

PASC: 74.72.-h, 74.72.Jt, 74.25.Kc, 4.50.+r, 74.62.Fj

А.И. Дьяченко, В.Ю. Таренков

ЭФФЕКТЫ ДАВЛЕНИЯ В СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ КУПРАТА Bi2223

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

Статья поступила в редакцию 10 февраля 2014 года

Исследовано влияние гидростатического давления на туннельный спектр купрата $Bi_{1.6}Pb_{0.4}Sr_{1.8}Ca_{2.2}Cu_3O_x$ (Bi2223) ($T_c \approx 110$ K). Показано, что давление увеличивает критическую температуру T_c , параметр энергетической щели Δ_0 , а также отношение $2\Delta_0/k_B T_c$. Наблюдаемая структура в производной d^2I/dV^2 тока туннельного контакта Bi2223–Bi2223 согласовывается с известными данными о фоновом спектре Bi2223, что свидетельствует о существенном вкладе электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в механизм высокотемпературной сверхпроводимости. Обнаружено аномальное смягчение фононных частот под влиянием давления. Наблюдаемые аномалии объясняются в модели, учитывающей возможность реализации в купратах ЭФВ при перескоках электронов между плоскостями CuO_2 .

Ключевые слова: высокотемпературные сверхпроводники, фононы, туннельные явления, эффекты давления

Досліджено вплив гідростатичного тиску на тунельний спектр купрата $Bi_{1.6}Pb_{0.4}Sr_{1.8}Ca_{2.2}Cu_3O_x$ (Bi2223) ($T_c \approx 110$ K). Показано, що тиск збільшує критичну температуру T_c , параметр енергетичної щілини Δ_0 , а також відношення $2\Delta_0/k_B T_c$. Структура, яка спостерігається в похідній d^2I/dV^2 струму тунельного контакту Bi2223–Bi2223, узгоджується з відомими даними про фоновий спектр Bi2223, що свідчить про істотний вклад електрон-фононої взаємодії (ЕФВ) у механізм високотемпературної надпровідності. Виявлено аномальне пом'якшення фононних частот під впливом тиску. Спостережувані аномалії пояснюються в моделі, що враховує можливість реалізації в купратах ЕФВ при перескоках електронів між площинами CuO_2 .

Ключові слова: високотемпературні надпровідники, фонони, тунельні явища, ефекти тиску

Природа высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) остается нераскрытой, хотя известно, что, как и в теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ), сверхпроводимость в купратах появляется в результате конденсации

куперовских пар при температуре $T = T_c$ [1–5]. Однако в купратах наблюдается аномально большая величина энергетической щели $\Delta_0 = \Delta(T = 0)$, поэтому отношение $2\Delta_0/k_B T_c \geq 8$ более чем в два раза превышает предел теории БКШ для d -волновых сверхпроводников ($2\Delta_0/k_B T_c \approx 4.28$) [6,7]. Большое отклонение отношения $2\Delta_0/k_B T_c$ от теории БКШ можно объяснить в теории сильной связи [3,4,8], если решающий вклад в механизм спаривания вносят запаздывающие взаимодействия с бозонами с малой энергией Ω_0 , сравнимой с параметром Δ_0 [9]. Среди таких теорий наибольшую популярность приобрела модель, в которой куперовское спаривание в ВТСП реализуется в результате взаимодействия электронов со спиновыми флуктуациями [1,2,10–13]. Предполагается, что значительный вклад вносит так называемая резонансная спиновая мода [12], что придает куперовскому спариванию запаздывающий сильносвязанный характер [11,14,15] и позволяет объяснить наблюдаемое [6] большое отношение $2\Delta_0/k_B T_c$. Спин-флуктуационное взаимодействие приводит к отталкиванию электронов. Однако если в обмене спиновыми флуктуациями преобладают процессы с большой передачей импульса, то результатом может быть образование куперовских пар с d -волновой симметрией параметра порядка [1,2,10]. В таком случае параметр Δ_0 соответствует максимальной величине энергетической щели. Экспериментальное доказательство реализации d -волновой симметрии энергетической щели в купратах [16–18] послужило веским аргументом в пользу спин-флуктуационной модели ВТСП.

Однако недавние результаты, полученные методами фотоэмиссионной спектроскопии с высоким угловым разрешением (ARPES) [19], а также сканирующей туннельной спектроскопии [20–24], показали, что механизм ВТСП может иметь слабосвязанный характер, поскольку критическая температура T_c определяется параметром Δ_{SC} , существенно меньшим Δ_0 . В результате отношение $2\Delta_{SC}/k_B T_c \sim 4.3$, что соответствует теории БКШ для d -волнового сверхпроводника [6]. В таком случае низкочастотные спиновые возбуждения, положенные в основу спин-флуктуационной модели [12,13], решающей роли не играют. Поэтому, несмотря на достигнутые успехи в спектроскопии бозонных возбуждений в купратах [3,4,7,8], к настоящему времени не удалось получить доказательство эффективности взаимодействия электронов с низкочастотными бозонными модами, что могло бы объяснить наблюдаемое [6] большое отношение $2\Delta_0/k_B T_c$.

Таким образом, экспериментальное доказательство реализации запаздывающего взаимодействия ($\hbar\Omega_0 \sim \Delta_0$) либо приближения БКШ ($\hbar\Omega_0 \gg \Delta_0$) в купратах может иметь решающее значение для выбора адекватной модели ВТСП. Для классических сверхпроводников (олово, свинец) аналогичная задача была рассмотрена в работах А.А. Галкина и В.М. Свистунова, которые показали, что в пределе сильной связи давление существенно уменьшает отношение $2\Delta_0/k_B T_c$ [25]. Объяснение эффекта основывалось на теории

Гейликмана–Кресина [9], согласно которой запаздывающее взаимодействие приводит к отклонению отношения $2\Delta_0/k_B T_c$ от теории БКШ:

$$\frac{2\Delta_0}{kT_c} = C \left(1 + 5.3 \left[\frac{T_c}{\Omega_0} \right]^2 \ln \left[\frac{\Omega_0}{T_c} \right] \right), \quad (1)$$

где для s -волновых сверхпроводников постоянная $C = 3.53$. Обобщение формулы (1) на случай произвольной функции ЭФВ $g(\omega)$ получено в работе [26]. Расчет методом Монте-Карло показал [27,28], что в интервале $0.1 < T_c/\omega_{\log} < 0.7$ для s -волновых сверхпроводников выполняется приближенное соотношение $2\Delta/k_B T_c \cong 2.25 + 6.8(k_B T_c/\hbar\omega_{\log})^{1/2}$, где ω_{\log} – средняя частота фононного спектра,

$$\omega_{\log} = \exp \left(\frac{2}{\lambda} \int_0^{\infty} \frac{g(\omega)}{\omega} \ln(\omega) d\omega \right), \quad \lambda = 2 \int_0^{\infty} \frac{g(\omega)}{\omega} d\omega, \quad (2)$$

λ – константа электрон-фононной связи [3,4,29]. В классических сверхпроводниках давление приводит к сдвигу фононного спектра в область более высоких частот, в результате характерные частоты Ω_0 , ω_{\log} фононного спектра увеличиваются, что согласно (1), (2) приводит к уменьшению отношения $2\Delta_0/k_B T_c$ с увеличением давления [30]. Соответствие теории [9] с экспериментом [25] послужило убедительным доказательством применимости теории сильной связи к свинцу (для Pb параметр $\Delta_0 = 1.4$ meV, $T_c = 7.2$ K, отношение $2\Delta_0/k_B T_c = 4.5 > 3.53$ теории БКШ [30]).

В настоящей работе метод [25], апробированный ранее на обычных сверхпроводниках, использован для определения характера сильной или слабой связи в ВТСП Bi2223 ($T_c = 110$ K). Показано, что в отличие от обычных сверхпроводников давление заметно увеличивает отношение $2\Delta_0/k_B T_c$ для Bi2223, при этом наблюдается заметный сдвиг особенностей туннельной проводимости, отражающих фононные моды, к низким частотам. Такое смещение фононных мод в принципе позволяет объяснить аномальное возрастание параметра $2\Delta_0/k_B T_c$ с увеличением давления [31], если фононы вносят существенный вклад в высокотемпературную сверхпроводимость, как это предполагается в [4,8]. В настоящей работе показано, что наблюдаемое [31] аномальное поведение «фононных» особенностей туннельного спектра, а также существенный вклад ЭФВ в механизм спаривания [4] объясняются в модели, учитывающей возможность реализации в купратах ЭФВ при перескоках электронов между плоскостями CuO_2 .

