

СПЕКТРОСКОПИЯ КВАЗИЧАСТИЧНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ВИСМУТОВОГО КУПРАТА ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

В. М. Свистунов*, В. Ю. Таренков, А. И. Дьяченко

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина
Национальной академии наук Украины
340114, Донецк, Украина

Р. Аоки†

College of industrial Technology. Amagasaki Nishi-Koya. Japan

Х. Мураками†, М. Шираи†

Osaka, University. Japan

Поступила в редакцию 5 августа 1997 г.

В условиях высоких гидростатических давлений методами андреевской и туннельной спектроскопии исследован энергетический спектр $\text{Bi}2223$ ($\text{Bi}_{1,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Sr}_{1,8}\text{Ca}_{2,2}\text{Cu}_3\text{O}_x$) в широком диапазоне энергий. Определена анизотропия энергетической щели в базисной плоскости ab . Для параметров $\Delta(\varphi)$ найдены значения: $\Delta_{max} = 42$ мВ, $\Delta_{min} = 19.5$ мВ, $T_c = 110$ К, $dT_c/dP = 0.16$ К/кбар). Обнаружено увеличение отношения $R = 2\Delta_{max}/kT_c$ с увеличением давления P : для $\text{Bi}2223$ купрата $dR/dP \approx 0.017$ кбар $^{-1}$. В области фоновых частот обнаружено «смягчение» под действием давления высокочастотной части фононного спектра, соответствующего дышащим модам кислорода, а также другим оптическим модам Cu-O . Характерные частоты спектра при $\hbar\Omega > 60$ мВ с увеличением давления уменьшались со скоростью $d \ln(\hbar\Omega)/dP \approx -6.5 \pm 0.5 \cdot 10^{-3}$ кбар $^{-1}$. Полученный результат объясняет наблюдаемый рост отношения $2\Delta/kT_c(P)$ в рамках модели сильного электрон-фононного взаимодействия.

1. ВВЕДЕНИЕ

Расшифровка механизмов спаривания в высокотемпературных сверхпроводниках невозможна без анализа его спектра возбуждений в широком интервале энергий. Основным источником подобной информации являются контактные методы, в первую очередь, эффект туннелирования в $S - I - S$ -структурах [1]. В контактах с непосредственной проводимостью $S - c - S$ -, $S - c - N$ -типов спектроскопические характеристики сверхпроводника наблюдаются в режиме андреевского отражения [2] (S — сверхпроводник, c — сужение, N — нормальный металл, I — изолятор). В данной работе для исследования влияния давления на щелевые и фононные спектры висмутового металлоксида использованы оба режима работы контактов, каждый из которых взаимно дополняет полученную информацию.

* E-mail: svistuno@hsts.dipt.donetsk.ua

† R. Aoku, H. Murakami, M. Shirai

Для изотропных сверхпроводников теория электрон-фононного взаимодействия дает однозначную связь отношения $2\Delta/kT_c$ с фононным спектром: при увеличении фононных частот величина $2\Delta/kT_c$ должна уменьшаться, а при их смягчении — расти [3]. Этот вывод убедительно подтвердился туннельными экспериментами при высоких давлениях, что послужило в свое время дополнительным аргументом в пользу фононного механизма сверхпроводимости [4, 5]. Анизотропия энергетической щели низкотемпературных сверхпроводников не играет при этом существенной роли, так как она быстро подавляется упругим рассеянием на примесях [1]. Для высокотемпературных сверхпроводников ситуация существенно иная. Они характеризуются большой анизотропией энергетической щели [6], которая обуславливает аномальную величину отношения $2\Delta/kT_c \geq 7$ и, по всей вероятности, обеспечивает высокие значения T_c [7]. Поэтому полная информация о механизме высокотемпературной сверхпроводимости может быть получена только при исследовании сверхпроводника с учетом его анизотропии. Так, для нахождения $\Delta(\varphi)$ купратов из туннельных исследований необходимо создание контактов в каждом кристаллографическом направлении, что представляет собой сложную технологическую задачу [8]. В то же время измерение анизотропной энергетической щели сверхпроводника и ее изменение под действием высоких давлений возможно по андреевскому отражению [9]. Этот эксперимент реализуется на одном $S-c-N$ -контакте и поэтому представляется более перспективным.

При андреевском отражении от NS -границы происходит инверсия электронов в дырки, причем дырка отражается в том же направлении, в котором ранее двигался электрон, что приводит к удвоению проводимости $G(V)$ контакта при $V = 0$, $G(0)/G(eV \gg \Delta) \approx 2$ [10, 11]. Такой характер отражения сохраняется даже при больших углах падения электронов. В результате, если NS -микроконтакт приготовлен на монокристалле, отраженные по-андреевски электроны несут информацию о значениях $\Delta(\mathbf{k})$ для всех направлений волнового вектора \mathbf{k} [11]. Таким образом, измерение проводимости одного точечного NS -контакта позволяет полностью восстановить анизотропию $\Delta(\mathbf{k})$ энергетической щели сверхпроводника.

В настоящей работе использовались три типа контактов, каждый из которых обладает определенными преимуществами при исследовании электрон-фононного взаимодействия в высокотемпературных сверхпроводниках. Андреевские контакты $S-c-N$ -типа позволили определить анизотропию энергетической щели купратов в плоскости ab , а также реакцию анизотропии на давление. В микроконтактах $S-c-S$ эффекты анизотропии не наблюдались, но эти контакты оказались пригодными для упругой андреевской спектроскопии фононов при высоких давлениях. Наконец, туннельные измерения давали полную информацию о фононах, но не позволяли определить с достаточной точностью величину энергетической щели и ее анизотропию.

2. АНИЗОТРОПИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ

Информация об анизотропии энергетической щели и фононном спектре купратов получена из характеристик $S-c-N$ -, $S-c-S$ -микроконтактов, а также туннельных $S-I-S$ -структур. Объектами исследования являлись висмутовые $(\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_{1.8}\text{Ca}_{2.2}\text{Cu}_3\text{O}_x)$ (95% фазы $\text{Bi}2223$, $T_c = 110$ К) купраты, приготовленные методом твердофазного синтеза с использованием химически чистых оксидов. Пластины висмутовой керамики размером $1 \times 0.1 \times 0.01$ см³ получались обжатием по-

рошка $\text{Bi}2223$ -фазы между двумя стальными наковальнями при давлении 30–40 кбар. Для бандажной поддержки прессуемого порошка использовались медные проволоочки диаметром $D = 0.1\text{--}0.2$ мм, приклеенные параллельно друг другу на поверхности наковальни. В результате приложения давления порошок компактировался в плотные плоскопараллельные пластинки толщиной $d \leq 0.1$ мм. Керамические образцы с токовыми и потенциальными контактами из серебряной пасты отжигались при $T = 845^\circ\text{C}$.

