

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ  
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
Проекты РФФИ # 99-06-16366 и # 02-02-17915

## Туннельная и андреевская спектроскопия высокотемпературных сверхпроводников

Я. Г. Пономарев, Е. Г. Максимов<sup>+</sup>

Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

<sup>+</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 9 августа 2002 г.

Дается краткий обзор исследований высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с помощью туннельной спектроскопии. Показано, в частности, что сверхпроводящая щель, определенная из андреевских отражений и из туннельных вольт-амперных характеристик, совпадает при всех уровнях допирования. Приводятся факты, свидетельствующие о наличии сильного электрон-фононного взаимодействия в ВТСП системах. Кратко обсуждается природа так называемой псевдощели, наблюдаемой в ряде туннельных экспериментов.

PACS: 74.20.Rp, 74.50.+g, 74.72.-h, 74.80.Dm

**1. Введение.** Теоретические и экспериментальные исследования природы высокотемпературной сверхпроводимости далеки от завершения, тем не менее, за 15 лет изучения высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с помощью самых современных экспериментальных методов накоплен огромный фактический материал и построены теоретические модели для описания уникальных свойств ВТСП. Отметим, что вплоть до настоящего времени отсутствует согласие в выборе механизма спаривания [1–8], хотя существование изотопического эффекта в недопированных и передопированных сверхпроводящих купратах и ряд других явлений явно указывают на существенную роль фононов в формировании сверхпроводящих свойств ВТСП [2, 8].

Согласно существующим представлениям [9–11], допированные кристаллы наиболее анизотропных купратных сверхпроводящих соединений  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4+\delta}$ ,  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4+\delta}$  и  $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$  представляют собой естественную сверхрешетку типа S–I–S–I ..., где S – тонкий сверхпроводящий блок, содержащий одну или несколько  $\text{CuO}_2$ -плоскостей, интеркалированных кальцием, I – слой изолятора (спейсер), осуществляющий, в частности, допирование  $\text{CuO}_2$ -блоков при введении избыточного кислорода в центральную часть спейсера. Так как допирующая примесь

находится вне  $\text{CuO}_2$ -блоков, она не влияет заметным образом на время релаксации дырок в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях. Введение примесей (как магнитных, так и немагнитных) в  $\text{CuO}_2$ -плоскости быстро подавляет сверхпроводимость. В купратных ВТСП спейсеры занимают до 80% объема кристалла и только около 20% объема приходится на сверхпроводящие  $\text{CuO}_2$ -блоки. Спейсеры играют важную роль в формировании электронного транспорта в с-направлении благодаря эффекту резонансного туннелирования [10].

При  $T < T_c$  допированный кристалл ВТСП ведет себя как стопка сильно связанных между собой джозефсоновских контактов, и сверхпроводящий ток в с-направлении, таким образом, имеет джозефсоновский характер (слабая сверхпроводимость). Следует отметить, что специфика сверхпроводящих свойств слоистых кристаллов с джозефсоновским взаимодействием слоев подробно обсуждалась еще до появления ВТСП [12, гл. 6].

В купратах  $\text{CuO}_2$ -плоскость с заполненной половиной 2D зоной оказывается неустойчивой относительно перехода в фазу моттовского диэлектрика и образования антиферромагнитного дальнего порядка. Слабое допирование кислородом разрушает антиферромагнитный дальний порядок. Дальнейшее допирование приводит, по-видимому, к переходу диэлек-

трик – металл и к появлению дырочной поверхности Ферми открытого типа [13]. Уровень Ферми при этом может оказаться в окрестности протяженной сингулярности ван Хофа [14, 15]. Следует сразу же отметить, что исследованная экспериментально поверхность Ферми в оптимально допированных купратных соединениях с хорошей степенью точности совпадает с полученной в теоретических расчетах [13], основанных на методе функционала плотности.

Высокотемпературная сверхпроводимость реализуется в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях в сравнительно узком интервале уровней допинга  $p$ . Остается, однако, неясной физическая природа параметра  $p$ . Дело в том, что размер поверхности Ферми и, следовательно, полная концентрация дырок, меняются очень мало в интервале уровней допинга, где существует сверхпроводимость. Это обстоятельство было отмечено как в работах, посвященных исследованию оптических свойств ВТСП [16], так и в экспериментах по фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES). Вместо существенного уменьшения размеров поверхности Ферми с уменьшением допинга, на ней развивается анизотропная “псевдощель” [17, 18]. Природа этого явления остается непонятной. По данным фотоэмиссионной спектроскопии [19], сверхпроводящая щель максимальна в  $\Gamma$ - $M$  направлении, то есть в том же направлении, где максимальна “псевдощель”, и минимальна в  $\Gamma$ - $Y$  направлении. В присутствии на уровне Ферми протяженной сингулярности ван Хофа квазичастичная плотность состояний также максимальна в  $\Gamma$ - $M$  направлении. Анизотропия щели заметно уменьшается с увеличением уровня допинга [20].

Критическая температура  $T_c$  меняется с  $p$  в первом приближении по параболическому закону [20].

**2. Некоторые экспериментальные результаты, полученные при исследовании ВТСП методами туннельной и андреевской спектроскопии.** Методы туннельной и андреевской (микрореконтактной) спектроскопии в применении к ВТСП показали достаточную эффективность и позволили получить ценную информацию о физических свойствах этих материалов в сверхпроводящем и нормальном состояниях. Ниже мы кратко обсудим некоторые экспериментальные результаты туннельных и микрореконтактных измерений на ВТСП образцах, полученные в последнее время.