Теория

В модели спиновых флуктуаций [2,10,12,13] эффективное притяжение электронов возможно только при реализации d -волновой симметрии параметра порядка [18]. Напротив, обычный механизм ЭФВ реализуется при

s -волновой симметрии энергетической щели [4,3,32]. Поэтому неоднократно выдвигалось предположение, что в купратах реализуется смешанная ($d + s$)-симметрия параметра порядка [4]. Известно также, что вклад фононов может быть значительным при преобладании процессов рассеяния вперед [4,33,34]. Последнее делает возможным реализацию расширенной s -волновой симметрии, совместимой с d -волновым параметром порядка купратов [35]. Для оценки влияния механизма ЭФВ на отношение $2\Delta_0/k_B T_c$ рассмотрим простую ($d + s$)-модель [36,37], в которой зависимость параметров от частоты ω учтем только для ЭФВ с изотропной функцией $g(\Omega)$, а зависимость от углов φ (в базисной плоскости CuO_2) – для d -волновой части. Потенциал d -волнового куперовского спаривания $V(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ задаем в сепарабельной модели [32]: $V(\varphi, \varphi') = a \cos(2\varphi) \cos(2\varphi') + c$. Тогда энергетическая щель $\Delta = \Delta_d + \Delta_{\text{ph}}$. Здесь

$$\Delta_d(\varphi) = \frac{1}{Z_{\text{ph}}} \left\{ \Delta(\varphi') [A \cos(2\varphi) \cos(2\varphi') + C] \ln \left(\frac{2\omega_0}{\Delta(\varphi')} \right) \right\}_{\varphi'}, \quad (3)$$

$$\Delta_{\text{ph}} = \frac{1}{Z_{\text{ph}}} \left\{ \int d\omega' P(\omega', \varphi') K^+(\omega, \omega') \right\}, \quad (4)$$

фононная часть функции перенормировки

$$Z_{\text{ph}} = 1 - \frac{1}{\omega} \left\{ \int d\omega' N(\omega', \varphi') K^-(\omega, \omega') \right\}_{\varphi'}, \quad (5)$$

$$K^{\pm}(\omega, \omega') = \int_0^{\omega_0} d\Omega g(\Omega) \left\{ \frac{1}{\omega' + \Omega + \omega} \pm \frac{1}{\omega' + \Omega - \omega} \right\}, \quad (6)$$

$$P(\omega, \varphi) = \text{Re} \left(\frac{\Delta(\omega, \varphi)}{\sqrt{\omega^2 - \Delta^2(\omega, \varphi)}} \right), \quad N(\omega, \varphi) = \text{Re} \left(\frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - \Delta^2(\omega, \varphi)}} \right),$$

где φ, φ' – азимутальные углы для векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}' ; $\{\dots\}_{\varphi'}$ – усреднение по углам в базисной плоскости CuO_2 ; A, C – постоянные, задающие амплитуду s - и d -волновых компонент куперовского спаривания. Решение системы (3)–(6) имеет вид

$$\Delta(\varphi) = \Delta_{\alpha} + \Delta_{\beta} \cos(2\varphi) = \Delta_{\beta} (r + \cos(2\varphi)), \quad r = \Delta_{\alpha}/\Delta_{\beta}. \quad (7)$$

Для нахождения значения $2\Delta_0/k_B T_c$ используем разложение формул (3)–(5) по малому параметру Δ_{β}/ω_0 (где ω_0 – граничная частота фононного спектра), пренебрегая частотной зависимостью параметров $\Delta_{\alpha}, \Delta_{\beta}$ в подынтегральных выражениях. В результате получается система двух связанных уравнений

$$1 + \lambda - 2\chi_Z = \frac{A}{2}(J_0(\omega_0) + 2rJ_1 + J_2), \quad (8)$$

$$r(1 + \lambda - 2\chi_Z) = (\lambda - \mu^*)(rJ_0(\omega_0) + J_1) + r q \chi_\Delta,$$

где

$$J_0(v) = \int \frac{d\varphi}{2\pi} \ln \left(\frac{2v}{\Delta(\varphi)} \right) = \ln \left(\frac{4v}{\Delta_\beta} \right),$$

$$J_1 = \int \frac{d\varphi}{2\pi} \cos(2\varphi) \ln \left(\frac{2v}{\Delta(\varphi)} \right) = -\frac{\Delta_\alpha}{\Delta_\beta} = -r, \quad (9)$$

$$J_2 = \int \frac{d\varphi}{2\pi} \cos(4\varphi) \ln \left(\frac{2v}{\Delta(\varphi)} \right) = r^2 - \frac{1}{2}\lambda = 2 \int d\Omega g(\Omega) / \Omega.$$

Здесь параметр $r < 1$; $2 \leq q \leq 3$; μ^* – кулоновский псевдопотенциал;

$$\chi_Z = \int_{\Delta_\beta}^{\omega_0} d\Omega \frac{g(\Omega)}{\Omega} \left(\frac{\Delta_\beta}{\Omega} \right)^2 \left\{ \left(r^2 + \frac{1}{2} \right) \ln \left(\frac{4\Omega}{\Delta_\beta} \right) - \frac{3r^2}{2} - \frac{1}{4} \right\}; \quad (10)$$

$$\chi_\Delta = \int_{\Delta_\alpha}^{\omega_0} d\Omega \frac{g(\Omega)}{\Omega} \left(\frac{\Delta_\alpha}{\Omega} \right)^2 \left\{ \ln \left(\frac{4\Omega}{\Delta_\beta} \right) - 1 \right\}.$$

Интегрирование в формулах (9), (10) ограничено снизу характерными значениями энергетических щелей, поскольку фононы с малыми энергиями мало влияют на T_c и Δ_0 . Пусть параметры $A > 0$, $C = (\lambda - \mu^*) / (1 + \lambda) > 0$. Тогда возможны два решения. Если при $r < 1$ преобладает s -волновое спаривание, то

$$\frac{2\Delta_0}{T_c} = 3.53 f(r) \left(1 + \frac{2\chi_Z + q\chi_\Delta}{\lambda - \mu^*} \right), \quad f(r) = 2(1 + r)/e. \quad (11)$$

Если же T_c задается d -волновым взаимодействием, то

$$\frac{2\Delta_0}{T_c} = 3.53 \Psi(r) \left(1 + \frac{4\chi_Z}{A} \right), \quad \Psi(r) = 2(1 + r) \exp \left(-\frac{r^2}{2} - \frac{1}{2} \right). \quad (12)$$

В приближении $g(\Omega) = \frac{\lambda \langle \omega \rangle}{2} \delta(\Omega - \langle \omega \rangle)$ (где $\langle \omega \rangle$ – эффективная частота) выражения (11), (12) переходят в формулу

$$\frac{2\Delta_0}{kT_c} = R_{\text{BCS}} \left[1 + D \left(\frac{T_c}{\langle \omega \rangle} \right)^2 \ln \left\{ \frac{\langle \omega \rangle}{T_c} \right\} \right], \quad (13)$$

которая обобщает результат [9] на случай $(s + d)$ -волнового сверхпроводника.

Для s -волнового сценария коэффициент D в (13) практически не зависит от параметра λ и $R_{\text{BCS}} = 3.53f(r)$, а для d -волнового спаривания $R_{\text{BCS}} = 4.28$.

Из выражений (10)–(13) получаем, что фононный вклад в отношение $R = 2\Delta/k_B T_c$ велик, если константа связи для d -канала λ_d , обусловленная, например, спиновыми флуктуациями, близка к константе ЭФВ λ (такая возможность обсуждается в обзоре [4]), а эффективная частота $\langle\omega\rangle$ сравнима с параметром Δ_0 . В обычных металлических сверхпроводниках выполняется неравенство $\langle\omega\rangle \gg \Delta_0$. Если в купратах основной вклад в спаривание вносит резонансная магнитная мода с энергией $\hbar\omega_{\text{res}} \sim \Delta_0$ [38–42], то параметр $2\Delta_0/k_B T_c$ (13) может существенно превышать предел БКШ $2\Delta_0/k_B T_c^{\text{BCS}} \approx 4.28$ [6]. Кроме того, в бозонном спектре купратов должна проявляться выделенная резонансная мода $\hbar\omega_{\text{res}}$, которая сдвигается под давлением в сторону низких частот.

Образцы и методика измерений ВАХ

Объектами исследования являлись купраты Bi2223 ($T_c = 110$ К), приготовленные методом твердофазного синтеза с использованием химически чистых оксидов. Пластинки висмутовой керамики размером $1 \times 0.1 \times 0.01$ см получали обжатию порошка Bi2223-фазы между двумя стальными наковальнями при давлении 30–40 kbar. Для бандажной поддержки прессуемого порошка использовали медные проволочки диаметром $D = 0.1$ – 0.2 mm, приклеенные параллельно друг другу на поверхности наковальни. В результате приложения давления порошок компактировался в плотные плоскопараллельные пластинки толщиной $d \leq 0.1$ mm. Керамические образцы с токовыми и потенциальными контактами из серебряной пасты отжигали при $T = 845^\circ\text{C}$. Давление создавали в камере из бериллиевой бронзы типа поршень–цилиндр [30], заполненной керосино-масляной жидкостью, и измеряли по изменению сопротивления манганинового сверхпроводника.