Методика создания $S - c - N$ -микроконтактов была основана на впрессовывании мелкодисперсного порошка серебра в керамический материал. Порошок серебра с размерами частиц $d = 3$ мкм насыпался на поверхность пластинки и покрывался каплей клея. Затем образец обрабатывался в гидростате давлением до 15 кбар. Высокая подвижность порошка серебра и гидростатическое обжатие приводили к тому, что серебро внедрялось в поверхность металлокерамики, образуя устойчивый механический контакт. Внешний размер такого контакта составлял 1–1.5 мм в диаметре, тогда как площадь спектроскопического $S - c - N$ -микроконтакта, оцененная по формуле Шарвина [2], была гораздо меньше, порядка $10^{-11}\text{--}10^{-12}$ см². Чистый $S - c - N$ -контакт, по-видимому, получается при возникновении микроскопических трещин в тонких микрокристаллах керамической пластинки под действием сдвиговых деформаций, которые возникали в процессе опрессовки, и одновременном втекании порошка серебра в эти трещины. Тогда, вероятно, контакт Шарвина образуется при изломе микрокристаллика по плоскости (001) либо (010). Отметим, что в таком случае измеряются характеристики достаточно совершенных микрокристаллов керамики. Об этом свидетельствует высокая повторяемость андреевских спектров для разных контактов.

Кроме структур сверхпроводник — нормальный металл создавались и исследовались контакты $S - I - S$ -типа «break junction», приготовленные по следующей методике. Тонкая керамическая пластинка с токовыми и потенциальными контактами размещалась на подложке из фольгированного текстолита. Затем пластинка покрывалась толстым, $d \sim 0.5$ мм, слоем лака. После полимеризации лака подложка изгибалась до разлома керамики, момент которого контролировался по изменению сопротивления пластинки. Сопротивление полученных при комнатной температуре «break junction» имело металлический либо туннельный характер. Стабильность характеристик образцов позволяла исследовать их при низких температурах и высоких давлениях. Для спектроскопических измерений использовалась камера высокого давления типа поршень — цилиндр [12], где кроме образца размещались датчики давления и температуры. Для измерений характеристик использовалась стандартная четырехзондовая схема. Кривые дифференциальной проводимости записывались при помощи схемы с высоким уровнем постоянства модулирующего напряжения.

Характерный спектр (т.е. зависимость $G(V) = dI/dV$) для микроконтактов $\text{Ag}/\text{Bi}(2223)$ показан на рис. 1. Основные особенности спектра были хорошо воспроизводимы для контактов, существенно отличающихся по величине проводимости. Отметим, что расположение локальных минимумов в динамической проводимости (пики сопротивления) при $eV = \Delta_1 = 42 \pm 0.5$ мэВ ($P = 0$) соответствует величине сверхпроводящей энергетической щели $\Delta_{ab} = 40\text{--}50$ мэВ купратов $\text{Bi}(2223)$, найденной ранее в туннельных измерениях в плоскости ab [6, 8, 13]. Близкие значения Δ_{ab} (Bi) получены нами из туннельных $S - I - S$ -спектров. И хотя, как показано ниже, пики туннельной проводимости при $eV \approx \Delta$ выражены достаточно ярко, однако их значительное размытие не позволило количественно определить скорость изменения параметра Δ от давления. Для андреевских NS -микроконтактов этот недостаток отсутствует (рис. 1).

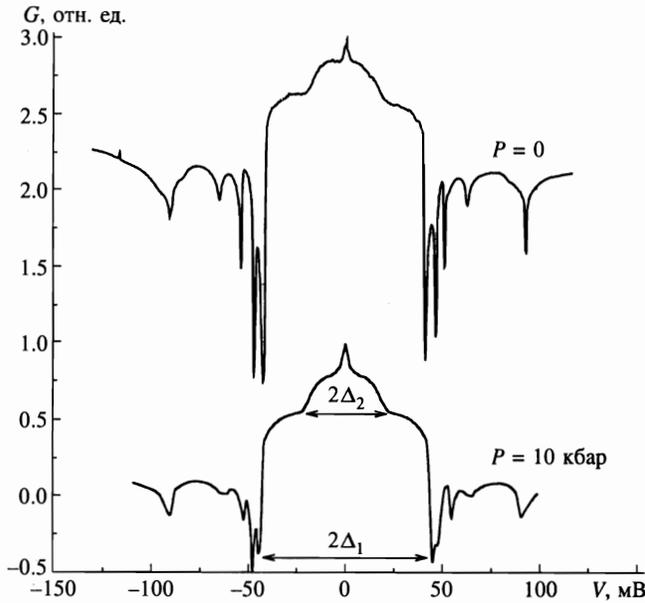


Рис. 1. Характеристика контакта Bi2223-Ag ($S - c - N$), демонстрирующая особенности анизотропной энергетической щели при $eV = 2\Delta_1$ и $eV = 2\Delta_2$ под давлением $P = 0$ и 10 кбар

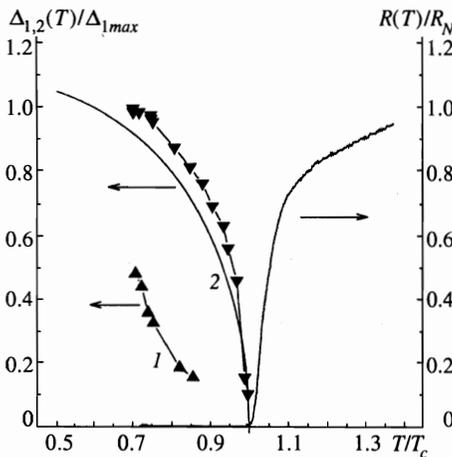


Рис. 2. Температурные зависимости Δ_2 (1) и Δ_1 (2), сплошными линиями показаны $\Delta(T)_{BCS}$ и $R(T)$ — сверхпроводящий переход исследуемой керамики

В серии экспериментов с микроконтактами, сопротивление которых значительно отличалось, положение отмеченных на рис. 1 особенностей при $eV = \Delta_1, \Delta_2$ совпадало, что свидетельствует об их спектроскопической природе. На связь этих особенностей со сверхпроводимостью купратов указывает также температурная зависимость величин $\Delta(T)$. Например, приведенная на рис. 2 зависимость $\Delta_1(T)$ для контактов Bi(2223)/Ag подобна известной кривой $\Delta(T)$ БКШ для энергетической щели сверхпроводника. Особенность же при малой щели Δ_2 быстро размывалась с температурой и имела совсем

не БКШ-характер. Подобные температурные зависимости Δ_1 и Δ_2 для висмутового купрата обсуждались в [14] и экспериментально наблюдались в [15] методами ИК-спектроскопии с высоким угловым разрешением.

