

Влияние высоких давлений на фононный спектр Bi2223 в андреевских контактах

В. М. Свистунов, В. Б. Таренков, А. И. Дьяченко

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail: svistuno@sts.dipt.donetsk.ua*

Р. Аоки

Faculty of Engineering Osaka University, Suita 565, Yamada-oka 2-1, Japan

Статья поступила в редакцию 24 марта 1997 г., после переработки 19 мая 1997 г.

В купратах Bi2223 обнаружено «смягчение» под действием давления высокочастотной части фононного спектра, соответствующего дышащим модам кислорода, а также другим колебательным модам Cu–O. Полученный результат объясняет наблюдаемый рост отношения $2\Delta/kT_c$ в рамках модели сильного электрон-фононного взаимодействия.

В купратах Bi-2223 найдено «пом'якшення» під дією тиску високочастотної частинки фононного спектра, що відповідає дихаючим модам кисню, а також іншим коливальним модам Cu–O. Отриманий результат пояснює спостережуваний зріст співвідношення $2\Delta/kT_c$ у рамках моделі сильної електрон-фононної взаємодії.

PACS: 74.50.+r, 74.76.Bz

Введение

Необычная симметрия параметра порядка в высокотемпературных сверхпроводниках предполагает нефононный механизм спаривания, однако роль электрон-фононного взаимодействия может быть значительной [1–3]. Фононный спектр купратов простирается до 100 мВ и, как показали предыдущие исследования [1–5], имеется сильная связь электронов с фононами высоких энергий. В настоящей работе этот факт подтверждается экспериментами по упругой спектроскопии электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в *S–c–S*-микроконтактах андреевского типа при гидростатических давлениях (здесь *S* — сверхпроводник, *c* — нормальное сужение).

Туннельные исследования обычных сверхпроводников при высоких давлениях убедительно показали, что отклонение отношения $R = 2\Delta/kT_c$ от универсального значения БКШ $R = 3,53$ связано с сильным ЭФВ [6,7]. В анизотропных высокотемпературных сверхпроводниках универсальной связи между $2\Delta_{\max}$ и T_c нет, $\Delta_{\max} = \max(\Delta(\mathbf{k}))$. Тем не менее ЭФВ может вносить заметный вклад в соотношение $R = 2\Delta_{\max}/kT_c$. Как и в случае

обычных сверхпроводников, этот вклад должен проявиться при высоких давлениях P , поскольку наибольшее влияние на зависимость $R(P)$ будут оказывать фононные частоты, которые лежат в нижней части бозонного спектра купратов.

Для того чтобы выделить такой вклад, а значит, прояснить роль ЭФВ в высокотемпературной сверхпроводимости, необходимо измерить R и фононные частоты ω под давлением. Для этой цели неприменимы известные данные рамановской спектроскопии по $\omega(P)$ [2], так как этот метод определяет фононные частоты $\omega_{\mathbf{q}}$ при $\mathbf{q} = 0$, т.е. в центре зоны Бриллюэна. В то же время наибольший вклад в сверхпроводимость вносят фононы с большими векторами $\mathbf{q} \sim \pi/a$, где a — постоянная решетки. Именно такие фононы регистрируются контактными методами [4,7], поэтому получаемая этим методом информация об $\omega(P)$ более точно отражает электрон-фононное взаимодействие в сверхпроводниках.

Влияние давления на параметр $R = 2\Delta/kT_c$ изучалось в работе [8]. В данной работе представлены результаты комплексных исследований эффекта андреевского отражения в *S–c–S*-контактах, которые позволяют одновременно опреде-

лечь как отношение $R = 2\Delta/kT_c$, так и сдвиг фоннных частот $\omega(P)$ при различных давлениях. Как известно [9], при сильном ЭФВ появляется частотная зависимость функции энергетической щели $\Delta(\omega)$, а динамическая проводимость G контакта S - c - N имеет вид

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

где R_N — сопротивление контакта в нормальном состоянии. Из выражения (1) следует, что по данным о производной dG/dV можно (как и в случае туннельного контакта [1]) получить информацию об электрон-фоннном взаимодействии в сверхпроводнике ($\alpha^2 F(\omega)$ и $\Delta(\omega)$) [10]. Для контактов типа S - c - S аналогичные особенности в проводимости σ , обусловленные сильным ЭФВ, должны проявиться при напряжениях смещения $eV = \hbar\omega_1 + 2\Delta$, где ω_1 — характерные частоты фоннной плотности состояний $F(\omega)$.