*2.1. Внутренний эффект Джозефсона: характерные свойства  $S-I-S-I \dots$  структуры.* Одним из значительных достижений следует считать обнаружение и исследование в купратных сверхпроводниках внутреннего эффекта Джозефсона (ВЭД) [21–27], который наглядно продемонстрировал 2D характер

электронного транспорта в ВТСП. Подробные исследования ВЭД у различных ВТСП материалов привели, фактически, к созданию нового метода исследования слоистых сверхпроводников – **метода внутренней туннельной спектроскопии**.

Исследования внутреннего эффекта Джозефсона у ВТСП мезаструктур полностью подтвердили “ $S-I-S-I \dots$ ” модель: 1) при  $T < T_c$  обнаружены многоветвевые вольт-амперные характеристики (ВАХ) мезаструктур при токе в  $c$ -направлении [21–23], 2) на ВАХ мезаструктур обнаружены геометрические резонансы Фиске [25], 3) наблюдаются фраунгоферовы осцилляции критического джозефсоновского тока мезаструктур в функции внешнего магнитного поля [26] и 4) при пропускании через ВТСП мезаструктуры тока выше критического  $j_c$  обнаружено микроволновое излучение из мезаструктур [21–23].

*2.2. Внутренний эффект Джозефсона: определение сверхпроводящей щели, форма ВАХ.* В работе [27] внутренний эффект Джозефсона у допированных монокристаллов  $\text{Bi-2212}$  наблюдался на естественных ультратонких ступеньках (с высотой от 1.5 до 30 нм), которые всегда присутствуют на поверхности криогенных сколов (техника break junction). Прямые измерения с помощью STM-техники показали, что высота этих ступенек пропорциональна половине элементарной ячейки  $c/2 = 1.5$  нм (плоскость раскола проходит между двумя  $\text{BiO}$ -плоскостями) [28, 29]. Отметим, что половина элементарной ячейки в  $c$ -направлении соответствует одному джозефсоновскому контакту.

По данным вышеуказанных авторов ширина микроступенек не превосходит 1 мкм. Этот результат совпадает с оценками, сделанными в работе [27]. При перестройке контакта микрометрическим винтом в одном эксперименте можно переходить с одной ступеньки на другую и записывать их ВАХ поочередно ( $j \parallel c$ ).

При гелиевой температуре авторами работ [27] обнаружена четко выраженная щелевая структура на ВАХ микроступенек на поверхности криогенных сколов у недодопированных и оптимально допированных  $\text{Bi-2212(La)}$ -монокристаллов, а также у передопированных  $\text{Bi-2212}$ -монокристаллов и вискероов (рис.1). Были исследованы стопки джозефсоновских переходов с числом контактов  $1 \leq n \leq 25$ . Высокое сопротивление стопок ( $R_{n4.2\text{K}} = 200 \div 1500$  Ом на один контакт) дало возможность расширить диапазон напряжений существенно выше щелевого смещения  $V_{gn}$  без значительного перегрева контактов. Для стопки из  $n$  эквивалентных контактов величина щелевого смещения  $V_{gn}$ , соответствующего резко-

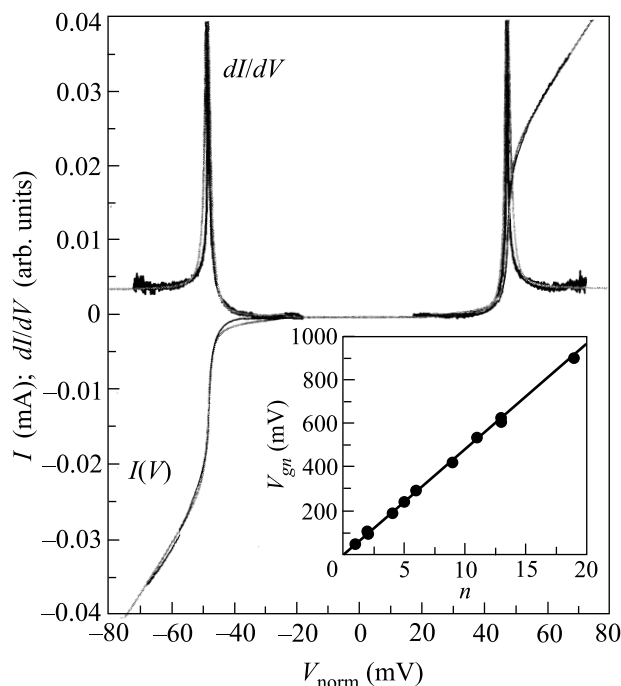


Рис.1. Нормированная на один контакт ( $V_{\text{норм}} = V/N$ ) ВАХ микроступеньки на криогенном сколе у недодопированного монокристалла Bi-2212(La) с числом контактов  $N = 13$  при  $T = 4.2$  К ( $T_c = 81 \pm 3$  К). Пунктирные линии – расчет по модели Дайнса с параметрами на один контакт:  $\Delta_s = 24$  мэВ,  $\Gamma = 0.5$  мэВ,  $R_n = 1700$  Ом. На вставке приведена полученная в одном эксперименте зависимость щелевого напряжения  $V_g$  от числа SIS-контактов  $N$  в микроступеньках разной высоты

му росту квазичастичного тока  $\mathbf{j}_{\text{qp}} \parallel \mathbf{c}$ , определяется соотношением  $V_{gn} = (2\Delta/e)n$ . Из экспериментальной зависимости  $V_{gn}(n)$  можно определить щелевой параметр  $\Delta$  с высокой точностью (вставка на рис.1). Для оптимально допированных BSCCO(La) образцов  $\Delta_{4.2\text{K}} = (27 \pm 0.5)$  мэВ при  $T_c = 91 \pm 2$  К и  $2\Delta/kT_c = 6.9 \pm 0.5$ . С повышением температуры щелевая структура на стопочных ВАХ достаточно долго сохраняет резкую форму, что позволяет определить температурную зависимость щели  $\Delta(T)$  (рис.2).