Характерными для полученных спектров (рис. 1) являются острые провалы в динамической проводимости, положение которых привязано к энергетической щели Δ_1 . По нашему мнению, эти провалы являются эффектом, сопутствующим андреевскому отражению и обусловленным высокой локальностью токовой запитки микроконтакта Шарвина. Ранее было замечено, что как в купратах, так и в обычных сверхпроводниках [16] (в том числе и в сверхпроводниках с тяжелыми фермионами [17]), в кривых динамического сопротивления $N-S$ -контактов при напряжении $V = V_d$ могут присутствовать пики сопротивления, положение V_d которых привязано к величине Δ , $V_d \approx \Delta/e$. Температурная зависимость пика при V_d следовала зависимости энергетической щели $\Delta(T)$.

Пик сопротивления в динамических характеристиках металлических $N-S$ -контактов возникает в результате неравновесных процессов при энергиях квазичастиц $2eV = 2eV_d \sim 2\Delta$ [18] или при больших плотностях измерительного тока [16, 17]. Существенно, что независимо от конкретного механизма образования особенности в спектре при $V = V_d$ ее привязка к величине энергетической щели сверхпроводника Δ дает удобную возможность количественно проследить изменения значения $\Delta(\varphi)$ под действием гидростатического сжатия.

Анализируя экспериментальные кривые, отметим, что излом при $eV = \Delta_2$ (рис. 1), по всей видимости, отражает анизотропию энергетической щели купратов в ab -плоскости. Особенность при $eV = \Delta_2$ не может быть связана с энергетической щелью в c -направлении, поскольку в этом направлении фермиевская скорость металлооксидов порядка $V_{Fs} \sim 10^6$ см/с, что намного меньше скорости Ферми в серебре $V_{Fn} \sim 10^8$ см/с. Поэтому эффективность андреевского отражения в направлении оси c должна резко (примерно в V_{Fn}/V_{Fs} раз) уменьшаться [10]. Влияние неоднородности параметра порядка, вызванное дефектом структуры или примесями, также исключается, поскольку величина Δ_2 воспроизводилась в измерениях большого количества образцов. Узкий пик проводимости вблизи нулевого напряжения смещения часто наблюдается в экспериментах с NS -контактами, однако на сегодняшний день природа его происхождения неясна (см., например, [19]).

С возрастанием давления величина $\Delta_1 = \Delta_{\max(ab)}$ увеличивается, а $\Delta_2 = \Delta_{\min(ab)}$ уменьшается, т. е. анизотропия энергетической щели $a = \Delta_{\max}/\Delta_{\min}$ возрастает и для $\text{Bi}2223$ соответствующее значение составило $da/dP = 0.003 \pm 0.001$ кбар $^{-1}$. Возрастание критической температуры T_c под давлением составило $dT_c/dP = 0.16$ К/кбар, что дает изменение отношения $R = 2\Delta_{\max(ab)}/kT_c$, $dR/dP = 0.017 \pm 0.005$ кбар $^{-1}$.

Для создания модельных представлений о характере наблюдаемых кривых был проведен расчет проводимости $\sigma(V)$ микроконтакта нормальный металл — анизотропный сверхпроводник. Для простоты предполагалось, что наиболее существенна анизотропия энергетической щели Δ в плоскости ab , а параметр Z Блондера — Тинкхама — Клапвика [10] мал. Тогда

$$G(V) \approx 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\varphi |A(V; \varphi)|^2, \quad A = \left(E + i\Gamma - \{(E + i\Gamma)^2 - \Delta^2\}^{1/2} \right) / \Delta, \quad (1)$$

где $\Delta = |\Delta(\varphi)|$, параметр Дайнса Γ учитывает размытие особенностей в горьковской ано-

мальной функции Грина. Зависимость параметра Δ от азимутального угла φ в плоскости ab аппроксимировалась формулой

$$\Delta(\varphi) = \Delta_0 \left(1 + \sum_k C_k \cos(2\varphi k) \right), \quad (2)$$

которая позволяет одновременно учесть эффекты s - и d -спаривания. Параметры C_k в (2) выбирались из условия разумного согласования формулы (1) с экспериментальной зависимостью $G(V)$ (рис. 1). Расчетная функция $G(V)$ (1) отразила основные особенности экспериментальной кривой (рис. 1) при $eV \leq 2\Delta$ (исключая пик при малых смещениях), что позволило связать особенности наблюдаемого спектра NS -контакта с анизотропной энергетической щелью $\Delta(\varphi)$ сверхпроводника.

Согласно современным представлениям высокие значения T_c и отношения $R = 2\Delta/kT_c$ в купратах являются результатом значительной анизотропии энергетической щели в плоскости ab [6, 7]. Наблюдаемое увеличение отношения R и анизотропии энергетической щели при высоких давлениях качественно согласуется с подобными взглядами. Однако это еще не является аргументом в пользу нефононного механизма сверхпроводимости, так как значительная анизотропия энергетической щели и d -волновая сверхпроводимость возможны и для модифицированного электрон-фононного механизма спаривания (см., например, [20]).

3. ФОНОННЫЙ СПЕКТР

Необычная симметрия параметра порядка в высокотемпературных сверхпроводниках подтверждена многочисленными экспериментами, тем не менее роль электрон-фононного взаимодействия в спаривании должна быть значительной [13, 21–23]. Фононный спектр купратов простирается до 100 мВ и, как показали предыдущие исследования [2, 13, 21], имеется сильная связь электронов с фононами высоких энергий. В настоящей работе этот факт подтверждается экспериментами по упругой спектроскопии электрон-фононного взаимодействия в $S-c-S$ -микрконтактах андреевского типа и туннельных $S-I-S$ -образцах.