Эксперимент и анализ результатов

Эффекты андреевского отражения наблюдались в висмутовых купратах (95% фазы $\text{Bi}_{1,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Sr}_{1,8}\text{Ca}_{2,2}\text{Cu}_3\text{O}_x$ (Bi2223), $T_c = 110$ К), приготовленных методом твердофазного синтеза их химически чистых оксидов. Пластины висмутовой керамики размерами $1 \times 0,1 \times 0,01$ см получались обжатием порошка между стальными наковальнями с поддержками из медной проволоки при давлениях 30–40 кбар. Начальный диаметр проволочек (0,25 мм) задавал конечную толщину пластин. Готовые пластины с серебряными токовыми и потенциальными контактными площадками отжигались при температуре $T = 845$ °С. Керамические образцы приклеивались к гибкой стальной подложке и покрывались слоем лака. Подложка изгибалась до образования микротрещины в керамике, что контролировалось по изменению сопротивления образца. В результате возникал микроконтакт типа «break junction», который был либо туннельным ($R_N \sim 50$ – 100 Ом), либо контактом S - c - S -типа с обычной проводимостью ($R_N \sim 1$ – 5 Ом). Контакты с обычной проводимостью оказались гораздо более устойчивыми к изменениям давления, что позволило провести полный цикл исследований при высоких давлениях. Кроме того, в контактах андреевского типа энергетическая щель сверхпроводника про-

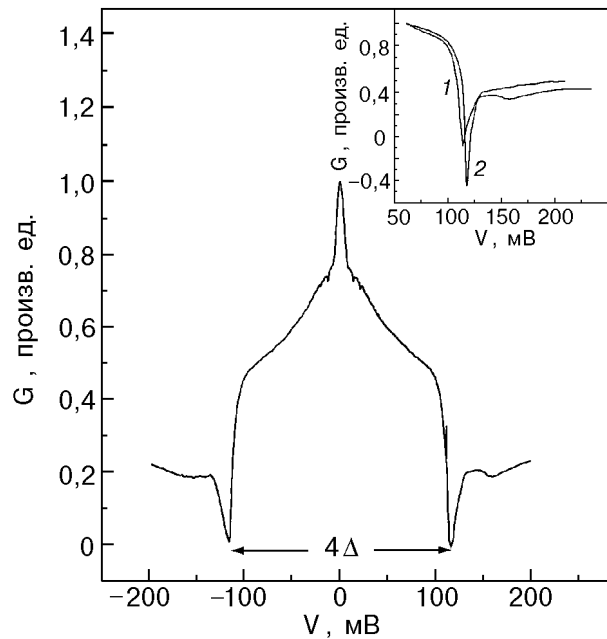


Рис. 1. Характеристика динамической проводимости контакта S - c - S , демонстрирующая особенности энергетической щели при $eV = 2\Delta$. На вставке — влияние давления на щель: $P = 0$, $2\Delta = 114$ мэВ, $T_c = 110$ К (1); $P = 10$ кбар, $2\Delta = 117$ мэВ, $T_c = 111,5$ К (2).

являлась более ярко, чем в туннельных образцах, что существенно для определения изменения $2\Delta/kT_c$.

Гидростатическое давление до 15 кбар создавалось в камере поршень — цилиндр. Металлический характер контакта S - c - S контролировался по температурной зависимости его сопротивления и по слабой реакции проводимости контакта на давление. При низких ($T < T_c$) температурах вольт-амперные характеристики образцов S - c - S имели избыточный ток, что является надежным признаком контактов с непосредственной (обычной) проводимостью [4,10].

На рис. 1 представлена зависимость $G(V)$ S - c - S -контакта, демонстрирующая энергетическую щель при $eV = 2\Delta = 114$ мэВ ($T = 77$ К). Аналогичное проявление суммы энергетических щелей S - c - S -контакта Nb-Nb наблюдалось в работе [11]. Как и в работе [8], температурная зависимость $\Delta(T)$ соответствовала кривой БКШ.

