

ТУННЕЛИРОВАНИЕ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

В.М. Свистунов, В.Н. Леонова
НТУ «Харьковский политехнический институт»,
г. Харьков, Украина

Представлен обзор экспериментальных исследований эффектов электронного туннелирования и андреевского отражения электронов в низкотемпературных (НТСП) и высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) в условиях гидростатического сжатия до 15 кбар. Анализируются изменения энергетической щели и ее анизотропии, фононных спектров НТСП и массивных ВТСП. Обнаружен эффект частотной зависимости микроскопического параметра Грюнрайзена. В отличие от НТСП в ВТСП наблюдается заметное смягчение высокочастотной части фононного спектра, соответствующего «дышащим» модам кислорода. Эффект возрастания отношения $2\Delta/kT_c(P)$ достаточно хорошо объясняется наблюдаемым уменьшением частот верхней границы фононного спектра ВТСП, т.е. практически полностью обусловлен сильным электрон-фононным взаимодействием (ЭФВ).

ВВЕДЕНИЕ

Велика роль высоких давлений в современной жизни – это, в конечном итоге, и материалы с необыкновенными свойствами, и соответствующие технологии и т. д. Вместе с тем, получение физической информации в области высоких давлений связано с большими экспериментальными трудностями. В первую очередь это относится к исследованиям энергетических спектров квазичастиц – электронов, фононов, магнонов и т. п.

Анализ литературных данных 60-х годов области изучения сверхпроводников под давлением свидетельствовал о существовании «белых пятен». О положении дел в этом направлении исследований того времени можно судить по замечаниям К. Свенсона: «...экспериментальных данных, обладающих точностью, достаточной для ... сравнения, в настоящее время не существует» [1], а также Н.Б. Брандта и Н.И. Гинзбурга: «...можно констатировать, что в настоящее время данные о механизме влияния давления на T_K противоречивы» [2]. Поэтому применение в такого рода исследованиях туннельного эффекта казалось необходимым, и можно было ожидать получения качественно новых результатов. К концу 60-х годов был накоплен громадный материал об изменениях макроскопических характеристик T_K и H_K .

Существенный вклад в формирование представлений о поведении сверхпроводников под давлением внесли исследования советских физиков: Б.Г. Лазарева (Физико-технический институт АН УССР), Н.Е.Алексеевского (Институт физических проблем АН СССР), Н.Б.Брандта (Московский государственный университет), Е.С. Ицкевича (Институт физики высоких давлений АН СССР).

Впервые об экспериментах по наблюдению туннельных эффектов в сверхпроводниках под давлением А.А. Галкин и В.М. Свистунов сообщили на XIV Всесоюзном совещании по физике низких температур в июне 1967 г. Давления создавались в «ледовой бомбе» конструкции Б.Г. Лазарева и Л.С. Кан и были небольшими – 2 кбар, тем не менее, изменения энергетической щели свинца оказались достаточно

заметными. Затем диапазон давлений был расширен до 15 кбар, что позволило надежно наблюдать эффект более быстрого изменения щели, чем критической температуры в свинце [3].

С подключением техники высоких давлений проведение туннельных экспериментов заметно усложнилось, так как в условиях сильного сжатия трудно сохранить тончайший ($\sim 10^{-7}$ см) зазор между двумя электродами.

Основное содержание обзора составляют результаты систематического изучения в Донецком физико-техническом институте АН УССР (с 1967 по 2002 г.) одночастичных туннельных эффектов в условиях гидростатического сжатия низкотемпературных (НТСП) и высокотемпературных (ВТСП) сверхпроводников под давлением до 15 кбар при низких температурах до 1,1 К.

Удалось решить проблему (вообще-то существующую и без применения давления) технологии изготовления высококачественных туннельных барьеров с достаточной механической прочностью, чтобы обеспечить туннельную природу тока во всем диапазоне давлений. Это позволило вести исследования в таких направлениях, как сверхпроводимость, эффект близости, решеточные и электронные свойства, квантовые размерные эффекты, фазовые превращения и собственно туннельные явления.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Конечный этап туннельного эксперимента при изучении сверхпроводников – реконструкция спектральной функции ЭФВ $g(\omega) = \alpha^2 F(\omega)$. Она определяет основные параметры сверхпроводника, в том числе параметр энергетической щели $\Delta(\omega)$, критическую температуру T_K и функцию перенормировки нормального металла $Z_N(\omega)$ [4]. В частности, вблизи поверхности Ферми меняется масса электрона: $m^* = m \operatorname{Re} Z_N(0)$, где $\operatorname{Re} Z_N(0) = 1 + \lambda$.

$$\lambda = 2 \int_0^{\infty} \frac{g(\omega)}{\omega} d\omega. \quad (1)$$

Константа электрон-фононной связи λ играет большую роль в теории сверхпроводимости и входит в приближенное соотношение для T_K [4]:

$$T_K = \frac{\langle \omega \rangle}{1.2} \exp \left[- \frac{1.04(1 + \lambda)}{\lambda - \mu^*(1 + 0.62\lambda)} \right]. \quad (2)$$

Здесь μ^* – кулоновский псевдопотенциал, равный примерно 0,1 для непреходных металлов,

$$\langle \omega \rangle = \frac{2A^2}{\lambda}, \quad A^2 = \int_0^\infty g(\omega) d\omega. \quad (3)$$

Другой важной характеристикой является первый момент функции ЭФВ:

$$\bar{E} = \int_0^\infty g(\omega) \omega d\omega = \frac{N(0) \langle J^2 \rangle}{2M}, \quad (4)$$

где $N(0)$ – плотность электронных состояний на поверхности Ферми; $\langle J^2 \rangle$ – квадрат матричного элемента электрон-фононного взаимодействия; M – масса иона.

1. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФУНКЦИИ ЭФВ

В ходе экспериментальных исследований был разработан метод обработки туннельных характеристик и конструкции спектральной функции ЭФВ [5]. Исходной для ее нахождения является туннельная плотность состояний:

$$N_T(\omega) = \text{Re} \left\{ \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - \Delta^2(\omega)}} \right\} = \text{Re} S(\omega). \quad (5)$$

Количественная связь между $\Delta(\omega)$ и функцией ЭФВ описывается известной системой нелинейных интегральных уравнений Элиашберга [4]. Далее с помощью дисперсионного соотношения

$$\text{Im} S(\omega) = \frac{2\omega}{\pi} \int_{\Delta_0}^\infty \frac{N_T(\omega') - N_{\text{БКШ}}(\omega')}{\omega^2 - \omega'^2} d\omega' \quad (6)$$

(где $N_{\text{БКШ}}(\omega) = \text{Re} \left\{ \omega / \sqrt{\omega^2 - \Delta_0^2} \right\}$ – плотность состояний в теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ)) вычисляется комплексный параметр энергетической щели

$$\Delta(\omega) = \pm \omega \sqrt{1 - S^{-2}(\omega)}. \quad (7)$$

После этого восстановление функции $g(\omega)$ сводится к решению теперь уже линейного интегрального уравнения:

$$\bar{D}g = Kg + \text{Im} \Delta(\omega) / \pi, \quad (8)$$

которое не содержит кулоновского псевдопотенциала (подробно процедура анализа и реконструкции функции ЭФВ описана в работе [5]).