Для обычных сверхпроводников туннельные исследования при высоких давлениях убедительно показали, что отклонение отношения $R = 2\Delta/kT_c$ от универсального значения БКШ $R = 3.53$ связано с сильным электрон-фононным взаимодействием [24]. В анизотропных высокотемпературных сверхпроводниках универсальной связи между максимальной энергетической щелью $2\Delta_{max}$ и критической температурой T_c нет. Однако можно ожидать заметный вклад от электрон-фононного взаимодействия в соотношение $R = 2\Delta_{max}/kT_c$ даже для нефононного механизма спаривания. Как и в случае обычных сверхпроводников, этот вклад должен проявиться при высоких давлениях P , так как наибольшие изменения в отношении $R(P)$ будут вносить фононные частоты, которые являются нижней частью бозонного спектра купратов. Наибольший вклад в сверхпроводимость вносят фононы с большими векторами $q \sim \pi/a$, где a — постоянная решетки. Именно такие фононы регистрируются контактными методами и методами нейтронной спектроскопии [1, 2]. Поэтому получаемая этими методами информация о зависимости $\omega(P)$ более адекватно отражает суть электрон-фононного взаимодействия в сверхпроводниках по сравнению с рамановской спектроскопией, которая определяет фононные частоты ω_q только при $q = 0$, т. е. в центре зоны Бриллюэна.

Упругая андреевская спектроскопия висмутного металлоксида проводилась на контактах $S - c - S$ -типа, которые позволили одновременно определить как отношение $R = 2\Delta/kT_c$, так и сдвиг фоннных частот $\omega(P)$ при различных давлениях. Возможность такой спектроскопии в андреевских контактах основана на том, что при сильном электрон-фонном взаимодействии в динамической проводимости G контакта проявляется частотная зависимость комплексной функции энергетической щели $\Delta(\omega)$ [25]

$$G = \frac{dI}{dV} = \frac{1}{R_N} \left\{ 1 + \left| \frac{\Delta(\omega)}{\hbar\omega + [(\hbar\omega)^2 - \Delta^2(\omega)]^{1/2}} \right|^2 \right\}_{\omega=eV/\hbar}, \quad (3)$$

где R_N — сопротивление контакта в нормальном состоянии. Из выражения (3) следует, что производная dG/dV контактов $S - c - N$ и $S - c - S$ отражает зависимость $\Delta(\omega)$, а значит, и фоннный спектр сверхпроводника. Для контактов $S - c - S$ -типа особенности в проводимости G , обусловленные сильным электрон-фонным взаимодействием, должны проявиться при смещениях $eV = \hbar\omega_i + 2\Delta$, где ω_i — характерные частоты фоннной плотности состояний $F(\omega)$.

Измерялись $S - c - S$ -контакты типа «break junction», металлический характер которых контролировался как по температурной зависимости их проводимости, так и по слабой реакции $G(0)$ контактов на давление. При низких, $T < T_c$, температурах вольт-амперные характеристики $S - c - S$ -образцов имели избыточный ток, что также является надежным признаком контактов с непосредственной проводимостью [2].

На рис. 3 представлена проводимость $G(V)$ $S - c - S$ -контакта, демонстрирующая проявление энергетической щели при $eV = 2\Delta = 114$ мэВ ($T = 77$ К). Наблюдаемое расхождение в значениях энергетической щели Bi2223, полученное из измерений $S - c - N$ -контакта ($\Delta = 42$ мВ) и $S - c - S$ -контакта ($\Delta = 57$ мВ), может быть связано с частичным подавлением параметра порядка на $S - N$ -границе за счет эффекта близости. Как и в $S - c - N$ -случае температурная зависимость $\Delta(T)$ в $S - c - S$ -контакте соответствовала кривой БКШ. Отметим отсутствие особенности, соответствующей малой энергетической щели Δ_2 , что, по-видимому, определяется спецификой многократно андреевского отражения электрона между двумя анизотропными сверхпроводниками [18].

При напряжениях eV больших 2Δ в проводимости $S - c - S$ -образцов наблюдались особенности, которые можно интерпретировать как отражение фоннной структуры исследуемого металлоксида (рис. 4). Доказательством спектроскопического характера этих кривых служит то, что для разных контактов, как с туннельной, так и с непосредственной проводимостью, положение особенностей в проводимости, отсчитанное от суммы энергетических щелей 2Δ , совпадало. Для выяснения характера проявления фоннной структуры в спектрах андреевских контактов был выполнен расчет проводимости контакта по формуле (3), где комплексный параметр энергетической щели купрата $\Delta(\omega)$ определялся из решения уравнений Элиашберга для фоннной плотности состояний $F(\omega)$ Bi2223 [26]. Значение константы электрон-фоннной связи $\alpha^2(\omega)$ в функции $g(\omega) = \alpha^2(\omega)F(\omega)$ находилось по методу, изложенному в работе [27], а константа электрон-фоннного взаимодействия λ выбиралась из условия согласования вычисленной критической температуры с экспериментальным значением T_c . При $\lambda \approx 3.3$ и константе кулоновской связи $\mu^* = 0.1$ расчетная величина составляла $T_c = 110$ К (соответствующая изотропная энергетическая щель $\Delta_0 = 22$ мэВ). Как видим (рис. 5), общая структура наблюдаемых и расчетных особенностей dG/dV согласуется. Совпа-