Было обнаружено, что ВАХ стопочных S-I-S-контактов, построенные в приведенных координатах, хорошо совпадают. Щелевая особенность на ВАХ имеет вид, типичный для “*s*-симметричного” (изотропного) щелевого параметра. На первый взгляд этот результат трудно совместить с данными фотоэмиссионной спектроскопии, согласно которым щелевой параметр в *ab*-плоскости сильно анизотропен [19]. Имеется, однако, целый ряд причин, по которым щелевая особенность, даже в случае *d*-спаривания, может быть похожей по форме на существующую в случае

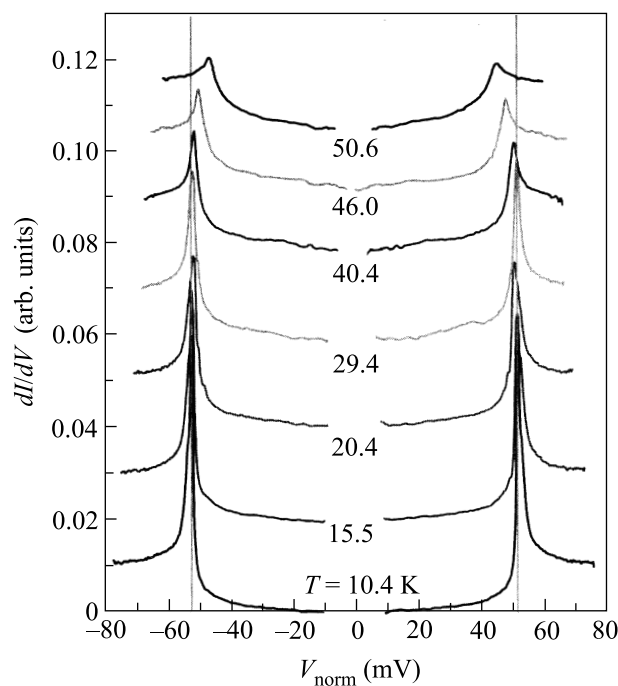


Рис.2. Влияние температуры на нормированные на один контакт  $dI(V)/dV$ -характеристики микроступеньки на криогенном сколе у недодопированного монокристалла Bi-2212(La) с числом контактов  $N = 18$  ( $T_c = 87 \pm 2$  К)

изотропного параметра порядка. Во-первых, в работе [30] было показано, что сингулярность ван Хофа существенно усиливает щелевую структуру на ВАХ контактов даже при сильной анизотропии параметра порядка в *ab*-плоскости. Во-вторых, при туннелировании в *c*-направлении, а именно оно, скорее всего, осуществляется в наших экспериментах, необходимо учитывать, что интеграл перекрытия в *c*-направлении  $t_{\perp}$  сам существенным образом зависит от волновых векторов в плоскости *ab* и имеет вид [31]

$$t_{\perp} \approx (\cos k_x a - \cos k_y a). \quad (1)$$

Таким образом, он обращается в нуль там же, где и сверхпроводящая щель, и поэтому нет туннелирования из областей, где щель обращается в нуль. Следует отметить, что аналогичная нашей форма ВАХ наблюдалась и на естественных ультратонких ступеньках (мезах) в работе [32].

Следует также отметить, что слабовыраженная “щелевая” структура (“псевдощель”) на ВАХ Bi-2212 мезаструктур, наблюдаемая в некоторых случаях при  $T > T_c$  [32, 33], не имеет прямого отношения к сверхпроводимости и, возможно, является следствием двумерности металлических  $\text{CuO}_2$ -блоков. Отметим, что влияние 2D (поверхностных) зон на ВАХ

нормальных туннельных контактов было изучено в теоретической работе Бен Даниэля и Дьюка [34]. Предсказанная авторами [34] “многочелевая” структура наблюдалась на ВАХ нормальных контактов  $\text{Bi-Al}_2\text{O}_3\text{-Al}$  в очень широком температурном интервале в работе [35].

**2.3. Джозефсоновская спектроскопия: возбуждение раман – активных (неполярных) оптических фононов переменным джозефсоновским током в диапазоне частот до 20 ТГц в ВТСП джозефсоновских контактах.** Как мы уже отмечали выше, имеется целый ряд свидетельств о наличии сильного электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в ВТСП купратах [2, 8]. Оно было подтверждено, в частности, исследованиями эффекта возбуждения оптических раман-активных фононов переменным джозефсоновским током в диапазоне частот до 20 ТГц в  $\text{Bi-2201-}$ ,  $\text{Bi-2212-}$  и  $\text{Bi-2223-}$  джозефсоновских контактах [36–40] (рис.2), данными фотоэмиссионной спектроскопии [41], исследованиями изотопического эффекта [42, 43] и эффекта перенормировки квазичастичной плотности состояний при  $T < T_c$  [44–46].