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКОЙ

2.1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЩЕЛЬ

Наши первые туннельные эксперименты под давлением осуществлялись с «ледовой бомбой» Б.Г. Лазарева и Л.С. Кан со сверхпроводящим свинцом. Хотя давления были невелики (1,73 кбар), тем не менее характеристики контактов алюминий-окисел алюминия-свинец заметно менялись, явно указывая на уменьшение энергетической щели сверхпроводников – свинца и алюминия (рис. 1,а). Причем тенденция была такова, что щель свинца уменьшалась быстрее T_K .

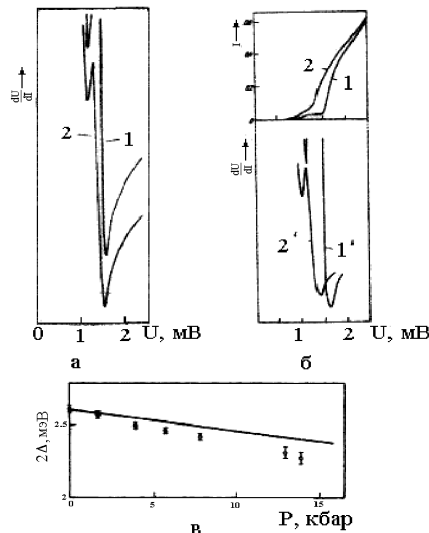


Рис. 1. Результаты первых туннельных экспериментов под давлением. Контакты Al – I – Pb, $T=1,3$ К: а – 1 – $P=0$, 2 – $P=1,73$ кбар [6]; б – 1, 1' – $P=0$, 2, 2' – $P=13,9$ кбар [3]; в – изменение энергетической щели свинца под давлением (сплошная линия – $2\Delta_0/T_K = \text{const}$, \times – экспериментальные точки) [3]

Эксперименты были продолжены с бомбой конструкции Е.С. Ицкевича, в результате чего получены надежные данные (см. рис. 1,б) для свинца [3]. Они явно указывали на эффект более быстрого уменьшения энергетической щели по сравнению с критической температурой (см. рис. 1,в). Вскоре аналогичные результаты опубликовали Дж.П. Франк и В.Дж. Келлер [7], Н.В. Заварицкий, Е.С. Ицкевич и А.Н. Вороновский [8].

Интерес представляли сверхпроводники – олово, индий и др. с малым соотношением $2\Delta_0/T_K$, близким к пределу БКШ – 3,53. В отличие от свинца эффект уменьшения этого отношения был более слабым, но хорошо заметным экспериментально (рис. 2).

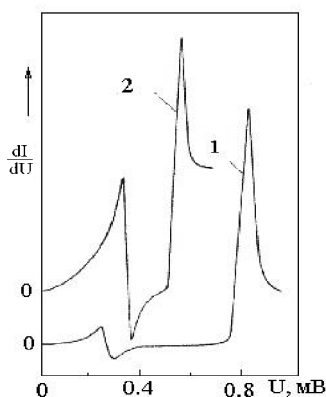


Рис. 2. Влияние давления на «целевые» характеристики контактов Al-I-In: 1 – P=0; 2 – P=14 кбар [9]

Впоследствии эти результаты получили подтверждение в экспериментах Н.В. Заварниченко и др. [8] 1971 г. Нами также были изучены таллий, ниобий, тантал и сплавы Pb-In, Pb-Bi, Bi-Tl, In-Sn, Pb-Sn, In-Mg [4, 10].

Основной результат этих прямых измерений – эффект более быстрого уменьшения щели по сравнению с критической температурой: $|d \ln \Delta_0/dP| > |d \ln T_K/dP|$. Исключение составляет лантан, у которого обнаружено увеличение щели и отношения $2\Delta_0/T_K$ под давлением [11].

2.2. РЕШЕТОЧНЫЕ СВОЙСТВА

До постановки туннельных экспериментов основным источником информации об изменении колебательного спектра решетки под давлением были лишь результаты косвенных измерений теплового расширения. Для оценки же сдвига спектра фононов можно было использовать известный макроскопический параметр Грюнайзена. Туннельный эффект открыл возможность непосредственно определить сдвиг поперечных ω и продольных ω_l колебаний спектра решетки исследуемого материала и впервые получить значения микрокопического параметра Грюнайзена:

$$\gamma_i(\bar{q}) = - \frac{d \ln \omega_i(\bar{q})}{d \ln \Omega} = \frac{1}{\chi} \gamma_i^*(\bar{q}). \quad (9)$$

Здесь Ω – объем; $\chi = -(d \ln \Omega/dP)_T$ – сжимаемость; $\gamma_i^* = d \ln \omega_i/dP$ – параметр, измеряемый в туннельном эксперименте.

В нашей лаборатории такие данные получены для свинца, индия, таллия, ниобия, тантала, сплавов свинца с индием, свинца с висмутом, сплава индия с оловом и висмута с таллием. На рис. 3 приведены данные для индия. Помимо этого другими авторами исследовались свинец, индий, олово, лантан, висмут, сплав свинца с индием [4].

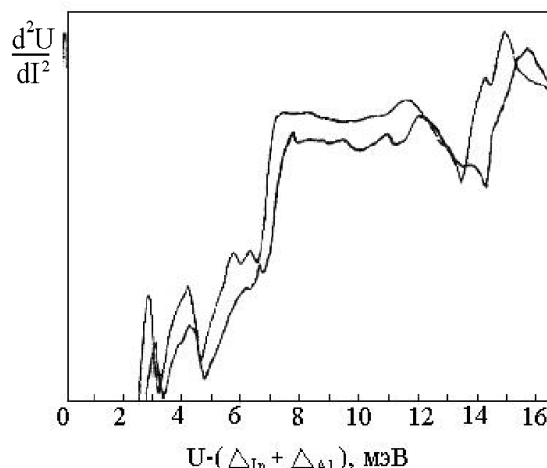


Рис. 3. Влияние давления на фонную структуру индия: штриховая – P=0; сплошная – P=10 кбар [12]

Общим свойством практически всех изученных элементов и сплавов является линейное смещение спектра в область высоких энергий (т.е. $\frac{d \ln \omega_i}{dP} > 0$).

