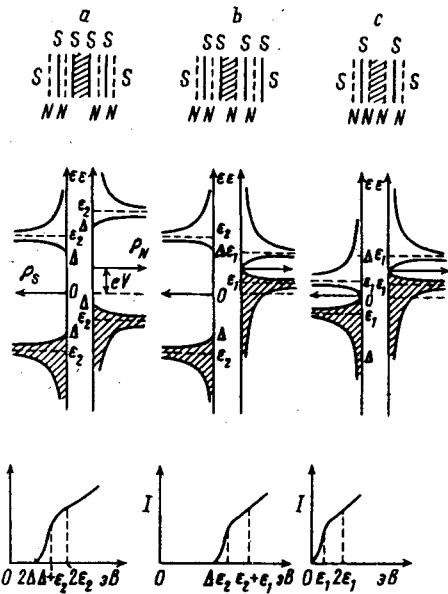


Рис.3. Возможные типы контактов в системе "ВТСП – изолятор – ВТСП", диаграммы для расчета туннельного тока и предполагаемый вид ВАХ: а – контакт сверхпроводящих слоев ВТСП; б – контакт сверхпроводящего и нормального слоев ВТСП; с – контакт нормальных слоев ВТСП

На рис.3 показаны возможные типы контактов в SIS-структуре на основе слоистого ВТСП, которые следуют из модели Абрикосова. Рис.3а соответствует случаю, когда по обе стороны от барьера находятся сверхпроводящие слои ВТСП. Туннельный ток обусловлен, в основном, переходами электронов из сверхпроводящего слоя левого ВТСП в сверхпроводящий слой правого ВТСП, если полагать вероятность туннелирования из других слоев малой. Согласно представленной на рис.3а диаграмме, при $T = 0$ туннельный ток равен нулю при $eV < 2\Delta$ и нарастает в интервале $2\Delta \leq eV < \Delta + \epsilon_2$ (плотность состояний при $eV = \sqrt{\Delta^2 + 2t^2}$ логарифмически расходится). В интервале $\Delta + \epsilon_2 \leq eV < 2\epsilon_2$ происходит неомическое увеличение туннельного тока, обусловленное поведением плотности состояний при $eV = 2\epsilon_2$. Это может служить причиной появления "колена" на ВАХ, неоднократно наблюдаемого группой

Я.Г.Пономарева в МГУ. При $eV \gg 2\epsilon_2$ зависимость $I(V)$ выходит на закон Ома.

Когда с одной стороны контакта находится сверхпроводящий слой ВТСП, а с другой – нормальный (рис.3b), тогда туннельный ток равен нулю при $eV < \Delta$, нарастает в интервале $\Delta \leq eV \leq \epsilon_2$ и выходит на закон Ома при $eV \gg \epsilon_1 + \epsilon_2$. Здесь также имеется "колесо" в диапазоне смещений $\epsilon_2 \leq eV \leq \epsilon_2 + \epsilon_1$.

Скорость роста туннельного тока меняется при $eV = \epsilon_1$ и $eV = 2\epsilon_2$, когда с обеих сторон контакта находятся нормальные слои ВТСП (рис.3c). При $eV > \epsilon_2$ скорость роста тока уменьшается и при $eV \gg \epsilon_2$ зависимость $I(V)$ выходит на закон Ома.

Если предположить, что в реальной ситуации происходит наложение ВАХ, соответствующих случаям, представленным на рис.3, то результирующая ВАХ будет иметь изменения скорости роста I при значениях eV , равных ϵ_1 , $2\epsilon_1$, Δ , ϵ_2 , ϵ_3 , 2Δ , ϵ_4 , $2\epsilon_2$, где $\epsilon_3 = \epsilon_1 + \epsilon_2$ и $\epsilon_4 = \Delta + \epsilon_2$. В случае $T \neq 0$ в системе возникают тепловые возбуждения и на зависимости $I(V)$ при $eV = \epsilon_1$ и $eV = \epsilon_2$ появляются области с отрицательным сопротивлением.

Как указывалось Абрикосовым [7], особенности плотности состояний при $\epsilon = \epsilon_1$ и $\epsilon = \epsilon_2$ легко сглаживаются неоднородностями образца, что объясняет нерегулярность их проявления на ВАХ туннельных контактов. Для полного анализа туннелирования в SIS-контакте необходимо также учитывать сверхпроводящий ток через контакт.

1. В.Л.Гинзбург, Е.Г.Максимов, СФХТ 5, 1543 (1992).
2. M.Tachiki and S.Takahashi, Solid State Commun. 70, 291 (1989).
3. M.Tachiki and S.Takahashi, Solid State Commun. 72, 1083 (1989).
4. M.Tachiki, S.Takahashi, F.Steglich, and H.Adrian, Z.Phys. B-Condensed Matter 80, 161 (1990).
5. J.Geerk, X.X.Xi, and G.Linker, Z. Phys. B-Condensed Matter 73, 329 (1988).
6. M.Gurvitch, J.M.Valles, A.M.Cucolo et al. Phys. Rev. Lett. 63, 1008 (1989).
7. A.A.Abrikosov, Physica C 182, 191 (1991).
8. Л.И.Леонюк, М.П.Педяш, Д.К.Петров и др. Письма в ЖТФ, 17, 27 (1991).
9. М.П.Педяш, Д.К.Петров, Я.Г.Пономарев и др. СФХТ 4, 2128 (1991).