Тонкая структура на ВАХ джозефсоновских  $\text{Bi-2212-}$  контактов, связанная, как теперь ясно, с возбуждением переменным джозефсоновским током оптических неполярных фононов в диапазоне энергий  $\varepsilon_{\text{фон}} = 38 \div 54$  мэВ, была обнаружена в работе [47]. Позже на ВАХ  $\text{Bi-2212-}$  мезаструктур были зарегистрированы резонансы на оптических модах, связанных с колебаниями тяжелых ионов висмута, стронция и меди ( $\varepsilon_{\text{фон}} = 6 \div 24$  мэВ) [48, 49]. Феноменологическая теория взаимодействия переменного джозефсоновского тока с ИК активными (полярными) оптическими фононами была предложена в [49, 50]. Полная теория, включающая взаимодействие со всеми оптическими модами (раман-активными и ИК активными), была развита одним из авторов в [40]. В этой работе было показано, что учет излучения фононов током Джозефсона, протекающим через туннельный контакт, приводит к появлению избыточного постоянного тока  $\Delta I(V)$ . Этот избыточный ток может быть выражен с помощью тока Джозефсона  $J_P(V)$  и функции Грина фононов:

$$\Delta I(V) = \sum_{\lambda} \frac{\alpha_{0\lambda}^2 \omega_{0\lambda}}{e} \frac{\gamma \omega_j [\text{Re } J_P(\omega_j/2)]}{(\omega_j^2 - \omega_{0\lambda}^2)^2 + \gamma^2 \omega_j^2}. \quad (2)$$

Здесь  $\alpha_{0\lambda}^2$  – константа связи оптических фононов с электронами при волновом векторе  $q = 0$ ,  $\gamma$  – затухание фононов, обусловленное ангармонизмом или ЭФВ, и  $\omega_{0\lambda}$  – частота фононов. Величина  $\omega_j$  связана с

напряжением  $V$  на контакте соотношением Джозефсона:

$$\omega_j = 2eV/\hbar. \quad (3)$$

Похожее выражение, но, естественно, без тока Джозефсона, можно написать и для интенсивности рамановского рассеяния света на оптических фононах. Выражение (2) показывает, что избыточный ток  $\Delta I$  имеет пик при напряжениях, отвечающих условию

$$2eV = \hbar\omega_{0\lambda}. \quad (4)$$

Величина же  $dI/dV$  имеет, соответственно, минимум при напряжениях, близких к значению, определяемому соотношением (4). Отличие в положении максимума  $\Delta I$  и минимума  $dI/dV$  мало и определяется величиной затухания фононов  $\gamma$ .

В работе [37] было обнаружено взаимодействие переменного тока с раман-активными фононными модами во всем диапазоне фононных частот (до 20 ТГц), включая и моду апексного кислорода ( $\varepsilon_{\text{фон}} \approx 80$  мэВ), рис.3. На этом рисунке отчетливо видно хорошее совпадение внутрищелевых особенностей на кривых

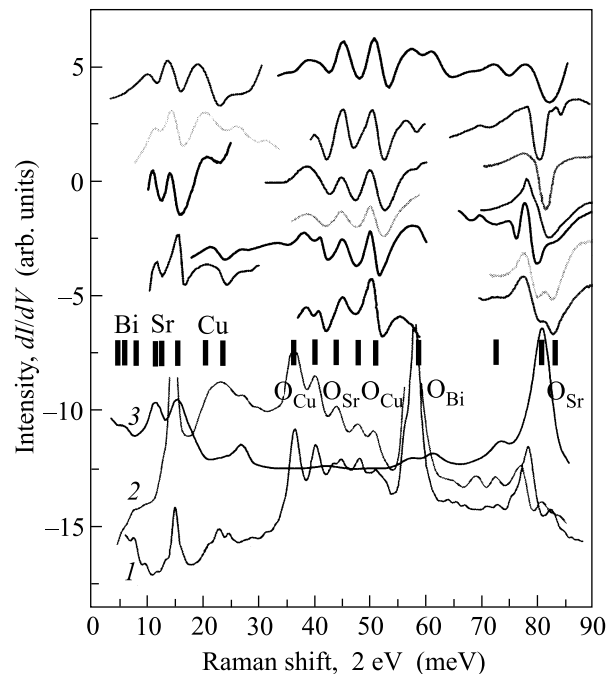


Рис.3. Сравнение структуры на  $dI(V)/dV$ -характеристиках джозефсоновских  $\text{Bi-2212-}$  контактов, вызванной возбуждением оптических фононов переменным джозефсоновским током, с рамановскими фононными спектрами у  $\text{Bi-2212}$  (см. текст)

ВАХ со спектром раман-активных фононов, измеряемых в оптических экспериментах [51]. В верхней части рис.3 приведены построенные в зависи-

мости от  $2eV$  фрагменты резонансной структуры на  $dI/dV$ -характеристиках нескольких контактов на микротрещине в близких к оптимальному допированию Bi-2212-монокристаллах при  $T = 4.2$  К. Структура наблюдается в диапазоне энергий  $0 \leq 2eV \leq 85$  мэВ, который охватывает область существования раман-активных оптических фононов в Bi-2212. Следует отметить, что составляющие структуру резонансы возникают при смещениях  $V$  удовлетворяющих условию:  $2eV = \hbar\omega_{\text{фон}}$ . Для сравнения в нижней части рисунка приведены результаты измерений рамановских спектров у Bi-2212 [51] в двух основных поляризациях (кривые 1 и 2 –  $Z(X, X)Z$ -геометрия, кривая 3 –  $Y(Z, Z)Y$ -геометрия). В центральной части рис.3 короткими линиями отмечены энергии раман-активных фононов, связанных с колебаниями атомов, входящих в структуру Bi-2212 (см. таблицу 1 в [37]).