При напряжениях eV больших 2Δ в проводимости S - c - S -образцов наблюдались особенности, которые можно интерпретировать как отражение фоннной структуры исследуемого металлооксида (рис. 2). Доказательством спектроскопического характера этих особенностей служит то, что для разных контактов, как с туннельной, так и с непосредственной проводимостью, их положение,

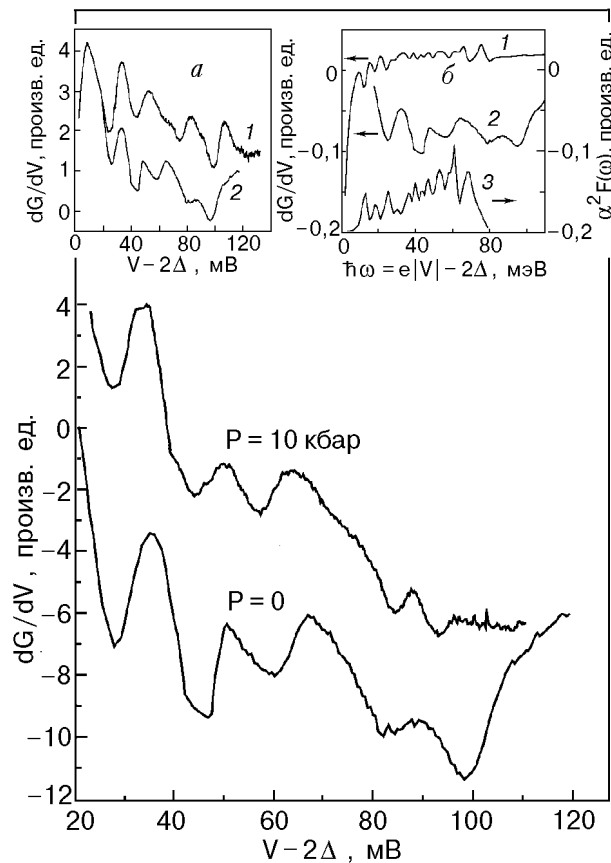


Рис. 2. Влияние давления на спектры $dG/dV = d^2I/dV^2$ андреевского отражения в контактах S - c - S . На вставке a – производные проводимости андреевского (2) и туннельного (1) контактов; b – расчетная зависимость dG/dV для андреевского контакта с Bi2212 (1) и соответствующая функция ЭФВ (3) [12], экспериментальная кривая dG/dV для фазы Bi2223 (2).

отсчитанное от суммы энергетических щелей 2Δ , практически совпадало (рис. 2, вставка a). Особенности экспериментальной кривой согласуются с некоторыми пиками функции $F(\omega)$ (вставка b на рис. 2), однако экспериментальный спектр более размыт. Кроме того, согласно [12], фононный спектр Bi2223 заканчивается в районе 80 мэВ, тогда как в спектре андреевского отражения наблюдается особенность при $eV - 2\Delta = 90-95$ мэВ. Аналогичный результат получен и для туннельных S - I - S -контактов (вставка a на рис. 2), хотя в случае андреевских S - c - S -контактов параметр $2\Delta = 2\Delta_{\max} = 114$ мэВ намного больше, чем в туннельных ($2\Delta = 70-84$ мэВ).

Влияние давления 10 кбар на структуру второй производной тока одного из исследуемых андреевских S - c - S -контактов представлено на рис. 2. Как видим, начальная область фононного спектра Bi2223 мало меняется под воздействием давления, $d \ln \omega / dP = (1-1,5) \cdot 10^{-3}$ кбар $^{-1}$ (это соответству-

ет данным раман-спектроскопии [2]). Наиболее значительные изменения произошли в высокочастотной области спектра при $\hbar\omega = 70-95$ мэВ, где давление привело к существенному уменьшению энергии фононов, $d \ln (\omega) / dP = -6 \cdot 10^{-3}$ кбар $^{-1}$.