Методика создания S–с–N-микроконтактов была основана на впрессовывании мелкодисперсного порошка серебра в керамический материал. Порошок серебра с размерами частиц $d = 3$ μm насыпали на поверхность пластинки и покрывали каплей клея. Затем образец обрабатывали в гидростате давлением до 15 kbar. Высокая подвижность порошка серебра и гидростатическое обжатие приводили к тому, что серебро внедрялось в поверхность металлокерамики, образуя устойчивый механический контакт [31]. Аналогичная «мягкая» технология приготовления туннельных и андреевских контактов использовалась в работах [43,44]. Внешний размер получаемых контактов составлял 1–1.5 mm в диаметре, тогда как площадь спектроскопического S–с–N-микроконтакта, оцененная по формуле Шарвина, была гораздо меньше – диаметром порядка 100 Å [45].

Кроме структур сверхпроводник–нормальный металл создавали и исследовали S–I–S- и S–с–S-контакты типа «break junction», приготовленные по следующей методике. Тонкую керамическую пластинку с токовыми и потенциальными контактами размещали на подложке из фольгиро-

ванного текстолита. Затем пластинку покрывали толстым ($d \sim 0.5$ mm) слоем лака. После полимеризации лака подложку изгибали до разлома керамики, момент которого контролировали по изменению сопротивления пластинки. Сопротивление полученных при комнатной температуре контактов «break junction» имело металлический (S–c–S) либо туннельный (S–I–S) характер.

Стабильность характеристик образцов позволяла исследовать их при низких температурах и высоких давлениях. В камере высокого давления, кроме образца, размещали датчики давления и температуры. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измеряли по четырехзондовой схеме. Кривые дифференциальной проводимости записывали при помощи схемы с высоким уровнем постоянства модулирующего напряжения, а также получали численным дифференцированием ВАХ.

Влияние гидростатического давления

На рис. 1 показано воздействие гидростатического давления на температурную зависимость сопротивления R купрата Bi2223 [31]. Давление существенно понижает сопротивление купрата $d\ln(R)/dP|_{T=135\text{ К}} \cong -4 \cdot 10^{-3} \text{ kbar}^{-1}$ (вставка на рис. 1), увеличивает T_c , $d\ln(T_c)/dP = (1.8 \pm 0.2) \cdot 10^{-2} \text{ К/kbar}$, что близко значениям $d\ln(T_c)/dP$ для других ВТСП [46].

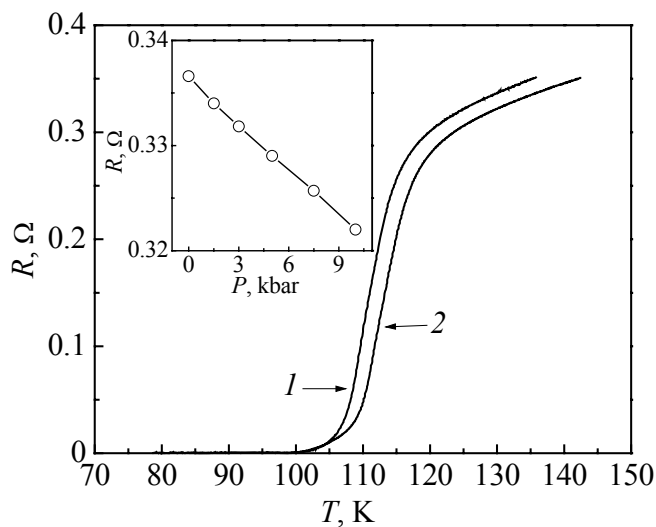


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления R пластины Bi2223 при давлении P , kbar: 1 – 0, 2 – 10. На вставке – влияние давления на R при $T = 130$ К

Структура проводимости dI/dV контакта Ag–Bi2223 (рис. 2) соответствует процессам андреевской конверсии для инъекции квазичастиц вдоль CuO_2 -плоскостей, что подтверждают расчеты по формулам [47] для N–S-контактов нормальный металл– d -волновой сверхпроводник. Однако изменение параметра энергетической щели Δ под давлением более удобно определять из соответствия $\Delta \approx eV_{\text{dip}}$, где V_{dip} – острые пики сопротивления в характеристике dI/dV – V (рис. 2). Температурная зависимость $\Delta(T) \approx eV_{\text{dip}}$ следовала теории БКШ [48], что исключает возможность интерпретации наблюдаемых

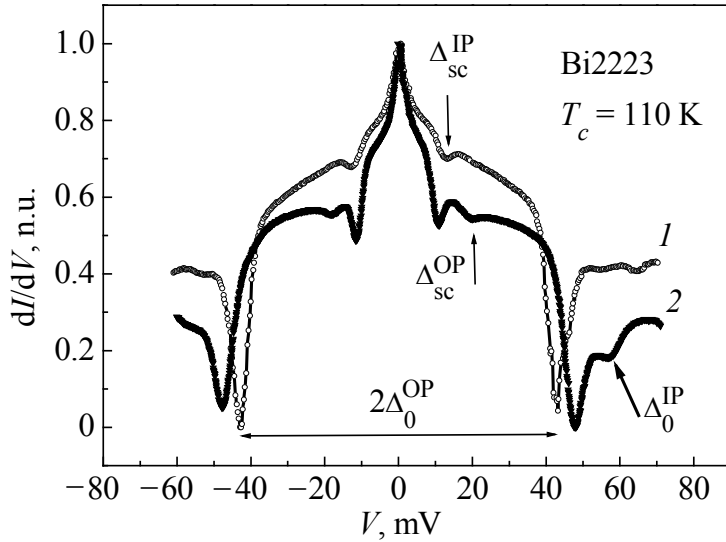


Рис. 2. Проводимость N–S-контакта Ag–Bi2223 при давлении P , kbar: 1 – 0, 2 – 10

пиков сопротивления эффектами токового разрушения, положение которых не задается параметром Δ [49]. Соответствие $\Delta(T) \approx eV_{\text{dip}}$ можно трактовать как условие равенства энергии связи куперовской пары 2Δ избыточной кинетической энергии $2eV_{\text{dip}}$, приобретаемой данной парой в потенциале электрического поля V_{dip} . Это приводит к распаду малой доли куперовских пар при $V \approx V_{\text{dip}} \approx \Delta$ и соответственно к пику динамического сопротивления dI/dI . Сохранение при этом существенного избыточного тока [45] означает, что распадается только малая часть куперовских пар, возникающих в процессе андреевской конверсии, т.е. вклад неравновесных процессов [50] в проводимость контакта при $eV > \Delta$ незначительный.

Купрат Bi2223 имеет три плоскости CuO_2 на элементарную ячейку, причем даже в режиме оптимального допирования внешние (OP) плоскости Bi2223 передопированы, а внутренняя (IP) плоскость недоопирована [19,51]. Поэтому N–S-контакты с инжекцией квазичастиц в антинодальном направлении демонстрируют пики сопротивления (рис. 2), которые соответствуют параметрам энергетической щели Bi2223 в OP (Δ_0^{OP}) и IP (Δ_0^{IP}) плоскостях. Полученные значения $\Delta_0^{\text{OP}} \approx 43 \text{ meV}$ и $\Delta_0^{\text{IP}} \approx 55 \text{ meV}$ хорошо согласуются с данными ARPES ($\Delta_0^{\text{OP}} \approx 43 \text{ meV}$ и $\Delta_0^{\text{IP}} \approx 60 \text{ meV}$) [51]. Здесь индекс «0» соответствует энергетической щели на границе зоны Бриллюэна, полученной интерполяцией спектра в диагональном секторе [19,51,52]. Андреевский спектр dI/dV демонстрирует также минимумы при $eV \approx 13$ и 20 meV ($P = 0$), которые соответствуют «эффективным» сверхпроводящим щелям $\Delta_{\text{SC}}^{\text{OP}} \sim 21 \pm 3$ и $\Delta_{\text{SC}}^{\text{IP}} \sim 14 \pm 1 \text{ meV}$ [19]. Параметр Δ_{SC} наблюдается также в спектре туннельного микроскопа [20–24]. Физически $\Delta_{\text{SC}}^{\text{OP}}$ и $\Delta_{\text{SC}}^{\text{IP}}$ – значения d -волновой энергетической щели в плоскостях OP и IP на границе соответствующей арки Ферми, т.е. в области, где нет псевдощели [19]. Наконец, в проводимости dI/dV наблюдается характерная для андреевских контактов с купратами «острая» особенность в окрестности смещений $V = 0$ [45].