Исключение составляют:

а) лантан [11], у которого $\gamma_i^* < 0$, $\gamma_{11}^* \approx 0$; $\gamma_{12}^* > 0$ во всей области давлений вплоть до 17,5 кбар;

б) интерметаллид BiTl, у которого под давлением P=3,5 кбар исчезают особенности в d^2U/dI^2-U , соответствующие низкочастотной части фонового спектра.

Найденные из туннельного эксперимента значения γ_i существенно превосходят макроскопический параметр Грюнайзена γ (например, для свинца $\gamma=2,85$, а $\gamma_{11}=3,5$), обнаруживая тенденцию к $\gamma_i > \gamma$. Последнее особенно заметно для сплавов. Максимальный эффект запаздывания сдвига высокочастотных колебаний решетки обнаружен нами для сплава Pb₆₀In₄₀ [11] и составляет $\gamma_i^* = 2\gamma_i^*$.

Результаты явно указывают на проявление частотной зависимости параметра Грюнайзена. Они могут также свидетельствовать об упрощенном характере моделей, использующих приближение постоянного параметра Грюнайзена для описания ряда свойств вещества при конечных давлениях.

Интересно в этом смысле поведение локальных колебаний решетки сплава свинец-индий. Уравнение Лифшица, приведенное в [10], определяет их местоположение в предположении, что силовые постоянные не меняются, а возмущение кристалла сводится только к изменению массы в одном из узлов решетки. Под давлением следовало бы ожидать, что локальные колебания будут смещаться с той же скоростью, что и верхняя граница фонового спектра свинца. Это неплохо выполняется в экспериментах с малыми (1...7%) концентрациями индия [10] и противоречит наблюдениям на образцах с большим со-

держанием легкой примеси индия, что разумно связать с изменением силовых констант в сплаве.

В целом настоящие результаты указывают на сложный характер изменений под давлением фоновых спектров металлов и сплавов. К сожалению, на сегодняшний день отсутствует их детальное теоретическое описание. Так, вычисления с помощью метода псевдопотенциала зависимостей $\gamma_i(q)$ для ряда чистых металлов дают различные соотношения между $\gamma_i(q)$ и $\gamma_i(q)$ при разных q , например, для свинца на границе зоны Бриллюэна в направлении $\gamma_1 > \gamma_1$. В то же время, как уже отмечалось выше, туннельный эксперимент дает $\gamma_i^* > \gamma_i^*$ практически для всех изученных объектов.

2.3. ТУННЕЛИРОВАНИЕ В НИОБИИ, ТАНТАЛ, ЛАНТАН

Ниобий, тантал

Были выполнены систематические туннельные исследования ЭФВ монокристаллов ниобия и тантала в условиях гидростатического сжатия. Для корректного определения плотности состояний сверхпроводников из туннельных данных была учтена зависимость прозрачности потенциального барьера от прикладываемого напряжения.

Вид спектральных функций ЭФВ ниобия и тантала и их изменение под давлением показаны на рис. 4.

Полученные значения λ и μ^* показывают, что сверхпроводимость этих переходных металлов главным образом обусловлена электрон-фононным механизмом куперовского спаривания электронов. Расчетные величины T_K находятся в хорошем согласии с измеренными.

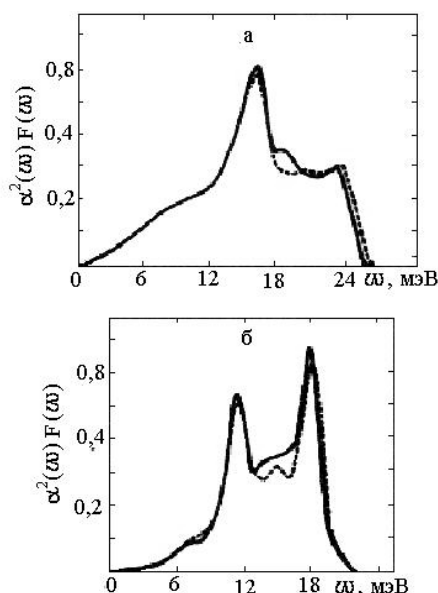


Рис. 4. Изменение функций ЭФВ: а – ниобия, $P=6$ кбар; б – тантала, $P=9$ кбар; сплошные – $P=0$, штриховые – $P \neq 0$ [13]

Заметных изменений λ , μ^* и Δ_0 в исследованном интервале давлений (до 10 кбар) не обнаружено. Различие в поведении фоновых спектров ниобия и тантала под давлением, установленное по смещению характеристических частот ω_i (поперечных) и ω_l (продольных), сводится к следующему. В ниобии происходит более сильный сдвиг частот продольных колебаний, у тантала сдвиги одинаковы для обеих поляризации.

В исследованном диапазоне давлений найдены значения параметров Грюнайзена: $\gamma_{Nb}=1.7$ и $\gamma_{Ta}=1.94$. Из данных dT_K/dP получены следующие изменения электронного параметра от объема $S_e = d \ln(N(0)\langle J^2 \rangle) / d \ln \Omega$: $S_e=-2.25$ для ниобия и $S_e=-2.65$ для тантала. Значительные изменения этого параметра для переходных металлов обусловлены уширением s-р-зоны под давлением и ее смещение вверх по энергии плотности электронных состояний на уровне Ферми.

Данные результаты позволяют утверждать, что в области малых гидростатических давлений уменьшение критических температур сверхпроводящего перехода ниобия и тантала обусловлено преимущественно изменениями колебательного спектра решетки.

Лантан

В отличие от ниобия и тантала в лантане [11] наблюдалось размягчение ($\gamma_i^* < 0$) поперечных фононных мод (рис. 5). Это, в свою очередь, приводит к возрастанию щели и критической температуры T_K , так что отношение $2\Delta_0/T_K$ увеличивается от 3,75 ($P=0$) до 4,06 ($P=17,7$ кбар). При этом сохраняется неравенство $|d \ln \Delta_0/dP| > |d \ln T_K/dP|$, обнаруженное для простых металлов.