Дальнейшие экспериментальные исследования низкочастотных фононных резонансов (Bi-, Sr- и Cu-оптические моды) на ВАХ контактов на микротрещине (break junctions) в Bi-2201(La) монокристаллах показали, что переменный джозефсоновский ток возбуждает оптические фононы не только в SIS-контактах, но и в SNS-контактах [39], что однозначно подтвердило справедливость нашей модели [40]. Было также установлено, что структура на ВАХ допированных Bi-2212(La) джозефсоновских контактов, связанная с возбуждением оптических фононных мод, наблюдается как в недодопированных, так и в передопированных монокристаллах, причем допирование не влияет заметным образом на частоту основных фононных мод [39]. Последнее означает, что величина электрон-фононного взаимодействия в BSCCO не меняется во всей области существования сверхпроводимости существенным образом.

Проведенные в работе [39] исследования внутреннего эффекта Джозефсона в микроступеньках на поверхности криогенных сколов BSCCO с малым числом SIS-контактов показали, что генерация неравновесных оптических фононов в некоторых случаях носит синхронизированный характер. Отметим также, что у близких к оптимальному допированию образцов Bi-2201(La) в работе [39] обнаружены температурные аномалии у  $2\Delta$  оптической Cu-фононной моды при  $T < T_c$ . Возможно, что эти аномалии связаны с предсказанной в работах [52, 53] перенормировкой спектра оптических фононов с  $k \rightarrow 0$  и с частотами, близкими к  $2\Delta(0)$ , у ВТСП с сильным электрон-фононным взаимодействием при  $T < T_c$ . В зависимости от величины соотношения  $\omega_0/2\Delta$ , где  $\omega_0$  – час-

тота фонона при  $T > T_c$ , фононные частоты при понижении температуры в области  $T < T_c$  должны аномально расти ( $\omega_0/2\Delta > 1$ ) или аномально снижаться (“смягчаться”) ( $\omega_0/2\Delta \leq 1$ ).

**2.4. Андреевская, туннельная и внутренняя туннельная спектроскопия: влияние допирования на сверхпроводящую щель  $\Delta$  у висмутовых купратов.** Хорошо известно, что недодопированные купратные ВТСП характеризуются наличием двух щелей в спектре электронных возбуждений  $\Delta_p$  и  $\Delta_s$  [18]. Сравнительно недавно было предположено [54], что в недодопированных ВТСП купратах существующая в широком температурном интервале  $T < T^*$  большая щель (псевдощель)  $\Delta_p$ , измеряемая фотоэмиссионной или туннельной спектроскопией, характеризует энергию связи  $2\Delta_p$  куперовских пар, остающихся в некогерентном состоянии при  $T > T_c$ . Меньшая щель  $\Delta_s$  (сверхпроводящая щель), измеряемая андреевской или рамановской спектроскопией, определяет минимальную энергию  $2\Delta_s$  возбуждения сверхпроводящего конденсата при  $T < T_c$  ( $T_c < T^*$  в недодопированных образцах). Согласно предложенной в работе [54] модели, сверхпроводящая щель  $\Delta_s$  меняется с концентрацией дырок  $p$  подобно  $T_c$ , проходя через максимум при оптимальном допировании (скейлинг между  $\Delta_s$  и  $T_c$ ). В то же время  $\Delta_p$  монотонно растет при  $p \rightarrow 0$  (то есть при переходе от передопированных образцов к недодопированным).

Следует отметить, что отсутствие скейлинга  $\Delta_s$  и  $T_c$  при допировании ВТСП было отмечено в ряде работ, авторы которых использовали преимущественно STM спектроскопию [55–58]. В то же время подробные исследования, проведенные в работах [59–61], подтвердили модель скейлинга  $\Delta_s$  и  $T_c$  (по крайней мере у висмутовых купратов).

В работах [59–61] измерялись ВАХ джозефсоновских ВТСП контактов на микротрещине в широком температурном интервале вплоть до критической температуры  $T_c$ . В качестве объектов исследования были использованы:

- 1) недодопированные (UND), оптимально допированные (OPD) и передопированные (OVD) монокристаллы Bi-2201(La);
- 2) недодопированные (UND) и оптимально допированные (OPD) монокристаллы Bi-2212(La) и передопированные (OVD) монокристаллы и вискры Bi-2212.

Использованы следующие экспериментальные методы:

- 1) андреевская спектроскопия (многократные андреевские отражения в микроконтактах SnS типа),

2) туннельная спектроскопия (одиночные SIS туннельные контакты),

3) внутренняя туннельная спектроскопия (внутренний эффект Джозефсона в микроступеньках на поверхности криогенных сколов).

Все вышеуказанные методы исследования сверхпроводящих свойств ВТСП реализуются с помощью контактов на микротрещине (break junctions) в ВТСП монокристаллах и вискерах. Переход от одного режима измерений к другому осуществляется механической перестройкой контакта на микротрещине при гелиевой температуре.