Давление $P = 10$ kbar существенно влияет на динамическую проводимость dI/dV андреевского контакта Ag–Bi2223 (рис. 2), причем

$$\begin{aligned} d \ln(\Delta_0^{\text{OP}}) / dP \cong 1 \cdot 10^{-2} \text{ kbar}^{-1}, \quad d \ln(2\Delta_0^{\text{OP}} / k_B T_c) / dP = (9 \pm 0.3) \cdot 10^{-3} \text{ kbar}^{-1}, \\ d \ln(\Delta_{\text{SC}}^{\text{IP}}) / dP \cong -1.5 \cdot 10^{-2} \text{ kbar}^{-1}, \quad d \ln(\Delta_0^{\text{IP}}) / dP \cong 3.5 \cdot 10^{-3} \text{ kbar}^{-1}. \end{aligned} \quad (14)$$

Согласно (14) параметр энергетической щели Δ_0^{OP} увеличивается с ростом давления примерно в пять раз быстрее, чем критическая температура сверхпроводящего перехода T_c : $d \ln(T_c) / dP = (1.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-3} \text{ kbar}^{-1}$ (см. рис. 1). В результате отношение $2\Delta_0^{\text{OP}} / k_B T_c$ с повышением давления *возрастает*, что в обычных сверхпроводниках свидетельствует об увеличении силы связи [25,30]. Аналогичный вывод об увеличении с ростом давления как температуры T_c , так и отношения $2\Delta_0 / k_B T_c$ для купрата YBCO был получен в работе [53], где методом μ -мезонной спектроскопии измерялась глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник, на основании которой оценивалось изменение параметра Δ . Туннельная и андреевская спектроскопии [7,20,29,43,54,55], а также метод ARPES [16,51,56,57] дают более непосредственную информацию о величине и симметрии энергетической щели Δ . Кроме того, андреевская спектроскопия чувствительна только к «сверхпроводящей» энергетической щели [31,45,48,55], тогда как туннельные измерения отражают и сверхпроводящую щель, и «нормальную» псевдощель [7,21].

На вставке *a* рис. 3 показано влияние давления на проводимость dI/dV S–S–контакта Bi2223–с–Bi2223 андреевского типа. Как и в N–S–контактах, давление увеличивает параметр $\Delta/e \approx V_{\text{dip}}$. Отмечена особенность, соответствующая частоте $\Omega_{\text{B}_{1g}}$ колебаний ионов кислорода с антифазным изгибом Cu–O–связей (bond-buckling), – фононная мода B_{1g} [58–64]. Тонкая структура в производной d^2I/dV^2 отражает виртуальные процессы взаимодействия электронов с фононами. В теории сильной связи проводимость туннельных dI/dV_{NIS} [29] и андреевских dI/dV_{NS} контактов [65] дается формулами

$$\begin{aligned} \frac{dI}{dV_{\text{NIS}}} \propto \text{Re} \left(\frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - \Delta(\omega)^2}} \right)_{\hbar\omega=eV}, \\ \frac{dI}{dV_{\text{NS}}} \propto \left(1 + \left| \frac{\Delta(\omega)}{\hbar\omega + [(\hbar\omega)^2 - \Delta^2(\omega)]^{1/2}} \right|^2 \right)_{\hbar\omega=eV}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $\Delta(\omega)$ – зависящий от частоты ω комплексный параметр энергетической щели сверхпроводника ($\Delta(\omega \rightarrow \Delta_0) = \Delta_0$), который связан с функцией ЭФВ

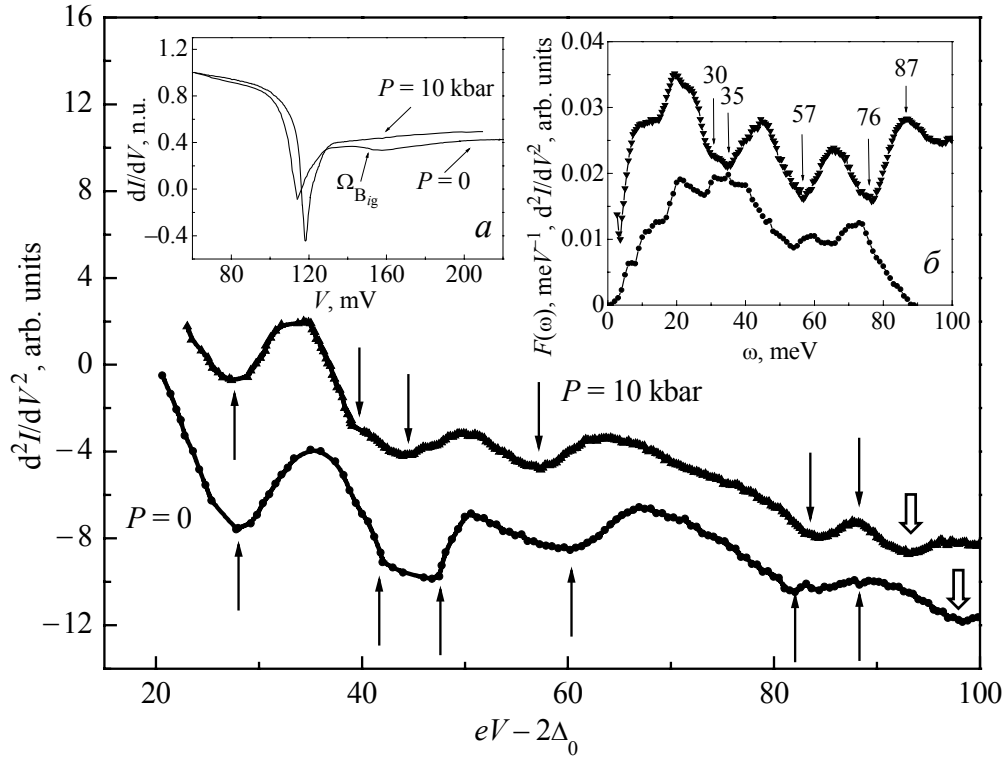


Рис. 3. Влияние давления ($P = 10$ kbar) на фононную структуру в производной d^2I/dV^2 тока S–с–S-контакта Bi2223–с–Bi2223. Стрелками отмечены характерные особенности спектра при $\hbar\omega = 27.8, 41.8, 47.3, 60.5, 83$ и 89 meV ($P = 0$) и $\hbar\omega = 28, 39.3, 44.3, 57.6, 84, 88$ meV ($P = 10$ kbar). На вставках: *a* – проводимость dI/dV контакта Bi2223–с–Bi2223; *б* – сравнение плотности фононных состояний купрата Bi2212 [71] с фононной структурой в d^2I/dV^2 контакта Bi2212–с–Bi2212 (пояснения в тексте)

$g(\omega) = \alpha^2(\omega)F(\omega)$ уравнениями Элиашберга [3,4,29,54]. Здесь $F(\omega)$ – плотность фононных состояний сверхпроводника, $\alpha^2(\omega)$ – «константа» электрон-фононной связи, которая в общем случае зависит от частоты ω фононов.

Согласно теории сильной связи пики в функции $g(\omega) = \alpha^2(\omega)F(\omega)$ при частотах Ω_i должны отражаться как минимумы в производной d^2I/dV^2 при смещениях $eV_i = \hbar\Omega_i + \Delta(T)$ [4,29,66]. Соответствие $eV_i = \hbar\Omega_i + \Delta(T)$ получено для N–S-контакта, где S – сверхпроводник с изотропным параметром порядка [29]. В купратах реализуется сверхпроводимость с анизотропной (и знакопеременной) d -волновой энергетической щелью $\Delta(\varphi) = \Delta_0 \cos(2\varphi)$ [17,18], где φ – угол в плоскости CuO_2 , Δ_0 – максимальное значение энергетической щели в антинодальном направлении. Однако если нет сильной зависимости от углов рассеяния матричного элемента ЭФВ $g_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$, то соотношение $eV_i = \hbar\Omega_i + \Delta(T)$ сохраняется и для контактов с анизотропным d -волновым сверхпроводником [67,68]. Для S–с–S-контактов сверхпроводник–сужение–сверхпроводник минимумы в производной d^2I/dV^2 должны проявляться при смещениях $eV_i = \hbar\Omega_i + 2\Delta_0$ ($T \ll T_c$)

[69]. Преимуществом андреевских контактов S–с–S является отсутствие туннельного барьера, что исключает проявление эффектов неупругого туннелирования через барьерные примесные состояния с участием фононов [70].