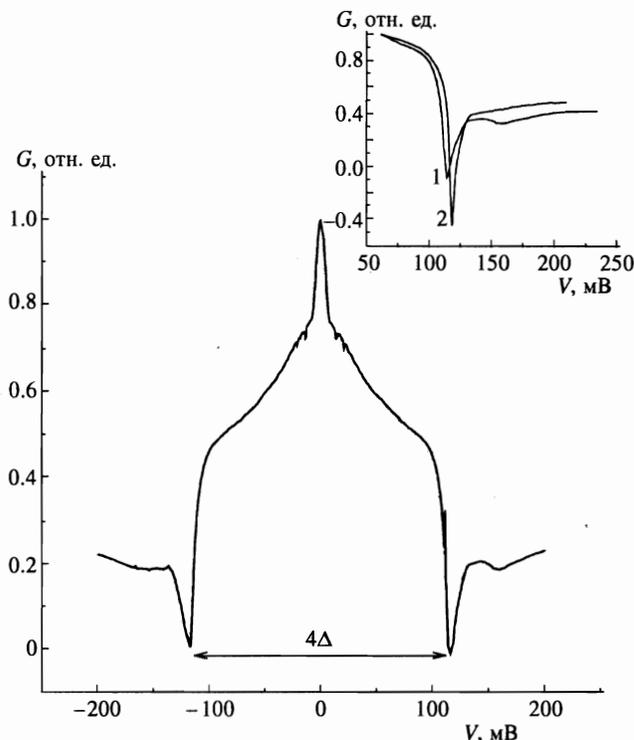


Рис. 3. Отражение щелевых особенностей в проводимости микроконтакта Bi2223-Bi2223 ($S - c - S$). На вставке показано влияние гидростатического давления на положение особенности при $eV = 2\Delta$ в исследуемом спектре: 1 — $P = 0$, 2 — $P = 10$ кбар

дение положения и подобие фоновых особенностей в андреевских (рис. 4) и туннельных (рис. 6) спектрах позволяют пренебречь возможными искажениями проводимости $S - c - S$ -контактов, связанными с неупругими процессами [2].

Влияние давления 10 кбар на структуру второй производной тока одного из исследуемых андреевских $S - c - S$ -контактов представлено на рис. 4. Начальная область фонованого спектра Bi2223 мало меняется под воздействием давления, $d \ln(\omega)/dP = 1-1.5 \cdot 10^{-3}$ кбар $^{-1}$ (это соответствует данным рамановской спектроскопии [21, 28]). Наиболее значительные изменения произошли в высокочастотной области спектра при $\hbar\omega = 70-95$ мэВ, где давление привело к существенному уменьшению энергии фононов со скоростью $d \ln(\omega)/dP = -6 \cdot 10^{-3}$ кбар $^{-1}$.

Хотя результаты по упругой андреевской спектроскопии при высоких давлениях хорошо воспроизводились, однако этот метод еще не получил столь широкого распространения как туннельная спектроскопия. Это обстоятельство стимулировало проведение аналогичных туннельных исследований. Сравнительный анализ высоких давлений на фонованый спектр металлоксидов, проведенный с привлечением данных, полученных методами андреевской и туннельной спектроскопии, значительно повышает достоверность результатов.

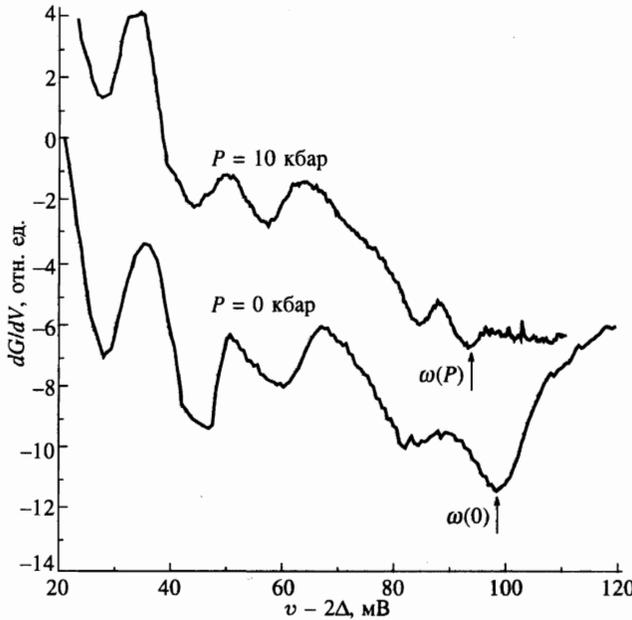


Рис. 4. Спектр dG/dV в контактах $S-c-S$ андреевского типа при нулевом и конечном давлении. Стрелками указаны особенности кривой, оказавшиеся чувствительными к давлению

Для туннельного тока в изотропных сверхпроводниках справедливо соотношение [1]

$$G(V) = dI/dV|_{eV=\hbar\omega} \sim N(\omega) = \text{Re} \left\{ \frac{\hbar\omega}{((\hbar\omega)^2 - \Delta^2(\omega))^{1/2}} \right\}, \quad (4)$$

где комплексная энергетическая щель сверхпроводника $\Delta(\omega)$ имеет особенности при частотах $\hbar\omega = \Delta_0 + \hbar\Omega$, соответствующих виртуальным фононам с энергией $\hbar\Omega$. Здесь Δ_0 — энергетическая щель БКШ, $N(\omega)$ — туннельная плотность состояний. В производной туннельной проводимости dG/dV фононная структура проявляется в виде провалов, положение которых позволяет с хорошей точностью определить положение фононных частот [1]. Для контактов сверхпроводник — изолятор — сверхпроводник ($S-I-S$) такие особенности возникают при смещениях $eV_i = 2\Delta_0 + \hbar\Omega_i$. Как показано в [29], и для сильно анизотропных сверхпроводников (каким является Bi2223) также сохраняется условие $eV_i = 2\langle\Delta\rangle + \hbar\Omega_i$ ($\langle\Delta\rangle$ — некоторая средняя щель). Это позволяет по измерениям туннельных спектров dG/dV установить энергии характерных фононных частот Ω_i анизотропного сверхпроводника.

На вставке рис. 7 представлена зависимость $G = dI/dV$ для $S-I-S$ -контакта, демонстрирующая энергетическую щель при $eV = 2\Delta = 75$ мэВ. Аналогичные значения 2Δ для висмутового металлооксида с $T_c = 110$ К получены в [8]. Наблюдаемое размытие щелевых характеристик присуще туннельным образцам ВТСП [13] и может возникнуть даже в качественных контактах от значительной анизотропии $\Delta(\mathbf{k})$. Однако анизотропия $\Delta(\mathbf{k})$ не препятствует регистрации фононной структуры в туннельных спектрах, так как характерные значения фононных частот привязаны к некоторой средней величине $\langle\Delta\rangle$ [29].