Следует отметить, что существуют значительные специфические трудности в получении одиночных туннельных ВТСП контактов при  $\mathbf{j} \parallel \mathbf{c}$ , связанные со слоистым характером структуры купратных образцов (в  $\mathbf{c}$ -направлении берега туннельного контакта сами представляют собой естественную стопку SIS джозефсоновских контактов). Сверхпроводящий ток в  $\mathbf{c}$ -направлении у поверхности образцов (особенно недодопированных!) часто бывает подавлен. Одиночный  $\text{CuO}_2$ -блок не может полностью экранировать внешнее электрическое поле в  $\mathbf{c}$ -направлении, так как длина экранирования превосходит толщину этого блока [62]. В этом случае последовательно с основным (запланированным) контактом возникнет серия сильно неэквивалентных дополнительных SIS-контактов, что может привести к сдвигу суммарной щелевой структуры на ВАХ в область больших смещений. Этот эффект неоднократно наблюдался в [59–61] у недодопированных образцов. Для отбраковки ВАХ сложных контактов в [59–61] использовались фоновые резонансы, хорошо заметные на  $dI/dV$ -характеристиках в присутствии переменного джозефсоновского тока. Данные резонансы служили надежными калибровочными метками на ВАХ и позволяли отличить истинно одиночный контакт от сложного составного контакта. Как уже отмечалось в разделе 2.3, смещения, при которых возникают особенности на ВАХ из-за взаимодействия переменного джозефсоновского тока с оптическими фонами, определяются условием  $2eV = \hbar\omega_{\text{фон}}$ . Для стопочных контактов это условие меняется на  $2eV/n = \hbar\omega_{\text{фон}}$ , где  $n$  – число контактов в стопке.

Заметим, что указанные выше трудности, возможно, являются причиной сильного завышения щели в недодопированных образцах Bi-2212 в работах [55–58].

В работах [59–61] щелевая структура на  $dI/dV$ -характеристике контакта в туннельном режиме (пик дифференциальной проводимости при щелевом смещении  $V_g = 2\Delta/e$ ) сравнивалась с субгармонической

щелевой структурой на  $dI/dV$ -характеристике того же контакта в микроконтактном (андреевском) режиме (серия провалов дифференциальной проводимости при смещениях  $V_n = 2\Delta/en$ , где  $n$  – целое число). Подобного рода работа проводилась ранее на ниобиевых контактах на микротрещине [63]. Величина сверхпроводящей щели считалась достоверной только в случае совпадения значений  $\Delta$ , полученных двумя вышеуказанными методами. Данные туннельной, внутренней туннельной и андреевской спектроскопий были использованы для построения зависимостей сверхпроводящей щели  $\Delta$  от концентрации примесных дырок  $p$  у Bi-2212 (рис.4).

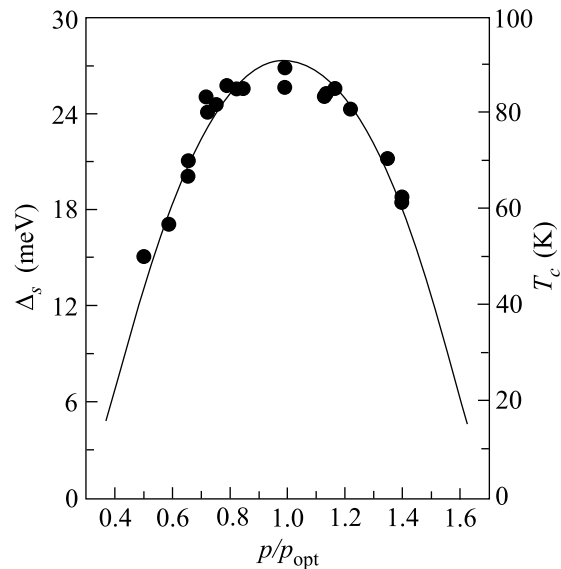


Рис.4. Зависимость сверхпроводящей щели и  $2\Delta_s/kT_c$  от приведенной концентрации примесных дырок  $p/p_{\text{опт}}$  у Bi-2212

Как видно из рис.4, в Bi-2212 существует скейлинг сверхпроводящей щели  $\Delta$  ( $T = 4.2\text{ K}$ ) и критической температуры  $T_c$  во всем интервале допирования. На зависимости сверхпроводящей щели  $\Delta$  от уровня допирования у Bi-2212 обнаруживается слабое уплощение в области оптимального допирования (рис.4), которое, возможно, является следствием пиннинга уровня Ферми на сингулярности ван Хофа. Отношение  $2\Delta/kT_c = 7.0 \pm 0.5$  в первом приближении от допирования не зависит. Аналогичное поведение сверхпроводящей щели обнаружено и у Bi-2201 [59–61], правда при отношении  $2\Delta/kT_c \approx 12$ . Эти результаты находятся в противоречии с рядом работ [55–58], согласно которым сверхпроводящая щель  $\Delta$  у недодопированных образцов Bi-2212 резко увеличивается при уменьшении  $T_c$ , так что отношение  $2\Delta/kT_c$  достигает величины 20 и более.

В [59–61] также установлено, что щель, определенная с помощью туннельной и микроконтактной спектроскопии, как ей и положено, обращается в нуль в области зануления сопротивления при резистивном переходе (то есть при  $T = T_c$ ) в UND, OPD и OVD образцах Bi-2212- и Bi-2201-фаз, в отличие от результатов работ [56, 57], согласно которым сверхпроводящая щель у недодопированных образцов не зависит от температуры и при  $T = T_c$  переходит в псевдощель точно такой же величины.

Мы не собираемся отрицать наличие псевдощели в недодопированных ВТСП купратах. Хотелось бы, однако, обратить внимание на следующие обстоятельства. Во-первых, как было показано в экспериментах по измерению электронной теплоемкости [64] и влиянию магнитного поля на ВАХ [33] в недодопированном режиме, псевдощель заведомо не связана ни со сверхпроводящими флуктуациями, ни с наличием выше  $T_c$  нескоррелированных куперовских пар. Псевдощель имеет какую-то иную природу, не связанную непосредственно со сверхпроводимостью. Во-вторых, туннельная спектроскопия – не самый подходящий метод изучения свойств псевдощели, особенно в нормальном состоянии, где она измеряет, в основном, поверхностные свойства образцов. Достаточно давно было отмечено в теоретической работе [34], что возможно сильное влияние на ВАХ нормальных туннельных контактов 2D (поверхностных) зон. Предсказанная авторами [34] “многощелевая” структура наблюдалась на ВАХ нормальных контактов Bi–Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Al в очень широком температурном интервале в работе [35]. Особую осторожность в этом плане необходимо соблюдать в измерениях с помощью сканирующей туннельной спектроскопии, где, как было показано в работе [65], туннельный ток может очень существенным образом зависеть от наличия примесей, состояния иглы и т.п.