Анализ

На вставке *б* рис. 3 приведено сравнение фононной плотности состояний $F(\omega)$ купрата Bi2212 ($T_c = 91$ K) [71] с производной d^2I/dV^2 S–с–S-контакта Bi2212–Bi2212 (наши данные). Для удобства ось абсцисс подвинута на величину 2Δ купрата Bi2212. Как видим, в согласии с теорией сильной связи [4,29,66] пики в плотности состояний $F(\omega)$ при $\hbar\omega = 30\text{--}35, 59$ и 74 meV согласуются с минимумами в d^2I/dV^2 при $\hbar\omega = eV - 2\Delta = 30\text{--}35, 57$ и $76 (\pm 2)$ meV. Близкие фононные частоты, отражающиеся в туннельной плотности состояний, приведены в работах [72,73] и обзоре [4]. На конце фононного спектра $F(\omega)$ наблюдается пик в d^2I/dV^2 при $V - 2\Delta/e \approx 87 \pm 2$ mV. Четкое проявление фононной структуры в производной d^2I/dV^2 (вставка *б* на рис. 3) свидетельствует о большом времени жизни боголюбовских квазичастиц, т.е. о высоком качестве поверхности исследуемых контактов [74]. Особенность в спектре d^2I/dV^2 при $eV - 2\Delta = 35$ meV (вставка на рис. 1) соответствует энергии $\hbar\Omega_{B_{1g}} \approx 36$ meV изгибной фононной моды B_{1g} для купрата Bi2212 [64]. Согласно раман-спектрам [64] фонон B_{1g} при $\hbar\Omega = 36$ meV (285 cm⁻¹) характеризует антифазное (out-of-phase) движение атомов кислорода в плоскости CuO₂ поперек Cu–O-связям. Энергия $\hbar\Omega \sim 76$ meV (вставка *б* на рис. 3) соответствует так называемой «полудышащей» моде, которая, по данным неупругого рассеяния нейтронов [75] в купрате LSMO, имеет энергию $\hbar\omega \sim 73 \pm \pm 3$ meV и соответствует колебаниям кислорода в плоскости CuO₂ с импульсами на границе зоны Бриллюэна. Однако особенность при $\hbar\Omega \sim 76$ meV можно также объяснить взаимодействием электронов с кислородной раман-активной A_{1g} O₂-модой, $\hbar\Omega = 78 \pm 2$ meV, а также с ИК-активной A_{2u} O₂:O_{3'}-модой (колебания в плоскостях SrO, BiO с $\hbar\Omega = 73$ meV) [63,64]. В этом случае нет большой передачи импульса, необходимой для возбуждения «полудышащей» моды [75]. Энергия фононной моды $\hbar\Omega \sim 35$ meV согласуется с последними данными ARPES для нодальных направлений в зоне Бриллюэна [42].

Отметим, что в производной d^2I/dV^2 (вставка *б* на рис. 3) не выделяется вклад от локальной магнитной (π, π) резонансной моды [12], который должен был бы проявляться как глубокий провал в d^2I/dV^2 при смещении $V - 2\Delta/e \sim \Omega_{\text{res}} = 1.2\Delta \sim 48$ mV [39]. Явное отсутствие сигнала от магнитной моды в производной d^2I/dV^2 тока туннельного контакта электрон-допированных купратов отмечено также в работе [66]. Поэтому нет оснований считать, что магнитный резонансный пик [12] вносит в сверхпроводимость вклад больший, чем ЭФВ. Этот вывод не относится к возможному участию в

сверхпроводимости купратов широкого спектра спиновых флуктуаций [12], а также других высокочастотных бозонов [76], плавный характер спектральной функции которых не может вызвать резкие особенности в производной d^2I/dV^2 (рис. 3).

В производной d^2I/dV^2 контакта Bi2223–Bi2223 (основная панель рис. 3) отражается фононная структура как от плоскостей ОР купрата Bi2223 при $eV_i = \hbar\Omega_i + 2\Delta_0^{\text{OP}}$, так и от плоскостей IP при $eV_i = \hbar\Omega_i + 2\Delta_0^{\text{IP}}$. Ось абсцисс соответствует значениям $eV - 2\Delta_0^{\text{OP}}$, поэтому фононная структура от плоскости IP должна проявляться при $eV - 2\Delta_0^{\text{OP}} = \delta\Delta + \hbar\Omega_i$, где разность энергетических щелей $\delta\Delta = \Delta^{\text{OP}} - \Delta^{\text{IP}} \sim 10\text{--}20 \text{ meV}$ [19,45]. За когерентные свойства купрата Bi2223 отвечают преимущественно плоскости ОР. Поэтому фононная структура в d^2I/dV^2 в основном характеризует эффекты ЭФВ в плоскостях ОР. Исключение – провал в d^2I/dV^2 при энергии $eV - 2\Delta_0^{\text{OP}} \sim 98 \text{ meV}$ (жирные стрелки на рис. 3), которая существенно превышает верхнюю энергию $\hbar\omega_{\text{max}} \approx 85 \text{ meV}$ фононного спектра в Bi2212 и Bi2223 [62,64,71,77]. Эта особенность в производной d^2I/dV^2 может характеризовать виртуальные процессы ЭФВ с перескоками куперовских пар между плоскостями ОР и IP. Такие переходы с возбуждением апикальных фононов O2 [64] наиболее вероятны между триадами CuO₂-плоскостей в соседних ячейках Bi2223, когда электроны туннелируют через «диэлектрические» буферные слои. В результате фононная структура в функции $\Delta(\omega)$ будет отражаться не только при энергии $\hbar\omega_i = \hbar\Omega_i + \Delta^{\text{OP}}$, но и при $\hbar\omega_i = \hbar\Omega_i + \Delta^{\text{IP}}$, а в производной d^2I/dV^2 проводимости S–I–S- или S–N–S-контактов она проявится при смещениях $eV = 2\Delta^{\text{OP}} + \hbar\Omega_i$, $eV = \Delta^{\text{OP}} + \Delta^{\text{IP}} + \hbar\Omega_i$ и $eV = 2\Delta^{\text{IP}} + \hbar\Omega_i$. Ось абсцисс смещена на величину $2\Delta_0^{\text{OP}}$, соответственно в координатах $eV - 2\Delta_0^{\text{OP}}$ следует ожидать проявление фонона с энергией $\hbar\Omega_i$ при $eV - 2\Delta_0^{\text{OP}} = \hbar\Omega_i$ (основная структура), а также при $eV - 2\Delta_0^{\text{OP}} = \hbar\Omega_i + \delta\Delta$ и $eV - 2\Delta_0^{\text{OP}} = \hbar\Omega_i + 2\delta\Delta$, где $\delta\Delta = \Delta^{\text{IP}} - \Delta^{\text{OP}}$. Поэтому при разности $\delta\Delta = \Delta^{\text{IP}} - \Delta^{\text{OP}} \sim 10\text{--}15 \text{ meV}$ пик на границе фононного спектра при $\hbar\Omega_0 \sim 83 \text{ meV}$ может проявиться при $eV - 2\Delta_0^{\text{OP}} \sim 97 \text{ meV}$ (особенность, помеченная жирной стрелкой на рис. 3).

Под давлением возрастают оба параметра Δ^{OP} и Δ^{IP} , но энергетическая щель в оптимально допированной плоскости ОР (Δ^{OP}) возрастает с повышением давления в два раза быстрее, чем Δ^{IP} (см. рис. 2). В результате величина $\delta\Delta = \Delta^{\text{IP}} - \Delta^{\text{OP}}$ уменьшается, поэтому в координатах $eV - 2\Delta_0^{\text{OP}}$ положение особенностей на конце фононного спектра при $eV - 2\Delta_0^{\text{OP}} = \hbar\Omega_0 + \delta\Delta$ ($eV - 2\Delta_0^{\text{OP}} = \hbar\Omega_0 + 2\delta\Delta$) смещаются к меньшим энергиям (стрелка на рис. 3). То есть обнаруженный [31] «эффект смягчения» фононного спектра под давлением объясняется наличием в Bi2223 внешних (ОР) и внутренних (IP) плоскостей CuO₂, а также возможностью реализации механизма ЭФВ при виртуальных переходах электронов между этими плоскостями. Наблюдаемое согласование фононной структуры (рис. 3) с данными раман- и ИК-спектро-

скопии [64] показывает, что при таких переходах преобладают процессы с обменом оптическими фононами, т.е. процессы «рассеяния вперед» [4], которые эффективно соответствуют расширенной s -волновой симметрии энергетической щели и моделируются в приведенной выше схеме $(d + s)$ -параметра порядка. Отметим, что принципиальная возможность повышения температуры T_c благодаря виртуальным прыжкам куперовских пар между CuO_2 -плоскостями рассмотрена в двухслойной модели Хаббарда в работе [78], но механизм обмена виртуальными фононами не учитывался.