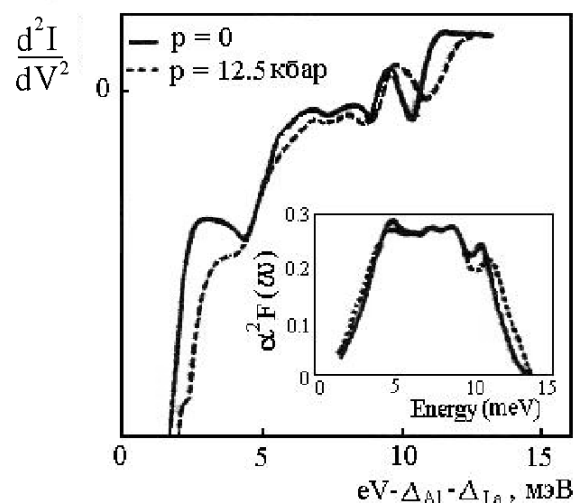


Рис. 5. Функции ЭФВ лантана [11]

Из-за большого разброса экспериментальных точек авторам работы [11] не удалось получить количественных данных о смещении функции ЭФВ для лантана под давлением. Результаты эксперимента не подтверждают ранних предположений о наличии в лантане других механизмов спаривания, кроме ЭФВ.

2.4. КРИТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА И ОТНОШЕНИЕ $2\Delta_0/T_K$

Уравнения Элиашберга при $T=0$ и $T=T_K$ являются предельными случаями равенств, полученных в температурной технике для произвольных температур. Поэтому оказывается возможным вычислять критическую температуру сверхпроводника из точных соотношений с привлечением найденных из туннельного эксперимента функций ЭФВ.

Фактически подобные расчеты представляют собой критерий достоверности восстановленных функций ЭФВ и позволяют критически оценить надежность ряда полуэмпирических формул для T_K (например, соотношения (2)). В отличие от точных решений такие формулы представляют заметно меньший сдвиг T_K под давлением: на 20...40% согласно уравнению (2) и на 10...15% в соответствии с улучшенным в [14] вариантом этого соотношения. Этот вывод не зависит от ошибок в измерении давлений и получен с использованием интегральных характеристик тех же функций ЭФВ, которые входили в точные расчеты T_K . Понятно, что рассмотренные выше формулы для T_K должны с разумной осторожностью применяться при анализе экспериментов, исключающих получение функции ЭФВ.

Наконец, мы восстановили туннельную плотность состояний при энергиях, превышающих 11 мэВ для свинца и 14 мэВ для некоторых сплавов свинца с индием при конечном давлении, используя экспериментальные значения только до этих значений. Результат сравнения показан на рис. 6. Вместе с совпадением «точно» вычисленных значений T_K он убедительно свидетельствует о применимости микроскопической теории для описания сверхпроводящих свойств непереходных элементов под давлением.

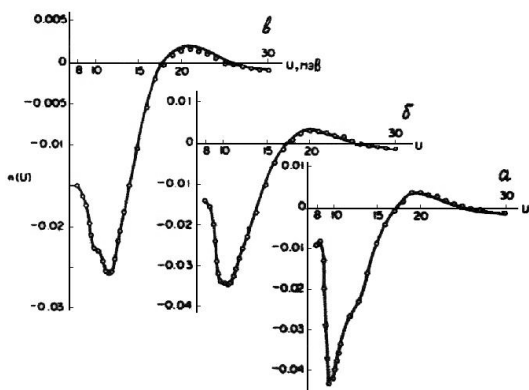


Рис. 6. Сравнение расчетных (сплошные линии) и экспериментальных (точки) туннельных плотностей состояний: а – Pb, $P=12,2$ кбар; б – $Pb_{0.88}In_{0.12}$, $P=9,3$ кбар; в – $Pb_{0.7}In_{0.3}$, $P=11$ кбар [15]

2.4.1. Энергетическая щель

Полезной характеристикой сверхпроводника является отношение двух рассмотренных выше параметров Δ_0 и T_K . Отклонение отношения $2\Delta_0/T_K$ от значения теории БКШ, равного 3,53, описывает силу ЭФВ в исследуемом материале и имеет максимальную величину для таких сильносвязанных сверхпроводников, как свинец, ртуть, сплавы свинца с висмутом и др.

Туннельные эксперименты впервые показали, что при сжатии непереходного металла его основные сверхпроводящие параметры стремятся к значениям, определяемым теорией БКШ. Это легко понять, если привлечь приближенное выражение, связывающее $2\Delta_0/T_K$ с реальным фононным спектром сверхпроводника. Тогда наблюдается следующая простая связь:

$$\frac{d \ln \Delta_0}{dP} = k \frac{d \ln T_K}{dP} - (k-1)\gamma^*, \quad (10)$$

где $k > 1$, $\gamma^* = d \ln \bar{\omega} / dP$, $\bar{\omega}$ – некоторая средняя фононная частота. Как видно, при положительном γ^* щель убывает с давлением быстрее, чем критическая температура.

Перейдем теперь к экспериментам по исследованию анизотропии щели. В [16] показано, что анизотропия фононного спектра является основным источником анизотропии энергетической щели, в то время как кулоновское взаимодействие можно считать изотропным и постоянным под давлением. Чтобы избежать больших вычислительных трудностей, здесь предложено в уравнениях Элиашберга для монокристалла в качестве первого приближения заменить изотропную функцию ЭФВ на $g(\bar{q}, \omega)$, а функцию $\Delta(\omega)$ и интегралы оставить одномерными. Тогда последний результат качественно согласуется с экспериментальными данными по туннелированию в толстые текстурированные пленки свинца и указывает на то, что основным фактором, определяющим угловую зависимость параметров монокристаллического свинца, действительно является анизотропия фононного спектра.

3. ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ

Основным источником информации о спектрах квазичастичных возбуждений являются контактные методы, в первую очередь, эффект туннелирования в S-I-S-структурах [17, 18]. В контактах с непосредственной проводимостью S-c-S-, S-c-N-типов спектроскопические характеристики сверхпроводника

наблюдаются в режиме андреевского отражения [19, 20] (S – сверхпроводник; c – сужение; N – нормальный металл; I – изолятор). Для исследования влияния давления на щелевые и фононные спектры висмутового металлоксида использованы оба режима работы контактов, каждый из которых взаимно дополняет полученную информацию.

Для изотропных сверхпроводников теория электрон-фононного взаимодействия дает однозначную связь отношения $2\Delta_0/T_K$ с фононным спектром: при увеличении фононных частот величина $2\Delta_0/T_K$ должна уменьшаться, а при их смягчении – расти [21]. Этот вывод убедительно подтвердился туннельными экспериментами (см. разд. 1).

Для высокотемпературных сверхпроводников ситуация существенно иная. Они характеризуются большой анизотропией энергетической щели [22], которая обуславливает аномальную величину отношения $2\Delta_0/T_K \geq 7$ и, по всей вероятности, обеспечивает высокие значения T_K [23]. 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. В то же время измерение анизотропной энергетической щели сверхпроводника возможно по андреевскому отражению [24]. 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 $V = 0$, $G(0)/G(eV\Delta) \approx 2$ [25]. 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 $\Delta(k)$ для всех направлений волнового вектора k [26]. Таким образом, измерение проводимости одного точечного NS-контакта позволяет полностью восстановить анизотропию $\Delta(k)$ энергетической щели сверхпроводника.