В заключение отметим, что у оптимально допированных образцов купратных семейств Bi<sub>2</sub>Str<sub>2</sub>Ca<sub>n-1</sub>Cu<sub>n</sub>O<sub>2n+4+δ</sub>, Tl<sub>2</sub>Va<sub>2</sub>Ca<sub>n-1</sub>Cu<sub>n</sub>O<sub>2n+4+δ</sub> и HgBa<sub>2</sub>Ca<sub>n-1</sub>Cu<sub>n</sub>O<sub>2n+2+δ</sub> ( $1 \leq n \leq 3$ ) в [59] обнаружен линейный рост сверхпроводящей щели  $\Delta$  в функции числа  $n$  CuO<sub>2</sub>-плоскостей в сверхпроводящих блоках. Напомним, что зависимость максимальной критической температуры  $T_{c \max}$  от  $n$  у купратов не подчиняется простому линейному закону [66]. Наши наблюдения линейной зависимости величины сверхпроводящей щели от числа слоев CuO<sub>2</sub> подтверждаются данными, полученными из фотоэмиссионной спектроскопии. Какое-либо простое теоретическое объяснение этого поведения щели нам, однако, неизвестно. Существует целый ряд

моделей [4], которые могут приводить к увеличению и  $T_c$ , и щели при увеличении числа слоев  $n$ . Следует, однако, отметить, что, во-первых, отсутствует строгое доказательство применимости таких моделей к ВТСП системам, и, во-вторых, из этих моделей не следует линейного закона зависимости щели от числа слоев [67].

Авторы пользуются случаем выразить искреннюю признательность В. Л. Гинзбургу, В. Ф. Гантмахеру, Ю. М. Кагану, М. Р. Трунину и Л. М. Фишеру за исключительно полезные обсуждения результатов настоящей работы. Настоящая работа частично финансировалась за счет средств, представленных Научным советом Российской научно-технической программы “Актуальные направления в физике конденсированных сред” (проекты “Дельта” и “ВТСП-64”). Работа была также частично поддержана грантами # 99-06-16366 и # 02-02-17915 Российского фонда фундаментальных исследований.

1. В. Л. Гинзбург, УФН **170**, 619 (2000).
2. Е. Г. Максимов, УФН **170**, 1033 (2000).
3. Ю. А. Изюмов, УФН **169**, 225 (1999).
4. P. W. Andersen, *The Theory of Superconductivity in the High-T<sub>c</sub> Cuprates*, Addison-Wesley, Reading MA, 1990.
5. D. J. Scalapino, Phys. Rep. **250**, 329 (1995).
6. A. A. Abrikosov, Physica **C341–348**, 97 (2000).
7. D. Pines, Tr., J. of Physics **20**, 535 (1996).
8. M. L. Kulić, Phys. Rep. **338**, 1 (2000).
9. L. N. Bulaevskii, Tr., J. of Physics **20**, 594 (1996).
10. A. A. Abrikosov, Phys. Rev. **B55**, 11735 (1997).
11. N. Nucker, H. Rombers, S. Nakai et al., Phys. Rev. **B39**, 12379 (1989).
12. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости*, под ред. В. Л. Гинзбурга и Д. А. Киржница, М.: Наука, 1977.
13. W. E. Pickett, Rev. Mod. Phys. **61**, 433 (1989).
14. A. A. Abrikosov, Phys. Rev. **B64**, 104521 (2001).
15. D. S. Dessau, Z.-X. Shen, D. M. King et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2781 (1993).
16. U. S. Ushida, T. Ido, H. Tanaki et al., Phys. Rev. **B43**, 7542 (1991).
17. H. Ding, M. R. Norman, T. Yokoya et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 2628 (1997).
18. T. Timusk and B. Statt, Rep. Prog. Phys. **62**, 61 (1999).
19. Z.-X. Shen and D. S. Dessau, Physica Reports **253**, 1 (1995).
20. I. Vobornik, R. Gatt, T. Schmauder et al., Physica **C317–318**, 589 (1999).