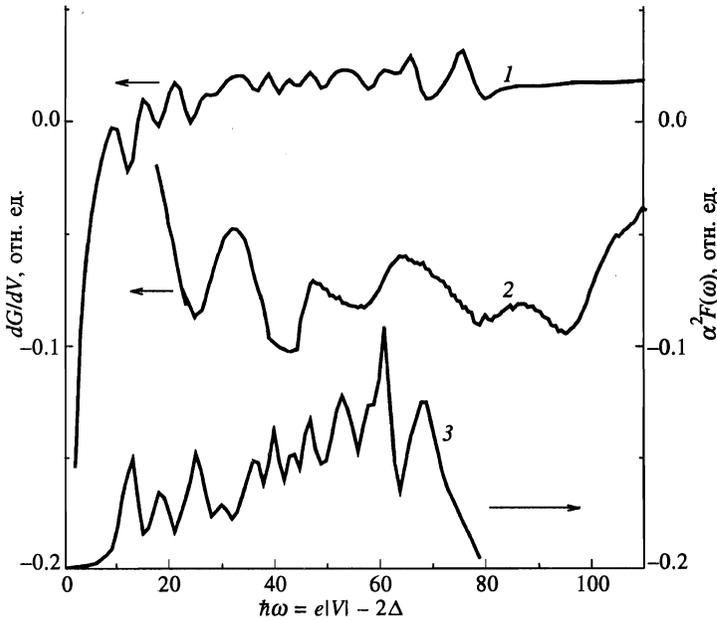


Рис. 5. Сравнительные характеристики экспериментальных и расчетных кривых для висмутового металлооксида: 1 — реконструированная из $\alpha^2 F(\omega)$ кривая dG/dV ; 2 — экспериментальная зависимость $dG/dV(V)$; 3 — плотность состояний $F(\omega)$ для висмутового металлооксида [26]

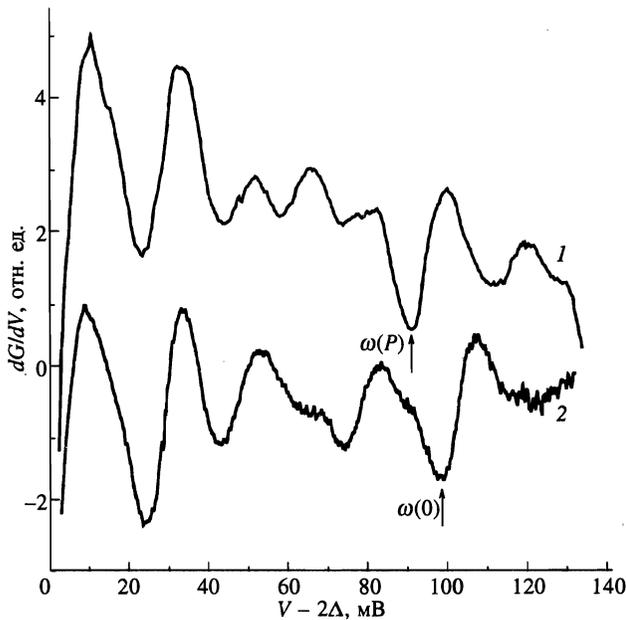


Рис. 6. Производные проводимости dG/dV для туннельного контакта Bi2223-Bi2223 типа «break junction» при $P = 0$ (2) и $P = 10$ кбар (1)

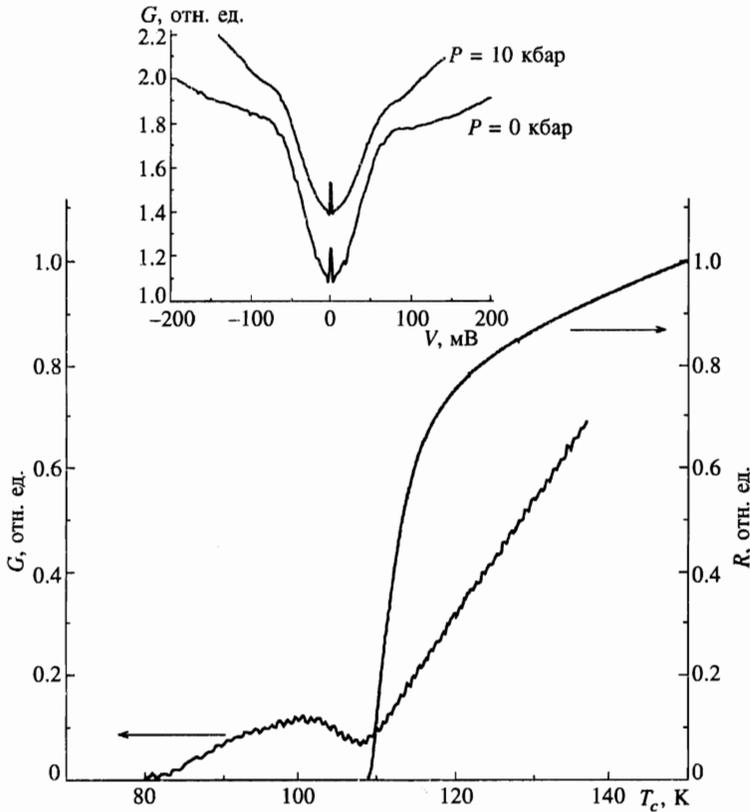


Рис. 7. Температурная зависимость проводимости G туннельного контакта Bi2223-Bi2223 при нулевом напряжении смещения и переход исследуемой керамики $R(T)$. На вставке представлено отражение энергетической щели Δ в проводимости туннельного контакта при $P = 0$ и $P = 10$ кбар

Для выяснения вопроса, в какой мере спектр исследуемого туннельного образца отражает объемные свойства керамики, были измерены температурные зависимости проводимости $G(T)$ контакта при нулевом напряжении смещения. Сопоставление этих зависимостей с кривыми $R(T)$ перехода керамики в сверхпроводящее состояние (рис. 7) показало, что точка обращения в нуль сопротивления $R(T)$ практически совпадает с изломом в $G(T)$ -зависимости контакта, который соответствует началу раскрытия энергетической щели сверхпроводника. В таком случае спектроскопические характеристики контакта должны определяться макроскопическими свойствами образца.