Строго говоря, метод неупругого рассеяния нейтронов [71], [79] находит не фононную плотность состояний $F(\omega)$, а обобщенный фононный спектр $P(\omega)$, в котором нет нормировки на сечение рассеяния нейтронов. Поэтому амплитудные значения $P(\omega)$ не могут служить надежным свидетельством о вкладе фононов в функцию $\alpha^2F(\omega)$ ЭФВ. Информацию об энергии ИК- и раман-активных оптических фононов дают спектры, которые демонстрируют практически полное совпадение частот для купратов Bi2212 , Bi2223 [62,64], но в Bi2223 наблюдаются дополнительные (слабо выраженные) моды при 127 cm^{-1} (16 meV) и 402 cm^{-1} (50 meV). Наиболее ярко в ИК-спектре Bi2223 отражаются раман-активная мода $A_{2u} \text{ O2:O3'}$ при 582 cm^{-1} (73 meV), раман-активная мода B_{1g} при 287 cm^{-1} (36 meV) и ИК-активная мода $A_{2u} \text{ O3O1}$ при 305 cm^{-1} (38 meV) [64]. В производной d^2I/dV^2 контакта Bi2223-c-Bi2223 (рис. 3) наиболее ярко отражаются моды в районе 39–47, 60 и 83 meV. Моды с $\hbar\Omega \leq 50 \text{ meV}$ также приводят к особенностям в проводимости контактов Джозефсона с Bi2223 [80]. Большая амплитуда особенности при $\sim 28 \text{ meV}$ может быть связана с отражением в производной d^2I/dV^2 пика в плотности электронных состояний при $\hbar\omega = \Delta^{\text{IP}}$, но может и соответствовать низкочастотным оптическим колебаниям, наблюдаемым также в туннельном спектре Bi2212 [72]. Наиболее яркая особенность спектра d^2I/dV^2 наблюдается при $eV - 2\Delta^{\text{OP}} = 39\text{--}47 \text{ meV}$. Эта особенность соответствует значениям моды B_{1g} и ИК-моды $A_{2u} \text{ O3O1}$ (колебания кислорода в плоскостях CuO , BiO) [64]. Следует отметить, что расчетные значения ИК-моды в районе 40 meV (320 cm^{-1}) находятся в широком интервале $304\text{--}442 \text{ cm}^{-1}$ [77], заведомо перекрывающем погрешность эксперимента (рис. 3). Спектр d^2I/dV^2 купрата Bi2223 (рис. 3) демонстрирует также широкую особенность при $\hbar\omega \sim 60 \text{ meV}$, которой может соответствовать раман-активная мода $A_{1g} \text{ O3}$ с энергией $\hbar\Omega = 58 \text{ meV}$ (463 cm^{-1}) (колебания кислорода в плоскости BiO) [64]. Для некоторых контактов Bi2223-c-Bi2223 проявлялась также особенность при энергии $\hbar\Omega \sim 70\text{--}75 \text{ meV}$, соответствующая ИК-колебаниям $A_{2u} \text{ O2:O3'}$ (73 meV) [64,81]. Последняя особенность спектра Bi2223 при $\hbar\omega \sim 83 \text{ meV}$ близка к энергии $\hbar\Omega = 78 \text{ meV}$ (627 cm^{-1}) колебаний апикального кислорода – раман-активной моды $A_{1g} \text{ O2}$ [64]. Смещение частот колебаний может быть обусловлено дефектами в буферных слоях между триадами CuO_2 -плоскостей [82,83].

Как и в купрате Bi2212, в Bi2223 особенность в производной d^2I/dV^2 , соответствующая граничной частоте ω_0 фононного спектра, наблюдается при $\hbar\omega_0 = eV - \Delta_0 \sim 84-87$ meV, что соответствует данным ИК-спектроскопии [64] и нейтронным данным [79]. Провал в производной d^2I/dV^2 при $eV - \Delta_0 = 89$ meV (отмечен стрелкой на рис. 3) находится вне границы фононного спектра Bi2223 в плоскости ОР и поэтому отражает фононную структуру в плоскости IP, граничная энергия ω_0 которой сдвинута относительно ω_0^{OP} на величину $\delta\Delta = \Delta_0^{\text{IP}} - \Delta_0^{\text{OP}} \sim 10$ meV (см. рис. 2). Возможен также сдвиг структуры на величину $2\delta\Delta \sim 20-30$ meV. В спектре ARPES Bi2223 аналогичный сдвиг «моды 40 meV» на параметр $\delta\Delta$ наблюдался в работе [56].

Согласно рис. 1 с ростом давления наблюдается некоторое превышение скорости приращения критической температуры $d(T_c)/dP = 0.16 \pm 0.2$ K/kbar над изменением $d(T_c)/dP \approx 0.1$ K/kbar, характерным для других купратов [46]. Это отклонение не может быть вызвано структурными переходами, которые в области оптимального допирования купратов типа Bi2223 отсутствуют [46], но может указывать на эффекты зонной структуры, например на влияние «расширенной» сингулярности Ван Хова [84]. Согласно рис. 3 давление ~ 10 kbar приводит к заметному ($\sim 1-2$ meV) смещению фононных частот $\hbar\omega \sim 42, 47, 60$ meV в сторону меньших энергий (характерная скорость $d \ln \Omega_{\text{B}_{1g}} / dP \approx -(4-6) \cdot 10^{-3}$ kbar $^{-1}$).

Только начальные и граничные частоты спектра (при $\hbar\omega \sim 83-89$ meV) изменяются в пределах линейной сжимаемости купратов ($d \ln a / dP \sim -1 \cdot 10^{-3}$ kbar $^{-1}$ [46]). Как отмечено выше, такое смещение особенностей в проводимости d^2I/dV^2 объясняется наложением вкладов в d^2I/dV^2 от туннелирования квазичастиц в IP- и ОР-плоскости с участием виртуальных прыжков куперовских пар между этими плоскостями. Под давлением параметр энергетической щели в плоскостях ОР увеличивается быстрее, чем в плоскостях IP (см. рис. 2). Поэтому в координатах $eV - 2\Delta^{\text{OP}}$ давление приводит к смещению структуры в d^2I/dV^2 от плоскости IP в сторону меньших энергий. На качественном уровне такие процессы объясняют смещение под давлением особенностей в d^2I/dV^2 к меньшим энергиям (рис. 3), однако для строгого анализа необходимы дополнительные теоретические и экспериментальные исследования. Амплитуда наблюдаемых особенностей в проводимости контактов с Bi2212 [72] и Bi2223 (рис. 3) не настолько велика, чтобы механизм ЭФВ в купратах можно было считать доминирующим [4]. Поэтому в наблюдаемое аномально быстрое увеличение отношения $2\Delta_0/k_B T_c$ с ростом давления [31] наиболее существенный вклад может внести конкуренция между псевдощелью Δ_{PG} и сверхпроводящей энергетической щелью Δ_0 [19,20,22-24]. Если давление увеличивает как параметр Δ_0 , так и псевдощель Δ_{PG} , то согласно данным ARPES [19] величина когерентной энергетической щели $\Delta_{\text{SC}} \propto T_c$ будет возрастать с повышением давления существенно медленнее параметра Δ_0 , что и приведет к значительному увеличению отношения $2\Delta_0/k_B T_c(P)$.

Выводы

Спектры d^2I/dV^2 туннельных и андреевских контактов (рис. 3) получены для квазичастиц, инжектируемых в плоскости CuO_2 в антинодальном направлении. Наиболее яркая особенность спектров отражает существенный вклад в спаривание B_{1g} -фононов (с энергией $\hbar\Omega \approx 35\text{--}40$ meV), что соответствует теории [59], согласно которой в CuO_2 -плоскости механизм ЭФВ эффективен только для B_{1g} -моды. Однако вопреки расчетам [59] в производной d^2I/dV^2 контактов с купратами Bi2212 и Bi2223 (рис. 3) отражается равноценный вклад фононов с энергией 28, 60, 75 и 83 meV. Это доказывает участие в спаривании широкого фононного спектра [4], причем с преобладанием процессов рассеянием вперед. Однако анализ влияния давления на фононную структуру в производной d^2I/dV^2 показал, что процессы рассеяния вперед реализуются не в самой плоскости CuO_2 , как предполагается в обзоре [4], а в результате скачков электронов между плоскостями CuO_2 , сопровождаемых виртуальным испусканием и поглощением фононов. Усиление механизма ЭФВ в таких процессах обусловлено тем, что электроны, проникающие в буферные слои купратов, испытывают сильное влияние неэкранированного кулоновского потенциала ионов.

Согласно формальному анализу [6] большое отношение $2\Delta_0/k_B T_c \approx 8\text{--}9$ в Bi2223 свидетельствует о реализации в купрате предела сильной связи, т.е. о преобладающем вкладе в механизм спаривания нижней части бозонного спектра [76]. В таком случае давление должно существенно влиять на отношение $2\Delta_0/k_B T_c$, уменьшая его, если характерные бозонные частоты с ростом давления уменьшаются и, наоборот, увеличивая, если эти частоты возрастают. Известно, что в купратах давление повышает частоты фононного спектра [46], противоположное поведение в металлах встречается редко [30,54]. Как показано выше, наблюдаемое уменьшение фононных частот (рис. 3) объясняется спецификой слоистой структуры Bi2223 . Нет оснований ожидать уменьшения с ростом давления и частоты резонансной спин-флуктуационной моды. Теоретический анализ в рамках модели флуктуационного обмена показал [85], что в купратах изменение T_c с повышением давления определяется как изменением ширины энергетической зоны, что увеличивает частоту резонансной моды, так и редуцированием воздействия на состояния CuO_2 -плоскости орбиталей апикального кислорода. Но в таком случае под давлением в равной мере будут увеличиваться T_c и параметр Δ_0 , в результате отношение $2\Delta_0/k_B T_c$ с ростом давления не меняется и только в пределе сильной связи может убывать. Эксперимент показывает обратный эффект: давление увеличивает отношение $2\Delta_0/k_B T_c$ [31], что противоречит наблюдению большой величины отношения $2\Delta_0/k_B T_c = 8\text{--}9$, характерной для предела сильной связи [6]. С другой стороны, как показано в настоящей работе, туннельный эффект однозначно показывает существенное участие фононов в механизме ВТСП. Противоречие снимается, если под давлением

увеличивается псевдощель Δ_{PG} , что однозначно приведет к уменьшению T_c [19] при сохранении параметра Δ_0 . Результат – существенное возрастание отношения $2\Delta_0/k_B T_c$ даже в пределе слабой связи. Такая ситуация в обычных сверхпроводниках [25,30,54] не реализуется.