В настоящей работе использовались три типа контактов, каждый из которых обладает определенными преимуществами при исследовании электрон-фононного взаимодействия в высокотемпературных сверхпроводниках: 1) андреевские контакты S-c-N-типа позволили определить анизотропию энергетической щели купратов в плоскости ab , а также реакцию анизотропии на давление; 2) в микроконтактах S-c-S-эффекты анизотропии не наблюдались, но эти контакты оказались пригодными для упругой андреевской спектроскопии фононов при высоких давлениях; 3) наконец, туннельные измерения давали

полную информацию о фононах, но не позволяли определить с достаточной точностью величину энергетической щели и ее анизотропию.

4. АНИЗОТРОПИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ

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 $\text{Bi}2223$, $T_K=110$ K) купраты, приготовленные методом твердофазного синтеза с использованием химически чистых оксидов. Под давлением порошок компактировался в плотные плоскопараллельные пластинки толщиной $d \leq 0,1$ мм. Керамические образцы с токовыми и потенциальными контактами из серебряной пасты обжигались при $T=845$ °C.

Методика создания S-c-N-микроконтактов была основана на впрессовывании мелкодисперсного порошка серебра в керамический материал. 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». Их сопротивление 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 [27], 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. 7.

Отметим, что расположение локальных минимумов в динамической проводимости (пики сопротивления) при $eV = \Delta_I = 42 \pm 0.5$ мэВ ($P = 0$) соответствует величине сверхпроводящей энергетической щели $\Delta_{ab} = 40...50$ мэВ купратов $\text{Bi}(2223)$, найденной ранее в туннельных измерениях в плоскости ab [29, 30]. Близкие значения Δ_{ab} (Bi) получены из туннельных S-I-S-спектров. 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 (см. рис. 7).

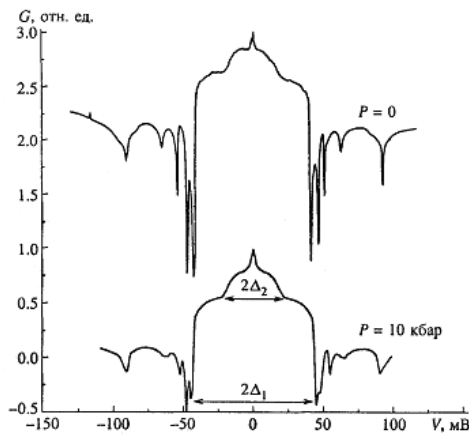


Рис. 7. Характеристика контакта $\text{Bi}(2223)\text{-Ag}$ ($S-c-N$), демонстрирующая особенности анизотропной энергетической щели при $eV = 2\Delta_1$ и $eV = 2\Delta_2$ под давлением $P=0$ и 10 кбар [28]

В серии экспериментов с микроконтактами, сопротивление которых значительно отличалось, положение отмеченных на рис. 7 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. 8 зависимость $\Delta_1(T)$ для контактов $\text{Bi}(2223)/\text{Ag}$ подобна известной кривой $\Delta(T)_{\text{БКШ}}$ для энергетической щели сверхпроводника.

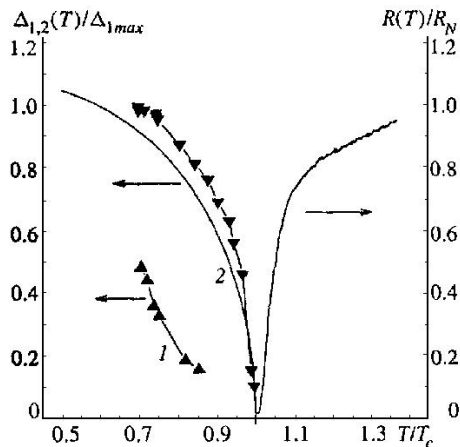


Рис. 8. Температурные зависимости Δ_2 (1) и Δ_1 (2): сплошными линиями показаны $\Delta(T)_{\text{БКШ}}$ и $R(T)$ – сверхпроводящий переход исследуемой керамики

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 наблюдались в [31] методами ИК-спектроскопии с высоким угловым расширением.

Характерными для полученных спектров (см. рис. 7) 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. [32].

Пик сопротивления в динамических характеристиках металлических NS-контактов возникает в результате неравновесных процессов при энергиях квазичастиц $2eV = 2eV_d \sim 2\Delta$ [33, 34] или при больших плотностях измерительного тока [35]. 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 $eV = \Delta_2$ (см. рис. 7), 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 [25]. Влияние неоднородности параметра порядка, вызванное дефектом структуры или примесями, также исключается, поскольку величина Δ_2 воспроизводилась в измерениях большого количества образцов.

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

Согласно современным представлениям высокие значения T_K и отношения $R=2\Delta/T_K$ в купратах являются результатом значительной анизотропии энергетической щели при высоких давлениях и качественно согласуются с подобными взглядами.

5. ФОНОННЫЙ СПЕКТР

Фононный спектр купратов простирается до 100 мэВ и, как показали предыдущие исследования [19, 20, 29, 36], 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-микроконтактах андреевского типа и туннельных S-I-S-образцах.

Для обычных сверхпроводников туннельные исследования при высоких давлениях убедительно показали, что отклонение отношения $R=2\Delta/T_K$ от универсального значения БКШ $R=3.53$ связано с силь-

ным электрон-фононным взаимодействием [37]. В анизотропных высокотемпературных сверхпроводниках универсальной связи между максимальной энергетической щелью $2\Delta_{max}$ и критической температурой T_K нет. Однако можно ожидать заметный вклад от электрон-фононного взаимодействия в соотношение $R = 2\Delta_{max}/T_K$ 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 [17-20]. 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 $R=2\Delta/T_K$, так и сдвиг фононных частот $\omega(P)$ при различных давлениях. Возможность такой спектроскопии в андреевских контактах основана на том, что при сильном электрон-фононном взаимодействии в динамической проводимости G -контакта проявляется частотная зависимость комплексной функции энергетической щели $\Delta(\omega)$ [38]:

$$G = \frac{dI}{dV} = \frac{1}{R_N} \left\{ 1 + \left| \frac{\Delta(\omega)}{\rho\omega + [(\rho\omega)^2 - \Delta^2(\omega)]^{1/2}} \right|^2 \right\}_{\omega = eV/\rho}, \quad (11)$$

где R_N – сопротивление контакта в нормальном состоянии. Из этого выражения следует, что производная dG/dV контактов S-c-N и S-c-S отражает зависимость $\Delta(\omega)$, а значит, и фононный спектр сверхпроводника.