При напряжениях eV больших 2Δ в производной проводимости контактов, $dG/dV = d^2I/dV^2$, наблюдались особенности, связанные с фоновой структурой исследуемого металлоксида (рис. 6). Сравнение спектров dG/dV приготовленного нами туннельного $S-I-S$ -контакта типа «break junction» и андреевских $S-c-S$ -микроконтактов показывает (рис. 4, рис. 6), что в координатах $V-2\Delta$ по числу и местоположению особенности обеих кривых совпадают, что указывает на единую природу их происхождения. Согласно [26], фоновый спектр Bi2223 заканчивается в районе 80–90 мэВ, тогда как туннельные характеристики и спектры андреевского отражения

показывают существование особенности при $eV - 2\Delta = 90-95$ мэВ. Отметим, что для туннельных $S - I - S$ - и андреевских $S - c - S$ -контактов совпадающие по положению характерных фононных частот результаты получены несмотря на то, что в случае $S - c - S$ параметр $2\Delta = 2\Delta_{\max} = 114$ мэВ был намного больше, чем в туннельных ($2\Delta = 70-84$ мэВ).

Приложение гидростатического давления до 10 кбар не изменяло заметным образом туннельного значения энергетической щели, что, по-видимому, связано с большим размытием усредненной туннельной плотности состояний (вставка на рис. 7). Отметим, что изменение под действием давления начала раскрытия туннельной щели (рис. 7) практически совпадает с зависимостью температуры перехода $T_c(P)$ берегов контакта и составляет $d \ln T_c / dP = 1.4 \cdot 10^{-3}$ кбар $^{-1}$.

На рис. 6 показано влияние давления на особенности фононного спектра $\text{Vi}2223$. Как и в случае андреевских контактов, наиболее чувствительной к давлению оказалась высокочастотная часть спектра в окрестности $eV \sim 90$ мэВ, которая, по-видимому, связана с колебательными модами кислорода и его окружения, в частности с «дышащими» модами. С увеличением давления скорость смещения моды ω , показанной на рис. 6 стрелкой, оказалась отрицательной и составила $d \ln(\omega) / dP \approx -6.5 \pm 0.5 \cdot 10^{-3}$ кбар $^{-1}$. В то же время нижняя часть фононного спектра (при $\hbar\omega < 40$ мэВ) смещалась со скоростью $d \ln(\omega) / dP \approx 1 \cdot 10^{-3}$ кбар $^{-1}$ в сторону больших частот. Эти данные находятся в полном согласии с приведенными выше результатами по андреевским спектрам.

Полученные результаты по изменению характерных фононных частот в зависимости от давления позволили выполнить расчет по влиянию давления на отношение $2\Delta/kT_c$ в купратах в приближении сильного электрон-фононного взаимодействия. Вычисления проводились по изложенной выше схеме, где изменение функции $F(\omega)$ в зависимости от давления находилось с учетом экспериментальных значений $\omega(P)$. Рассчитанное изменение отношения $R = 2\Delta/kT_c$ под действием давления составило $\delta = [R(P) - R(0)]/R(0) = 0.018$, что очень близко соотносится с экспериментальным значением $\delta = 0.017$ и величиной $\delta = 0.02$, полученной из формулы Гейликмана — Кресина [3]

$$\frac{2\Delta_{\max}}{kT_c} = C \left(1 + 5.3 \left[\frac{T_c}{\omega_0} \right]^2 \ln \left[\frac{\omega_0}{T_c} \right] \right) \quad (5)$$

для характерной фононной частоты $\omega_0 = 75$ мэВ дышащей моды. Здесь $C(\Delta)$ — некая константа, величина которой определяется анизотропией энергетической щели $\Delta(\mathbf{k})$ (см., например, [30]). В изотропной теории БКШ константа $C = 3.53$.

4. ВЫВОДЫ

Полученные экспериментальные результаты показывают, что в купрате $\text{Vi}2223$ наибольшему изменению под действием давления подвергаются высокочастотные фононы, связанные с оптическими колебаниями атомов кислорода и его окружения. Эти частоты соответствуют энергиям 70–95 мэВ, в частности, дышащей моды при $\hbar\omega = 70-75$ мэВ. Акустические и оптические моды фононного спектра с энергиями $\hbar\omega < 40$ мэВ смещаются в сторону более высоких частот со скоростью близкой к известным данным рамановской спектроскопии [21, 28].

Для обычных электрон-фононных взаимодействий сверхпроводников характерно увеличение частот фононных мод ω_q с возрастанием давления [24]. Редкое исключение — лантан, для которого наблюдалось смягчение низкочастотной части спектра. В нашем случае обнаружено смягчение высокочастотных фононных мод с волновыми векторами на границе зоны Бриллюэна. Аналогичный эффект смягчения граничных LO -фононных мод при допировании наблюдался в $YBCO$, $LaSrCuO$ и $BaKBiO$ методом неупругого рассеяния нейтронов. В $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ энергия $(\pi, 0)$ фононной моды уменьшалась от 79 мэВ при $x = 0$ до 70 мэВ для $x = 0.15$ [31]; в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ аналогичная мода смягчалась от 77 мэВ при $x = 1$ ($T_c = 0$) до 58 мэВ для $x = 0$ ($T_c = 92$ К) [22]; для $Bi_2Sr_2(Ca_{1-x}Y_x)Cu_2O_8$ наблюдалось значительное смягчение ионных мод при изменении x от 1 до 0 ($T_c = 82$ К) [32], т. е. во всех отмеченных случаях увеличение критической температуры купратов сопровождалось уменьшением (смягчением) высокочастотных мод фононного спектра. Подобный эффект наблюдается и в настоящей работе: увеличение T_c с увеличением давления сопровождается уменьшением энергии верхних частот фононного спектра. Поэтому возможно, что микроскопические причины смягчения фононных мод под давлением и при изменении концентрации имеют одинаковую природу. Как известно, сверхпроводящие свойства купратов проявляются на границе моттовского перехода металл — изолятор [33]. В силу гипотезы универсальности в окрестности этого перехода реакция критической температуры T_c на давление P и концентрацию примеси c определяется некоторой функцией безразмерного параметра x , характеризующего близость системы к точке фазового перехода, где $x = x_c$. В этой области разность $x - x_c = P/P_c + C/C_c$, где P_c, C_c — параметры, характеризующие эффективность влияния давления и концентрации примесей на корреляционную длину.

Существенное смягчение граничных оптических фононных мод в окрестности перехода металл — изолятор моделировалось недавно в двухзонной модели гамильтониана Пайрлса — Хаббарда [34]. Полученные результаты показали, что причиной такого смягчения могут быть сильные электрон-электронные корреляции, которые делают выгодным уменьшение энергии высокочастотных LO -кислородных мод.