1. *M.R. Norman*, in: *Novel Superfluids*, vol. 2, K.H. Bennemann and J.B. Ketterson (eds.), Oxford University Press (2013).
2. *D.J. Scalapino*, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1383 (2012).
3. *J.P. Carbotte, T. Timusk, J. Hwang*, *Rep. Prog. Phys.* **74**, 066501 (2011).
4. *E.G. Maksimov, M.L. Kulić, O.V. Dolgov*, *Adv. Condens. Matter. Phys.* **2010**, Article ID 423725 (2010).
5. *T. Senthil, P.A. Lee*, *Phys. Rev.* **B79**, 245116 (2009).
6. *D.S. Inosov, J.T. Park, A. Charnukha, Yuan Li, A.V. Boris, B. Keimer, V. Hinkov*, *Phys. Rev.* **B83**, 214520 (2011).
7. *Ø. Fischer, M. Kugler, I. Maggio-Aprile, Christophe Berthod*, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 353 (2007).
8. *Guo-meng Zhao*, *Physica Scripta* **83**, 038302 (2011).
9. *Б.Т. Гейликман, В.З. Кресин*, *ФТТ* **7**, 3294 (1965).
10. *Ю.А. Изюмов*, *УФН* **169**, 225 (1999).
11. *C. Berthod, Y. Fasano, I. Maggio-Aprile, A. Piriou, E. Giannini, G. Levy de Castro, Ø. Fischer*, *Phys. Rev.* **B88**, 014528 (2013).
12. *M. Eschrig*, *Adv. Phys.* **55**, 47 (2006).
13. *T.A. Maier, D. Poilblanc, D.J. Scalapino*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 237001 (2008).
14. *T. Dahm, V. Hinkov, S.V. Borisenko, A.A. Kordyuk, V.B. Zabolotnyy, J. Fink, B. Büchner, D.J. Scalapino, W. Hanke, B. Keimer*, *Nature Physics* **5**, 217 (2009).
15. *P. Hlobil, B. Narozhny, J. Schmalian*, *Phys. Rev.* **B88**, 205104 (2013).
16. *A. Damascelli, Z. Hussain, Z.-X. Shen*, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473 (2003).
17. *C.C. Tsui, J.R. Kirtley*, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 969 (2000).
18. *D.J. Scalapino*, *Phys. Reports* **250**, 331 (1995).
19. *S. Ideta, T. Yoshida, A. Fujimori, H. Anzai, T. Fujita, A. Ino, M. Arita, H. Namatame, M. Taniguchi, Z.-X. Shen, K. Takashima, K. Kojima, S. Uchida*, *Phys. Rev.* **B85**, 104515 (2012).
20. *J.W. Alldredge, K. Fujita, H. Eisaki, S. Uchida, K. McElroy*, *Phys. Rev.* **B87**, 104520 (2013).
21. *J.W. Alldredge, K. Fujita, H. Eisaki, S. Uchida, K. McElroy*, *Phys. Rev.* **B85**, 174501 (2012).
22. *T. Kurosawa, T. Yoneyama, Y. Takano, M. Hagiwara, R. Inoue, N. Hagiwara, K. Kurusu, K. Takeyama, N. Momono, M. Oda, M. Ido*, *Phys. Rev.* **B81**, 094519 (2010).
23. *A. Pushp, C.V. Parker, A.N. Pasupathy, K.K. Gomes, S. Ono, J. Wen, Z. Xu, G. Gu, A. Yazdani*, *Science* **324**, 1689 (2009).
24. *K. McElroy, D.-H. Lee, J.E. Hoffman, K.M. Lang, E.W. Hudson, H. Eisaki, S. Uchida, J. Lee, J.C. Davis*, *Science* **309**, 1048 (2005).
25. *A.A. Galkin, V.M. Svistunov*, *Phys. Status Solidi* **26**, K55 (1968).
26. *М.А. Белоголовский, А.А. Галкин, В.М. Свистунов*, *ФТТ* **17**, 145 (1975).

27. *A.I. D'yachenko, A.A. Kvachev, I.V. Kochergin, V.M. Svistunov*, Phys. Lett. **A150**, 121 (1990).
28. *А.И. Дьяченко, В.М. Свистунов, И.В. Кочергин, А.А. Квачев*, СФХТ **3**, 865 (1990).
29. *Е.Л. Вольф*, Принципы электронной туннельной спектроскопии, Наукова думка, Киев (1990).
30. *В.М. Свистунов, М.А. Белоголовский, О.И. Черняк*, УФН **151**, 31 (1987).
31. *В.М. Свистунов, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, Р. Аоки, Х. Мураками, М. Шираи*, ЖЭТФ **113**, 1397 (1998).
32. *G.D. Mahan*, Many-particle physics, Plenum Press, New York (1990).
33. *M.L. Kulić, O.V. Dolgov*, Phys. Rev. **B71**, 092505 (2005).
34. *S. Johnston, I.M. Vishik, W.S. Lee, F. Schmitt, S. Uchida, K. Fujita, S. Ishida, N. Nagaosa, Z.X. Shen, T.P. Devereaux*, Phys. Rev. Lett. **108**, 166404 (2012).
35. *Guo-meng Zhao*, Phys. Rev. **B75**, 140510 (2007).
36. *V.M. Svistunov, V.Yu. Tarenkov, A.I. D'yachenko, R. Aoki*, Physica **C314**, 205 (1999).
37. *А.И. Дьяченко*, ФТВД **9**, № 1, 87 (1999).
38. *N. Jenkins, Y. Fasano, C. Berthod, I. Maggio-Aprile, A. Piriou, E. Giannini, B.W. Hoogenboom, C. Hess, T. Cren, Ø. Fischer*, Phys. Rev. Lett. **103**, 227001 (2009).
39. *G. Yu, Y. Li, E.M. Motoyama, M. Greven*, Nature Phys. **5**, 873 (2009).
40. *M. Fujita, H. Hiraka, M. Matsuda, M. Matsuura, J.M. Tranquada, S. Wakimoto, G. Xu, K. Yamada*, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 011007 (2012).
41. *M.P.M. Dean, A.J.A. James, R.S. Springell, X. Liu, C. Monney, K.J. Zhou, R.M. Konik, J.S. Wen, Z.J. Xu, G.D. Gu, V.N. Strocov, T. Schmitt, J.P. Hill*, Phys. Rev. Lett. **110**, 147001 (2013).
42. *J. He, W. Zhang, Jin Mo Bok, D. Mou, Lin Zhao, Y. Peng, S. He, G. Liu, X. Dong, Jun Zhang, J.S. Wen, Z.J. Xu, G.D. Gu, X. Wang, Q. Peng, Z. Wang, S. Zhang, F. Yang, C. Chen, Zuyan Xu, H.-Y. Choi, C.M. Varma, X.J. Zhou*, Phys. Rev. Lett. **111**, 107005 (2013).
43. *D. Daghero, R.S. Gonnelli*, Supercond. Sci. Technol. **23**, 043001 (2010).
44. *S. Sasaki, Z. Ren, A.A. Taskin, K. Segawa, L. Fu, Y. Ando*, Phys. Rev. Lett. **109**, 217004 (2012).
45. *А.И. Дьяченко, В.Ю. Таренков, С.Л. Сидоров, В.Н. Варюхин, А.Л. Соловьев*, ФНТ **39**, 416 (2013).
46. *J. Schilling*, in: Handbook of High-Temperature Superconductivity, Springer, New York (2007).
47. *Y. Tanaka, S. Kashiwaya*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3451 (1995).
48. *В.М. Свистунов, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, И. Хатта*, Письма в ЖЭТФ **71**, 418 (2000).
49. *В.М. Свистунов, А.И. Дьяченко*, Металлофизика, Приложение 1, 169 (1989).
50. *В.М. Свистунов, О.И. Дьяченко, В.Ю. Таренков*, Вісник АН УРСР № 10, 21 (1988).
51. *S. Ideta, K. Takashima, M. Hashimoto, T. Yoshida, A. Fujimori, H. Anzai, T. Fujita, Y. Nakashima, A. Ino, M. Arita, H. Namatame, M. Taniguchi, K. Ono, M. Kubota, D.H. Lu, Z.-X. Shen, K.M. Kojima, S. Uchida*, Phys. Rev. Lett. **104**, 227001 (2010).
52. *M. Vishik, W.S. Lee, F. Schmitt, T.P. Devereaux, Z.-X. Shen, M. Hashimoto, D.H. Lu, R.-H. He, Z. Hussain, R.G. Moore, C. Zhang, W. Meevasana, T. Sasagawa, S. Uchida, S. Ishida, K. Fujita, M. Ishikado, Y. Yoshida, H. Eisaki*, Proc. Natl Acad. Sci. USA **109**, 18332 (2012).