Измерялись S-c-S-контакты типа «break junction», металлический характер которых контролировался как по температурной зависимости их проводимости, так и по слабой реакции $G(I)$ контактов на давление. При низких, $T < T_K$, температурах вольт-амперные характеристики S-c-S-образцов имели избыточный ток, что также является надежным признаком контактов с непосредственной проводимостью [19, 20].

На рис. 9 показана 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), мо-

жет быть связано с частичным подавлением параметра порядка на S-N-границе вследствие 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 многократного андреевского отражения электрона между двумя анизотропными сверхпроводниками [33, 34].

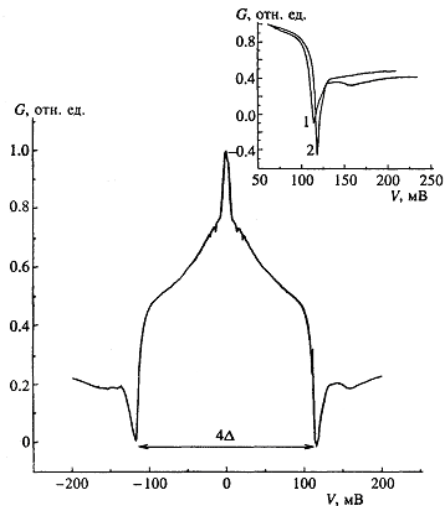


Рис. 9. Отражение целевых особенностей в проводимости микроконтакта Bi2223-Bi2223 (S-c-S). На вставке показано влияние гидростатического давления на положение особенности при $eV = 2\Delta$ в исследуемом спектре: 1 – $P=0$; 2 – $P=10$ кбар

При напряжениях eV , больших 2Δ , в проводимости S-c-S-образцов наблюдались особенности, которые можно интерпретировать как отражение фононной структуры исследуемого металлоксида (рис. 10).

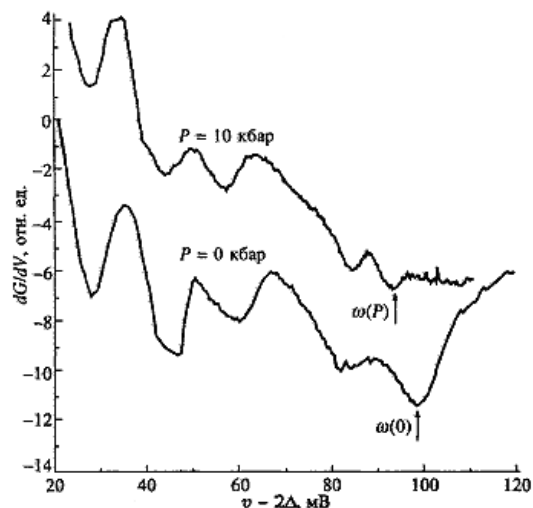


Рис. 10. Спектр dG/dV в контактах S-c-S андреевского типа при нулевом и конечном давлениях. Стрелками указаны особенности кривой, оказавшиеся чувствительными к давлению

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 (11), где комплексный параметр энергетической щели купрата $\Delta(\omega)$ определялся из решения уравнений Элиашберга для фоннной плотности состояний $F(\omega)$ Bi2223 [39]. Значение константы электрон-фоннной связи $\alpha^2(\omega)$ в функции $g(\omega) = \alpha^2(\omega) F(\omega)$ находилось по методу, изложенному в работе [40], а константа электрон-фоннного взаимодействия λ выбиралась из условия согласования вычисленной критической температуры с экспериментальным значением T_K . При $\lambda \approx 3.3$ и константе кулоновской связи $\mu^* = 0.1$ расчетная величина составляла $T_K = 110$ K (соответствующая изотропная энергетическая щель $\Delta_0 = 22$ мэВ). Совпадение положения и подобие фоннных особенностей в андреевских (см. рис. 10) и туннельных (рис. 11) спектрах позволяют пренебречь возможными искажениями проводимости S-c-S-контактов, связанными с неупругими процессами [19, 20].

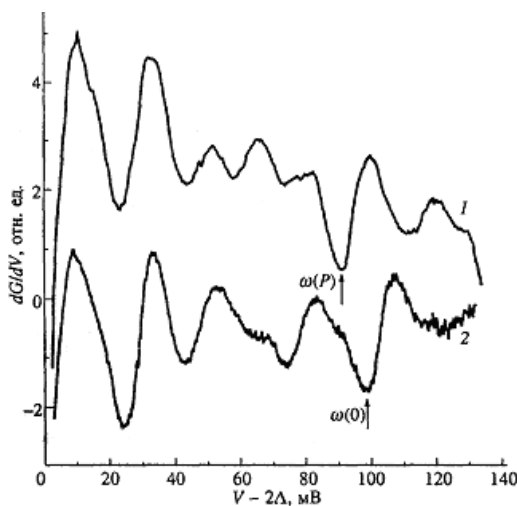


Рис. 11. Производные проводимости dG/dV для туннельного контакта Bi2223-Bi2223 типа «break junction» при $P=0$ (2) и $P=10$ кбар (1) [39]

Влияние давления 10 кбар на структуру второй производной тока одного из исследуемых андреевских S-c-S-контактов проказано на рис. 10. Начальная область фоннного спектра Bi2223 мало меняется под воздействием давления, $d\ln(\omega)/dP = 1...1.5 \cdot 10^{-3}$ кбар $^{-1}$ (это соответствует данным рамановской спектроскопии [36, 41, 42]). 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 $^{-1}$.

Сравнительный анализ влияния высоких давлений на фоннный спектр металлоксида, проведенный с привлечением данных, полученных методами андреевской и туннельной спектроскопии, значительно повышает достоверность результатов.

Для туннельного тока в изотропных сверхпроводниках справедливо соотношение [17, 18]:

$$G(V) = \frac{dI}{dV} \Big|_{eV = \hbar\omega};$$

$$N(\omega) = \text{Re} \left\{ \frac{\hbar\omega}{\left((\hbar\omega)^2 - \Delta^2(\omega) \right)^{1/2}} \right\}, \quad (12)$$

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 фоннная структура проявляется в виде особенностей, положение которых определяет положение фоннных частот [17, 18]. Для контактов (S – I – S) такие особенности возникают при смещениях $eV_i = 2\Delta_0 + \hbar\Omega_i$. Как показано в [43], 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 фоннных частот Ω_i анизотропного сверхпроводника.

На вставке (рис. 12) показана зависимость $G = dI/dV$ для S-I-S-контакта, демонстрирующая энергетическую щель при $eV = 2\Delta = 75$ мэВ.