Для выяснения общего характера проявления фононной структуры в спектрах андреевского отражения в купрате Bi2223 был проведен расчет по формуле (1), где комплексный параметр щели $\Delta(\omega)$ находился из точного решения уравнений Элиашберга для фононной плотности состояний $F(\omega)$ в Bi2223 [12]. Влияние высокочастотной части бозонного спектра (т.е. нефононного механизма высокотемпературной сверхпроводимости) формально учитывалось заменой кулоновского псевдопотенциала μ^* на $\mu^* - \lambda_p$, где λ_p – эффективная константа связи с высокочастотными бозонами. Величина константы электрон-фононной связи $\alpha^2(\omega)$ в функции $g(\omega) = \alpha^2(\omega)F(\omega)$ находилась методом, изложенным в работе Локи и др. [13], а константа ЭФВ λ выбиралась из условия согласования вычисленной критической температуры с экспериментальным значением T_c . В частности, при $\lambda \approx 3,3$ и $\mu^* = 0,1$ ($\lambda_p = 0$) расчетные значения величин критической температуры и энергетической щели составляли $T_c = 110$ К, $\Delta = 27$ мэВ. При учете нефононного механизма ($\lambda_p > 0$) константа ЭФВ λ уменьшалась до значений $\lambda = 1,63$ при $\lambda_p = 0,2$, но при этом характер фононной структуры в dG/dV сохранялся. И в анизотропном случае основные фононные особенности в dG/dV остаются привязанными к некоторому эффективному значению энергетической щели [14].

Расхождение с экспериментом в величине параметра Δ неудивительно, так как исследуемый сверхпроводник Bi2223 обладает большой анизотропией $\Delta(\mathbf{k})$. При андреевском же отражении всегда регистрируется ее максимальное значение Δ_{\max} , тогда как решение изотропных уравнений Элиашберга определяет некое эффективно среднее значение энергетической щели (именно это значение регистрируется в туннельных контактах при диффузном рассеянии электронов на границе диэлектрик – сверхпроводник).

Хотя проведенные расчеты имеют качественный характер, они позволяют установить общий вид спектра dG/dV и его изменение под давлением $P = 10$ кбар. Соответствующее изменение фононного спектра находилось путем сдвига характерных пиков в $F(\omega)$ на величину $\delta\omega(P)$, полученную в эксперименте. Для экспериментального значения $T_c(P) = 111,5$ К ($P = 10$ кбар) получена величина $\lambda = 3,46$ (при $\mu^* = 0,1$ и $\lambda_p = 0$) (эксперимен-

тальное значение $2\Delta(P) = 117,5$ мэВ). Таким образом, в приближении сильного (изотропного) механизма ЭФВ изменение отношения $R = 2\Delta/kT_c$ под давлением составило $\delta = (R(P) - R(0))/R(0) = 0,018$, что очень близко к экспериментальному значению $\delta = 0,017$ и величине $\delta = 0,02$, полученной из простой формулы Гейликмана — Кресина

$$\frac{2\Delta_{\max}}{kT_c} = C \left(1 + 5,3 \left[\frac{T_c}{\omega_0} \right]^2 \ln \left[\frac{\omega_0}{T_c} \right] \right) \quad (2)$$

для характерной фононной частоты дышащей моды $\omega_0 = 75$ мэВ (в теории БКШ — Элиашберга константа $C = 3,53$). Полученный результат оправдывает применение выражения (2) для анизотропных купратных сверхпроводников, в которых константа C не является универсальной постоянной (связь этой константы с конкретной зависимостью $\Delta(\mathbf{k})$ установлена, например, в работе [15]).

Выводы

Результаты экспериментов показали, что в купрате Bi2223 наибольшему изменению под действием давления подвергаются высокочастотные фононы, связанные с оптическими колебаниями атомов кислорода и его окружения. Эти частоты соответствуют энергиям 70–100 мэВ, в частности дышащей моде при $\hbar\omega = 70$ –75 мэВ. Как в туннельных, так и в андреевских спектрах проявляется особенность при $\hbar\omega \approx 95$ мэВ, хотя расчетный фононный спектр в [12] обрывается при 80 мэВ. Несколько дальше (до 85 мэВ) простирается функция $F(\omega)$ в Bi2212, по данным неупругой нейтронной спектроскопии [16]. Для LaSrCuO край фононного спектра приходится на энергию $\hbar\omega \approx 95$ мэВ [17].