53. *A. Maisuradze, A. Shengelaya, A. Amato, E. Pomjakushina, H. Keller*, Phys. Rev. **B84**, 184523 (2011).
54. *В.М. Свистунов, М.А. Белоголовский*, Туннельная спектроскопия квазичастичных возбуждений в металлах, Наукова думка, Киев (1986).
55. *G. Deutscher*, Rev. Mod. Phys. **77**, 109 (2005).
56. *S. Ideta, T. Yoshida, M. Hashimoto, A. Fujimori, H. Anzai, A. Ino, M. Arita, H. Namatame, M. Taniguchi, K. Takashima, К.М. Kojima, S. Uchida*, J. Phys.: Conf. Ser. **428**, 012039 (2013).
57. *T. Yoshida, M. Hashimoto, I.M. Vishik, Zhi-Xun Shen, A. Fujimori*, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 011006 (2012).
58. *E.E.M. Chia, D. Springer, S.K. Nair, X.Q. Zou, S.A. Cheong, C. Panagopoulos, T. Tamagai, H. Eisaki, S. Ishida, S. Uchida, A.J. Taylor, Jian-Xin Zhu*, New J. Phys. **15**, 103027 (2013).
59. *S. Johnston, F. Vernay, B. Moritz, Z.-X. Shen, N. Nagaosa, J. Zaanen, T.P. Devereaux*, Phys. Rev. **B82**, 064513 (2010).
60. *J. Lee, K. Fujita, K. McElroy, J.A. Slezak, M. Wang, Y. Aiura, H. Bando, M. Ishikado, T. Masui, J.X. Zhu, A.V. Balatsky, H. Eisaki, S. Uchida, J.C. Davis*, Nature **442**, 546 (2006).
61. *T. Cuk, F. Baumberger, D.H. Lu, N. Ingle, X.J. Zhou, H. Eisaki, N. Kaneko, Z. Husain, T.P. Devereaux, N. Nagaosa, and Z.-X. She*, Phys. Rev. Lett. **93**, 117003 (2004).
62. *A.V. Boris, D. Munzar, N.N. Kovaleva, B. Liang, C.T. Lin, A. Dubroka, A.V. Pimenov, T. Holden, B. Keimer, Y.-L. Mathis, C. Bernhard*, Phys. Rev. Lett. **89**, 277001 (2002).
63. *M. Limonov, S. Lee, S. Tajima, A. Yamanaka*, Phys. Rev. **B68**, 060506 (2003).
64. *N.N. Kovaleva, A.V. Boris, T. Holden, C. Ulrich, B. Liang, C.T. Lin, B. Keimer, C. Bernhard, J.L. Tallon, D. Munzar, A.M. Stoneham*, Phys. Rev. **B69**, 054511 (2004).
65. *С.И. Белобородько, А.Н. Омелянчук*, ФНТ **14**, 322 (1988).
66. *Guo-meng Zhao*, Phys. Rev. Lett. **103**, 236403 (2009).
67. *A.I. D'yachenko, V.M. Svistunov*, Proc. SPIE, Vol. 2696, Spectroscopic Studies of Superconductors (1996), p. 402.
68. *А.И. Дьяченко, В.М. Свистунов*, ФНТ **22**, 547 (1996).
69. *В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, С.Л. Сидоров, В.А. Бойченко, Д.И. Бойченко, А. Plecenik, S. Benacka*, ФТТ **51**, 1678 (2009).
70. *А.И. Дьяченко*, ФТВД **8**, № 3, 51 (1998).
71. *B. Renker, F. Gompf, D. Ewert, P. Adelman, H. Schmidt, E. Gering, H. Mutka*, J. Phys. B: Condens. Matter **77**, 65 (1989).
72. *D. Shimada, N. Tsuda, U. Paltzer, F.W. de Wette*, Physica **C298**, 195 (1998).
73. *R.S. Gonnelli, G.A. Ummarino, V.A. Stepanov*, Physica **C275**, 162 (1997).
74. *А.И. Дьяченко*, ФНТ **20**, 793 (1994).
75. *R.J. McQueeney, Y. Petrov, T. Egami, M. Yethiraj, G. Shirane, Y. Endoh*, Phys. Rev. Lett. **82**, 628 (1999).
76. *F. Cilento, S. Dal Conte, G. Coslovich, F. Banfi, G. Ferrini, H. Eisaki, M. Greven, A. Damascelli, D. van der Marel, F. Parmigiani, C. Giannetti*, J. Phys.: Conf. Ser. **449**, 012003 (2013).
77. *C. Falter*, Phys. Status Solidi **B242**, 78 (2005).
78. *K. Nishiguchi, K. Kuroki, R. Arita, T. Oka, H. Aoki*, Phys. Rev. **B88**, 014509 (2013).

79. П.П. Паршин, М.Г. Землянов, А.В. Иродова, П.И. Солдатов, С.Х. Сулейманов, ФТТ **38**, 1665 (1996).
80. Ya.G. Ponomarev, Hoang Hoai Van, S.A. Kuzmichev, S.V. Kulbachinskii, M.G. Mikhchev, M.V. Sudakova, S.N. Tchesnokov, JETP Letters **96**, 743 (2013).
81. A.A. Tsvetkov, D. Dulić, D. van der Marel, A. Damascelli, G.A. Kaljushnaia, J.I. Gorina, N.N. Senturina, N.N. Kolesnikov, Z.F. Ren, J.H. Wang, A.A. Menovsky, T.T.M. Paalstra, Phys. Rev. **B60**, 13196 (1999).
82. S. Mohan, P. Murugesan, Journal of Physical Science (India) **17**, № 2, 51 (2006).
83. G.V.M. Williams, D.M. Pooke, D.J. Pringle, H.J. Trodahl, J.L. Tallon, J. Quilty, N. Malde, J.L. Macmanus-Driscoll, A. Crossley, and L.F. Cohen, Phys. Rev. **B62**, 1379 (2000).
84. А.И. Дьяченко, ФТВД **11**, № 2, 45 (2001).
85. H. Sakakibara, K. Suzuki, H. Usui, K. Kuroki, R. Arita, D.J. Scalapino, H. Aoki, J. Phys.: Conf. Ser. **454**, 012021 (2013).

A.I. D'yachenko, V.Yu. Tarenkov

EFFECTS OF PRESSURE ON THE SPECTROSCOPIC CHARACTERISTICS OF Bi2223 CUPRATES

In this paper, we investigated the effect of hydrostatic pressure on the tunneling spectrum of the $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_{1.8}\text{Ca}_{2.2}\text{Cu}_3\text{O}_x$ cuprate (Bi2223) ($T_c \approx 110$ K). It is shown that the pressure increases the critical temperature T_c , the energy gap parameter Δ_0 , and the ratio $2\Delta_0/k_B T_c$. The observed structure in the derivative d^2I/dV^2 of the current of tunnel junction Bi2223–Bi2223 was consistent with the known data on the phonon spectrum of Bi2223, indicating the significant contribution of the electron-phonon interaction (EPI) to the mechanism of high-temperature superconductivity. Also anomalous softening of the phonon frequencies under the influence of pressure is observed. The observed anomalies are explained in the model taking into account the possibility of EPI implementation in cuprates with electrons hopping between the CuO_2 planes.

Keywords: cuprate superconductors, phonons, tunneling phenomena, effects of pressure

Fig. 1. Temperature dependence of the resistance R of the Bi2223 plate at pressure P , kbar: 1 – 0, 2 – 10. The inset presents the pressure effect on R at $T = 130$ K

Fig. 2. Conductivity of the Ag–Bi2223 N–S contact at pressure P , kbar: 1 – 0, 2 – 10

Fig. 3. Effect of pressure ($P = 10$ kbar) on the phonon structure in the derivative d^2I/dV^2 of the current of S–c–S contact of Bi2223–c–Bi2223. The arrows indicate the characteristics of the spectrum at $\hbar\omega = 27.8, 41.8, 47.3, 60.5, 83$ and 89 meV ($P = 0$), and $\hbar\omega = 28, 39.3, 44.3, 57.6, 84, 88$ meV ($P = 10$ kbar). The inset: a – conductance of dI/dV contact of Bi2223–c–Bi2223; b – comparison of the phonon density of states of cuprate Bi2212 [71] with the phonon structure in d^2I/dV^2 contact of Bi2212–c–Bi2212 (explanations in the text)