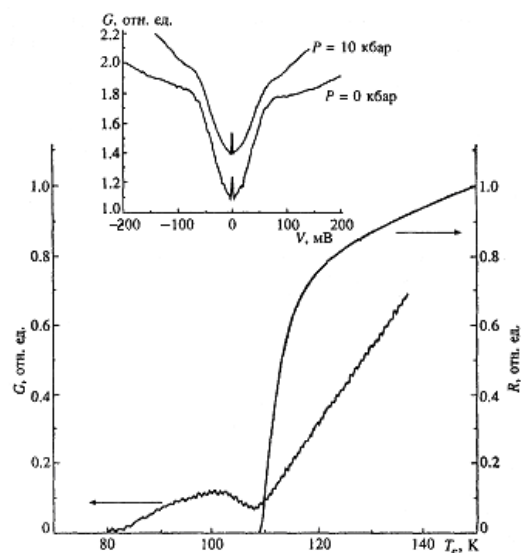


Рис. 12. Температурная зависимость проводимости G туннельного контакта Bi2223-Bi2223 при нулевом напряжении смещения и переходе исследуемой керамики $R(T)$. На вставке показано отражение

энергетической щели Δ в проводимости туннельного контакта при $P=0$ и $P=10$ кбар

Наблюдаемое размытие щелевых характеристик присуще туннельным образцам ВТСП [29, 30] и может возникнуть даже в качественных контактах от значительной анизотропии $\Delta(k)$. Однако анизотропия $\Delta(k)$ не препятствует регистрации фононной структуры в туннельных спектрах, так как характерные значения фононных частот привязаны к некоторой средней величине $\langle \Delta \rangle$ [43].

Сопоставление этих зависимостей с кривыми $R(T)$ перехода керамики в сверхпроводящее состояние (см. рис. 12) 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 определяются макроскопическими свойствами образца.

При напряжениях eV , больших 2Δ , в производной проводимости контактов $dG/dV = d^2I/dV^2$ наблюдались особенности, связанные с фононной структурой исследуемого металлоксида (см. рис. 11). Сравнение спектров dG/dV приготовленного нами туннельного S-I-S-контакта типа «break junction» и андреевских S-I-S-микрконтактов показывает (см. рис. 10, 11), что в координатах $V - 2\Delta$ по числу и местоположению особенности обеих кривых совпадают, что указывает на единую природу их происхождения. Согласно [39] фононный 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.

На рис. 11 приведены результаты туннелирования в Bi2223. 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 рисунке стрелкой, оказалась отрицательной и составила $d\ln(\omega)/dP = -6.5 \pm 0.5 \cdot 10^{-3}$ 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 $2\Delta/T_K$ в купратах в приближении сильного электрон-фононного взаимодействия.

Рассчитанное изменение отношения $R=2\Delta/T_K$ под действием давления составило $\delta=[R(P)-R(0)]/R(0)=0.018$, что очень близко соотносится с экспериментальным значением $\delta = 0.017$ и величи-

ной $\delta = 0.02$, полученной из формулы Гейликмана — Кресина [21]:

$$\frac{2\Delta_{\max}}{kT_K} = C \left(1 + 5.3 \left[\frac{T_K}{\omega_0} \right]^2 \ln \left[\frac{\omega_0}{T_K} \right] \right) \quad (13)$$

для характерной фононной частоты $\omega_0 = 75$ мэВ «дышащей» моды. Здесь $C(\Delta)$ — некая константа, величина которой определяется анизотропией энергетической щели $\Delta(k)$ (см., например, [44]). В изотропной теории БКШ константа $C = 3.53$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные здесь результаты доказывают полную совместимость метода туннельной спектроскопии с техникой высоких давлений. Существенным достижением туннельных исследований является получение данных об изменении под давлением энергетической щели сверхпроводника, фононного спектра и спектральной функции ЭФВ. Это качественно новая экспериментальная информация потому, что количественные расчеты пока еще не способны дать детальной картины изменений спектров колебаний кристаллических решеток металлов в результате их всестороннего сжатия.

Обнаруженное для ВТСП купратов ослабление высокочастотной части фононного спектра удовлетворительно объясняет возрастание отношения $2\Delta_{\max}/T_K(P)$ независимо от микроскопической природы эффекта и подчеркивает роль электрон-фононного взаимодействия в механизмах спаривания ВТСП.

Статья подготовлена к 100-летию со дня рождения академика Б.Г. Лазарева, внесшего весомый вклад в развитие физики низких температур и высоких давлений в СССР. Под мощным воздействием его блестящего ученика – первого директора ДонФТИ НАНУ академика А.А. Галкина были поставлены первые туннельные эксперименты под давлением, определившие качественно новые подходы к решению актуальных задач и проблем физики конденсированного состояния. Один из авторов (В.М.С.) с теплотой вспоминает дух Харьковской школы БГ и творческого накала в Галкинском институте и благодарит всех участников этих исследований.

ЛИТЕРАТУРА

- 1.К. Свенсон. *Физика высоких давлений*. М.: ИЛ, 1963, 367 с.
- 2.Н.Б. Брандт-Гинзбург. Сверхпроводимость при высоких давлениях // *УФН*. 1969, т. 98, в. I, с. 95–124.
- 3.А.А. Galkin, V.M Svistunov. Tunneling effect and high pressure // *Phys. Stat. Sol.* 1968, v. 26, N. I, p. k55–k57.
- 4.Е.И. Wolf. Electron tunneling spectroscopy // *Repts. Progr. Phys.* 1978, v. 41, N. 9, p. 1439–1508.