Проведенные расчеты могут претендовать только на качественный анализ. Тем не менее они показали, что экспериментально наблюдаемое уменьшение частот верхней части фононного спектра позволяет объяснить обнаруженное возрастание отношения $(2\Delta_{\max}/kT_c)(P)$. По существу, согласие с экспериментом получается, если использовать простое обобщение формулы Гейликмана — Кресина (2), где $C = C(\mathbf{k})$ — некоторая константа, определяемая анизотропным механизмом спаривания в купратах. Характерной фононной частотой ω_0 является дышащая мода, энергия которой под действием давления уменьшается со скоростью $d \ln \omega/dP = -6 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹. Это означает, что наблюдаемое увеличение отношения

$2\Delta_{\max}/kT_c$ под давлением практически полностью обусловлено сильным электрон-фононным взаимодействием.

Работа поддержана ТАО-грантом (Telecommunications Advancement Organization of Japan). Один из авторов (В.М.С.) благодарен д-ру С. Lobb (Maryland Center for Superconductivity Research, U.S.A.) и проф. G. Plitnik (Frostburg University, U.S.A.) за полезные дискуссии.

1. В. М. Свистунов, М. А. Белоголовский, А. И. Хачатуров, *УФН* **163**, 61 (1993).
2. A. P. Litvinchuk, C. Thompson, and M. Cardona, in: *Physical Properties of High Temperature Superconductors*, D. M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1994), p. 375.
3. A. P. Litvinchuk and W. Reichardt, in: *Physical Properties of High Temperature Superconductors*, D. M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1994), p. 295.
4. И. К. Янсон, *ФHT* **17**, 275 (1991).
5. R. Aoki, H. Murakami, T. Kita, M. Shirai, Y. Nishihio, V. M. Svistunov, A. I. D'yachenko, and D. N. Afanasyev, *Physica* **B219/220**, 172 (1996).
6. A. A. Galkin and V. M. Svistunov, *Phys. Status Solidi* **26**, K55 (1968).
7. В. М. Свистунов, М. А. Белоголовский, О. И. Черняк, *УФН* **151**, 31 (1987).
8. В. Ю. Таренков, А. В. Абалешев, А. И. Дьяченко, В. М. Свистунов, Р. В. Луцив, Ю. Н. Мясодев, *ФHT* **22**, 613 (1996).
9. А. И. Омелянчук, С. И. Белобородько, И. О. Кулик, *ФHT* **14**, 1142 (1988).
10. А. В. Хоткевич, В. В. Хоткевич, И. К. Янсон, Г. В. Камарчук, *ФHT* **16**, 1198 (1990).
11. O. Hoffmann Soerensen, B. Kofoed, N. F. Pedersen, and S. Shapiro, *Phys. Rev.* **B9**, 3746 (1974).
12. S. Mase and T. Yasuda, *Solid State Commun.* **68**, 655 (1988).
13. R. Aoki, H. Murakami, and T. Kita, *Physica* **C235–240**, 1891 (1994).
14. А. И. Дьяченко, В. М. Свистунов, *ФHT* **22**, 547 (1996).
15. K. Langfeld and E. Frey, *Phys. Rev.* **B48**, 4176 (1993-II).
16. B. Renker, F. Gompf, E. Gering, and D. Ewert, *Physica* **C162–164**, 462 (1989).
17. B. Renker, F. Gompf, E. Gering, N. Nucker, D. Ewert, W. Reichardt, and H. Rietschel, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, 2143 (1987).

Effect of high pressures on the Bi2223 phonon spectrum in Andreev junctions

V. M. Svistunov, V. Yu. Tarenkov,
A. I. D'yachenko, and R. Aoki

«Softening» of the high-frequency phonon modes in Bi2223 under pressure is found. These modes correspond to the breathing oxygen ones and other oscillating Cu–O modes. The result obtained explains the observed rise in the $2\Delta/kT_c$ ratio in the framework of the strong electron-phonon interaction model.