21. R. Kleiner and P. Müller, Phys. Rev. **B49**, 1327 (1994); K. Schlenga, R. Kleiner, G. Hechtfisher et al., Phys. Rev. **B57**, 14518 (1998).
22. R. Kleiner and P. Müller, Physica **C293**, 156 (1997).
23. S. Heim, T. Nachtrab, M. Mößle et al., cond-mat/0107463, 23 Jul 2001.
24. A. A. Yurgens, Supercond. Sci. Technol. **13**, R85 (2000).
25. V. N. Krasnov, N. Mros, A. Yurgens, and D. Winkler, Phys. Rev. **B59**, 8463 (1999).
26. T. Yamashita, S.-J. Kim, Y. Latyshev, and K. Nakajima, Physica **C335**, 219 (2000).
27. Ya. G. Ponomarev, Chong Soon Khi, Kim Ki Uk et al., Physica **C315**, 85 (1999).
28. S. Kaneko, H. Sakata, Y. Ono et al., Surface Science **438**, 353 (1999).
29. C. E. J. Mitchell, E. Whittaker, W. R. Flavell, L. Leonyuk, Surface Science **433–435**, 728 (1999).
30. J. Y. T. Wei, C. C. Tsuei, P. J. M. van Bentum et al. Phys. Rev. **B57**, 3650 (1998).
31. O. K. Andersen, A. I. Liechtenstein, O. Jepsen et al., J. Phys. Chem. Solids **56**, 1573 (1995).
32. M. Suzuki, T. Watanabe, and A. Matsuda, Phys. Rev. Lett. **82**, 5361 (1999); M. Suzuki and T. Watanabe, Phys. Rev. Lett. **85**, 4787 (2000).
33. V. M. Krasnov, A. E. Kovalev, A. Yurgens et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 2657 (2001); cond-mat/0002172, 11 Feb 2000.
34. D. J. Ben Daniel and C. B. Duke, Phys. Rev. **152**, 683 (1966); D. J. Ben Daniel, and C. B. Duke, Phys. Rev. **160**, 679 (1967).
35. Г. А. Миронова, Я. Г. Пономарев, Л. Рошта, ФТТ **17**, 906 (1975).
36. Ya. G. Ponomarev, E. B. Tsokur, M. V. Sudakova et al., Sol. State Comm. **111**, 513 (1999).
37. Ya. G. Ponomarev, A. I. Kuzmitch, E. B. Tsokur et al., *5<sup>th</sup> Int. Workshop High-Temp. Supercond. and Novel Inorg. Mat. Engineering*, (MSU-HTSC V), Moscow, Russia, 1998, Book of Abstracts, S-59.
38. M. A. Lorenz, M. A. Hein, G. Müller, J. Low Temp. Phys. **117**, 527 (1999).
39. Я. Г. Пономарев, М. Е. Шабалин, А. И. Кузмич и др., *XXXI Собрание по физике низких температур*, Москва, 1998, Тезисы докладов, стр. 228–229.
40. E. G. Maksimov, P. I. Arseev, and N. S. Maslova, Sol. State Comm. **111**, 391 (1999).
41. A. Lanzara, P. V. Bogdanov, X. J. Zhou et al., Nature **412**, 510 (2001).
42. G. M. Zhao, M. B. Hunt, H. Keller, and K. A. Muller, Nature (London) **385**, 236 (1997).
43. J. P. Franck, J. Jung, A.-K. Mohamed et al., Phys. Rev. **B44**, 5318 (1991).
44. S. I. Vedeneev, A. A. Tsvetkov, A. G. M. Jansen, and P. Wyder, Physica **C235–240**, 1851 (1994).
45. D. Shimada, N. Tsuda, U. Paltzer, and F. W. de Wette, Physica **C298**, 195 (1998).
46. R. S. Gonnelli, G. A. Ummarino, and V. A. Stepanov, Physica **C275**, 162 (1997).
47. B. A. Aminov, A. A. Bush, L. I. Leonyuk et al., Springer Proc. in Physics **64**, 45 (1992).
48. A. Yurgens, D. Winkler, N. Zavaritsky, and T. Claeson, Proc. of the SPIE **2697**, 433 (1996).
49. K. Schlenga, G. Hechtfisher, R. Kleiner et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 4943 (1996).
50. Ch. Helm, Ch. Preis, F. Forsthofer et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 737 (1997); cond-mat/9909318, 22 Sep 1999.
51. C. Thomsen, in *Light Scattering in Solids VI*, Ed. M. Cardona and C. Günterrod, Berlin: Springer Verlag, 1991, p. 285.
52. R. Zeyer and G. Zwicknagl, Z. Phys. B – Cond. Matt. **78**, 175 (1990).
53. А. Е. Каракозов, Е. Г. Максимов, ЖЭТФ **115**, 1799 (1999).
54. G. Deutscher, Nature **397**, 410 (1999).
55. L. Ozyuzer, J. F. Zasadzinski, N. miyakawa et al., Physica **C341–348**, 927 (2000).
56. N. Miyakawa, J. F. Zasadzinski, L. Ozyuzer et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 1018 (1999).
57. Ch. Renner, B. Revaz, J.-Y. Genoud et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 149 (1998).
58. M. Oda, R. M. Dipasupil, N. Momono et al., Int. J. of Mod. Phys. **13**, 3605 (1999).
59. Ya. G. Ponomarev, Kim Ki Uk, M. A. Lorenz et al., Inst. Phys. Conf. **167**, 241 (2000).
60. H. Schmidt, *Int. Conf. M<sup>2</sup>2S-HTSC-VI*, February 20-25, 2000, Houston, Texas, USA, Abstracts, 2C2.6, p. 170.
61. Н. З. Тимергалеев, *Всероссийское совещание НТ-32*, 3–6 октября 2000, тезисы докладов, SCP30, стр. 104.
62. M. Machida, T. Koyama, and M. Tachiki, Phys. Rev. Lett. **83**, 4618 (1999).
63. C. J. Muller, J. M. van Ruitenbergh, L. J. de Jongh, Physica **C191**, 485 (1992).
64. J. L. Tallon, G. V. M. Williams, and J. W. Loram, Physica **C338**, 9 (2000).
65. A. Depuydt, C. van Haesendonck, and N. S. Maslova, Phys. Rev. **B60**, 2619 (1999).
66. J. C. Phillips, Phys. Rev. Lett. **72**, 3863 (1994).
67. A. J. Sudbø, J. Low Temp Phys. **97**, 403 (1993).