5. А.А. Галкин, А.И. Дьяченко, В.М. Свистунов. Определение параметра энергетической щели и функции электрон-фононного взаимодействия в сверхпроводниках из туннельных данных // *ЖЭТФ*. 1974, т. 66, в. 6, с. 2262–2268.
6. В.М. Свистунов. *Туннельная спектроскопия сильно сжатых металлов и сплавов*: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Донецк, 1979, 232 с.
7. G.P. Frenk, V.G. Keeler // *Phys. Rev. Letters*. 1968, v. 20, p. 379.
8. Н.В. Заварицкий, Е.С. Ицкевич, А.Н. Вороновский. Изменение спектра колебаний решетки и электрон-фононного взаимодействия в сверхпроводниках под давлением // *ЖЭТФ*. 1971, т. 60, в. 4, с. 1408–1417.
9. А.А. Galkin, V.M. Svistunov, A.P. Dikii // *Phys. Stat. Sol.* 1969, v. 35, N 1, p. 421–426.
10. А.А. Galkin, V.M. Svistunov, O.I. Chernyak., M.A. Belogolovskii. On frequency dependence of the Gruneisen constant // *Solid State Commun.* 1973, v. 13, N8, p. 1095–1097.
11. H. Wühl, A. Eichhler, J. Witting. Phonon softening in lanthanum under pressure // *Phys. Rev. Lett.* 1973, v. 31, N23, p. 1393.
12. Ю.Ф. Ревенко, В.М. Мостовой, В.М. Свистунов // *ФНТ*. 1981, т. 7, №2, с. 141–153.
13. Ю.Ф. Ревенко, А.И. Дьяченко, В.М. Свистунов, Б. Шонайх // *ФНТ*. 1980, т. 6, №10, с. 1304–1313.
14. W.F. Brinkman, R.C. Dynes, J.M. Rowell. Tunneling conductance of asymmetrical barriers // *J. Appl. Phys.* 1970, v. 41, N5, p. 1915–1921.
15. V.M. Svistunov, O.I. Chernyak, M.A. Belogolovskii, A.I. D'yachenko // *Phil. Mag. B*. 1981, v. 43, N 1, p. 75–92.
16. A.J. Bennett. Theory of the anisotropy gap in superconducting bulk Pb // *Phys. Rev.* 1965, v. 140, N6A, p. 1902–1920.
17. Е.Л. Вольф. *Принципы электронной туннельной спектроскопии*. Киев: «Наукова думка», 1990, 456 с.
18. E.L. Wolf. *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy*, Oxford University Press, New York, 1985.
19. I.K. Yanson // *Phys. Scr.* 1988, v. 23, p. 88.
20. И.К. Янсон // *ФНТ*. 1991, т. 17, с. 275.
21. В.Т. Geilikman and V.Z. Kresin // *Sov. Phys. Solid State*. 1966, v. 7, p. 2659.
22. D.J. Van Harlingen // *Rev. Mod. Phys.* 1995, v. 67, p. 515.
23. M.T. Beal-Monod and K. Maki // *Phys. Rev. B*. 1996, v. 53, p. 5775.
24. А.Ф. Андреев // *ЖЭТФ*. 1964, т. 46, с. 1823.
25. G.E. Blonder, M. Tinkham and T.M. Klapwijk // *Phys. Rev. B*. 1982, v. 25, p. 4515.
26. Y. Tanaka and S. Kashiwaya // *Phys. Rev. Lett.* 1995, v. 74, p. 3451.
27. Е.С. Ицкевич // *ПТЭ*. 1963, №4, с. 148.
28. В.М. Свистунов, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, Р. Аоки, Х. Мураками, М. Ширази // *ЖЭТФ*. 1998, т. 113, в. 4, с. 1397–1410.
29. В.М. Свистунов, М.А. Белоголовский, А.М. Хачатуров // *УФН*. 1993, т. 163, с. 61.
30. J.R. Kirtley // *Int. J. of Modern Phys.* 1990, v.4, p.201.
31. J. Ma, G. Quitmann, R.J. Kelley et al. // *Physica*. 1994, C 235-240. p. 1875.
32. Xiong Peng, Xiao Gang, and R. B. Laibowitz // *Phys. Rev. Lett.* 1993, v. 71, p. 1907.
33. M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder and T.M. Klapwijk // *Phys. Rev.* 1983, B 27, p. 6739.
34. В.А. Aminov, В. Aschermann, М.А. Hein, F. Hill, M. Lorenz, G. Muller and H. Peil // *Phys. Rev. B*. 1995, v. 52, p. 13631.
35. 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.* 1994, v. 72, p. 2278.
36. А.Р. Litvinchuk, C. Thompson and M. Cardona. *Physical Properties of High Temperature Superconductors* / ed. by D. M. Ginsberg. World Scientific, Singapore. 1994, p. 375.
37. В.М. Свистунов, М.А. Белоголовский, О.И. Черняк // *УФН*. 1987, т. 151, с. 31.
38. А.И. Омелянчук, С.И. Белобородько, И.О. Кулик // *ФНТ*. 1988, т. 14, с. 1142.
39. S. Mase and T. Yasuda // *Solid State Commun.* 1988, v. 68, p. 655.
40. R. Aoki, H. Murakami and T. Kita // *Physica*. 1994, C 235-240, p. 1891.
41. J.S. Schilling and S. Klotz // *Physical Properties of High Temperature Superconductors*, v. III ed. by D. M. Ginsberg, World Scientific, Singapore (1992).
42. Н. Takahashi and N. Mori // *Studies of High Temperature Superconductors* / ed. by A.V. Narlikar, Nova Science Publishers Inc. New York, 1995, v. 16, p. 1.
43. А.И. Дьяченко, В.М. Свистунов // *ФНТ*. 1996, т. 22, с. 547.
44. К. Langfeld and E. Frey // *Phys. Rev.* 1993, B 48, p. 4176.

ТУНЕЛЮВАННЯ У НАДПРОВІДНИКАХ ПІД ТИСКОМ

В.М. Свистунов, В.Н. Леонова

Надано огляд експериментальних досліджень ефектів електронного тунелювання і андріївського відбиття електронів у низькотемпературних (НТНП) та високотемпературних надпровідниках (ВТНП) в умовах гідростатичного тиску до 15 кбар. Аналізуються зміни енергетичної щільності та її анізотропії, фононних спектрів НТНП та масивних ВТНП. Виявлений ефект частотної залежності мікроскопічного параметра Грюнайзена. На відміну від НТНП у ВТНП помітне пом'якшення високочастотної частини фононного спектра, відповідаючого "дихаючим" модам кисню. Ефект зростання відношення $2\Delta/kT_c(P)$ достатньо добре пояснюється зменшенням частот верхньої границі фононного спектру ВТНП, тобто практично повністю обумовлений сильною електрон-фононою взаємодією (ЕФВ).

TUNNELING IN SUPERCONDUCTORS UNDER HIGH PRESSURE

V.M. Svistunov, V.N. Leonova

The review of experimental studies of tunneling effects and andreev reflection of electrons in a low temperature (LT-TcS) and high temperature superconductors (HTc-S) under hydrostatically compression up to 15 kbar has been appeared. Changes of energy gap and its anisotropy, phonon spectra of LT-TcS and massive HTc-S has been analyzed. The effect of the frequency depends of microscopically Gruneisen parameter of was founded. Unlike of LT-TcS in HTc-S observed softing of high-frequency part of phonon spectra, correspond to "breathing oscillations of oxygen". Effect of increasing of ratio $2\Delta/kT_c(P)$ is explained by decrease of in upper frequencies of phonon spectra HTSC, that is completely produced by strong electron-phonon interaction.