Отметим, наконец, что наблюдаемое уменьшение частот верхней части фононного спектра объясняет возрастание отношения $2\Delta_{\max}/kT_c(P)$ независимо от микроскопической природы эффекта. По существу, согласие с экспериментом получается, если использовать простое обобщение формулы Гейликмана — Кресина (5), где $C = C(\mathbf{k})$ — некоторая константа, определяемая анизотропным механизмом спаривания в купратах в пределе слабой связи [29]. Параметр Δ в (5) равен максимальному значению $\Delta(\mathbf{k})$, Δ_{\max} . Характерной фононной частотой ω_0 является дышащая мода, энергия которой $\hbar\omega_0$ под действием давления убывает со скоростью $d \ln(\omega)/dP = -6 \cdot 10^{-3}$ кбар $^{-1}$. Это означает, что практически все наблюдаемое увеличение отношения $2\Delta_{\max}/kT_c$ под действием давления обусловлено сильным электрон-фононным взаимодействием.

Один из авторов (В. М. С.) признателен Dr. C. Lobb (Center for superconductivity research, University of Maryland (USA)) за полезное обсуждение поставленных здесь вопросов.

Работа поддержана ТАО-грантом (The Telecommunications advancement organization of Japan).

Литература

1. Е. Л. Вольф, *Принципы электронной туннельной спектроскопии*, Наукова думка, Киев, (1990). (E. L. Wolf, *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy*, Oxford University Press, New York (1985)).
2. I. K. Yanson, Phys. Scr. **23**, 88 (1988); И. К. Янсон, ФНТ **17**, 275 (1991).
3. В. Т. Geilikman and V. Z. Kresin, Sov. Phys. Solid State **7**, 2659 (1966).
4. Н. В. Заварицкий, Е. С. Ицкевич, А. Н. Вороновский, Письма в ЖЭТФ **7**, 271 (1968), Н. В. Заварицкий, Е. С. Ицкевич, А. Н. Вороновский, ЖЭТФ **61**, 1408 (1971).
5. A. A. Galkin and V. M. Svistunov, Phys. Stat. Sol. **26**, K55 (1968).
6. D. J. Van Harlingen, Rev. Mod. Phys. **67**, 515 (1995).
7. M. T. Beal-Monod and K. Maki, Phys. Rev. B **53**, 5775 (1996).
8. J. Kane and K. W. Ng, Phys. Rev. B **53**, 2819 (1996).
9. А. Ф. Андреев, ЖЭТФ **46**, 1823 (1964).
10. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
11. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, Phys. Rev. Lett. **74**, 3451 (1995).
12. Е. С. Ицкевич, ПТЭ №4, 148 (1963).
13. В. М. Свистунов, М. А. Белоголовский, А. И. Хачатуров, УФН **163**, 61 (1993); J. R. Kirtley, Int. J. of Modern Phys. **4**, 201 (1990).
14. Э. А. Пашицкий, В. И. Пентегов, Письма в ЖЭТФ **63**, 553 (1996).
15. J. Ma, G. Quitmann, R. J. Kelley et al., Physica C **235-240**, 1875 (1994).
16. Xiong Peng, Xiao Gang, and R. B. Laibowitz, Phys. Rev. Lett. **71**, 1907 (1993).
17. Y. de Wilde, J. Heil, A. G. M. Jansen, P. Wyder, R. Deltour, W. Assmus, A. Menovsky, W. Sun, and L. Taillefer, Phys. Rev. Lett. **72**, 2278 (1994).
18. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **27**, 6739 (1983); B. A. Aminov, B. Aschermann, M. A. Hein, F. Hill, M. Lorenz, G. Muller, and H. Peil, Phys. Rev. B **52**, 13631 (1995-II).
19. C. W. Beenakker, J. A. Melsen, and P. W. Bronwer, Phys. Rev. B **51**, 13883 (1995); Y. Takagaki and H. Takayanagi, Phys. Rev. B **53**, 14530 (1996); Y. Nazarov and T. H. Stoof, Phys. Rev. Lett. **76**, 823 (1996).
20. H.-B. Schuttler, K. Yonemitsu, and J. Zhong, J. Supercond. **8**, 555 (1995).
21. A. P. Litvinchuk, C. Thompson, and M. Cardona, *Physical Properties of High Temperature Superconductors*, ed. by D. M. Ginsberg, World Scientific, Singapore (1994), p. 375.
22. L. Pintschovius and W. Reichardt, *Physical Properties of High Temperature Superconductors IV*, ed. by D. M. Ginsberg, World Scientific, Singapore (1994), p. 295.
23. А. Е. Каракозов, Е. Г. Максимов, А. А. Михайловский, ЖЭТФ **102**, 132 (1992).
24. В. М. Свистунов, М. А. Белоголовский, О. И. Черняк, УФН **151**, 31 (1987).
25. А. И. Омелянчук, С. И. Белобородько, И. О. Кулик, ФНТ **14**, 1142 (1988).
26. S. Mase and T. Yasuda, Solid State Commun. **68**, 655 (1988).
27. R. Aoki, H. Murakami, and T. Kita, Physica C **235-240**, 1891 (1994).
28. J. S. Schilling and S. Klotz, *Physical Properties of High Temperature Superconductors*, Vol. III, ed. by D. M. Ginsberg, World Scientific, Singapore (1992). H. Takahashi and N. Mori, in *Studies of High Temperature Superconductors*, ed. by A. V. Narlikar, Nova Science Publishers Inc., New York, Vol. 16 (1995), p. 1.
29. А. И. Дьяченко, В. М. Свистунов, ФНТ **22**, 547 (1996).
30. K. Langfeld and E. Frey, Phys. Rev. B **48**, 4176 (1993-II).
31. R. J. McQueeney, T. Egami, G. Shurane, and Y. Endoh, Phys. Rev. B **54**, R9689 (1996).
32. B. Renker, F. Compf, D. Ewert, P. Adelman, H. Schmidt, E. Gering, and H. Mutka, Z. Phys. B **77**, 65 (1989).
33. T. Schneider and H. Keller, Int. J. of Modern Phys. B **8**, 487 (1993).
34. S. Ishihara, T. Egami, and M. Tachiki, Phys. Rev. B **55**, 3163 (1997-I).