

## ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

*В.М. Свистунов, М.Б. Белоголовский, А.И. Хачатуров*

(Донецкий физико-технический институт АН Украины)

(Статья поступила 1.06.92 г., после доработки 12.11.92 г.)

### СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение (61).
2. Туннельная спектроскопия фононных возбуждений (61). 2.1. Система La—Sr—Cu—O. 2.2. Система R—Ba—Cu—O. 2.3. Система Bi—Sr—Ca—Cu—O. 2.4. Система Ba—K—Bi—O.
- 2.5. Восстановление функции электрон-фононного взаимодействия металлооксидных соединений.
3. Экспериментальные результаты по электрон-фононному взаимодействию в металлооксидах (67). 3.1. Температурная зависимость кинетических и термодинамических характеристик в сверхпроводящем состоянии. 3.2. Решеточные характеристики в окрестности сверхпроводящего перехода. 3.3. Свойства нормального состояния. 3.4. Микроконтактные спектры.
4. Заключение (76).  
Список литературы (77).

Мы ищем лишь удобства вычислений,  
А в сущности не знаем ничего...

М. Волошин («Космос», 1923)

**1. Введение.** К настоящему времени можно считать твердо установленным тот факт, что в металлооксидных сверхпроводниках, как и в обычных металлах, при температуре ниже критической  $T_c$  электроны связываются в пары в энергетической полосе шириной порядка щели, причем спаривание носит, по-видимому, синглетный характер [1]. Однако механизм, ответственный за возникновение притяжения между электронами, пока еще не идентифицирован [2]. Что лежит в его основе? Электрон-фононное взаимодействие или же принципиально новое явление, например взаимодействие электронов со спиновыми или зарядовыми флуктуациями?

Обсуждению теоретических аспектов проблемы механизма сверхпроводимости металлооксидных соединений уже посвящен ряд обзорных публикаций, из которых последняя [3] содержит убедительные аргументы в пользу электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ). Поэтому мы сознательно ограничиваемся только обсуждением вопроса о проявлении ЭФВ в экспериментальных характеристиках.

Наиболее обширную информацию о спектре колебаний кристаллической решетки, функции ЭФВ  $\alpha^2F(\omega)$  и силе электрон-фононной связи дает метод электронного туннелирования [4,5]. Поэтому в первую очередь будут рассмотрены публикации по туннельной спектроскопии ЭФВ в металлооксидах, далее в разделе 3 приведен обзор результатов других экспериментальных методов, позволяющих получать сведения о взаимодействии электронов с фононами. Нам представляется, что сжатый и, конечно, неполный обзор данных вместе со схематическим изложением соответствующих теоретических предположений будет полезен для понимания всей сложности обсуждаемой проблемы.

**2. Туннельная спектроскопия фононных возбуждений.** Как известно, исследования вольтамперных характеристик туннельных слоистых структур металл — изолятор — металл позволили в свое время однозначно установить фононный механизм спаривания для большинства традиционных сверхпроводников [4, 5]. Однако при этом речь шла главным образом о непереходных металлах. В случае же переходных металлов туннельная спектроскопия столкнулась с принципиальной трудностью, связанной со сравнительно малой длиной свободного пробега  $l_{ph}$  для электронного возбуждения, энергия которого  $\omega = E - E_F$  порядка фононной (см., например, [4]).

Рассмотрим более подробно эту проблему на примере высокотемпературного сверхпроводника La—Sr—Cu—O. Подстановка скорости Ферми  $v_F = 8 \cdot 10^6$  см/с [6], характерной фононной частоты  $\bar{\omega} = 40$  мэВ и  $\text{Im } Z_N(\bar{\omega}) = 1$  ( $Z_N$  — функция перенормировки) в формулу для  $l_{ph}(\omega) = \hbar v/2\omega \text{Im } Z(\omega)$  [4,5] дает  $l_{ph}(\bar{\omega}) \approx 10 - 20$  Å, что совпадает с численным значением [6] длины когерентности  $\xi_0$  в плоскости медь—кислород, т.е. с характерным размером, на

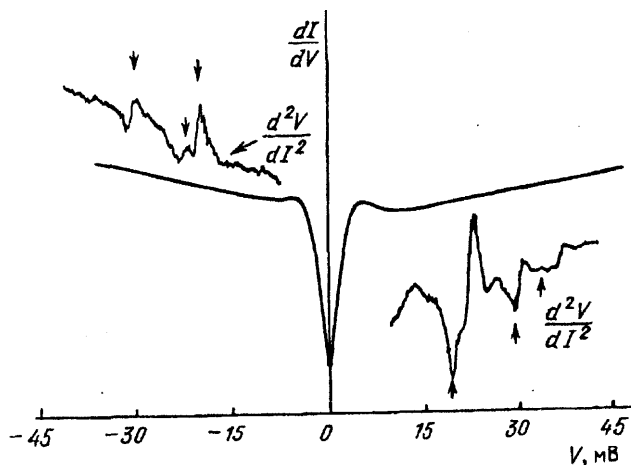


Рис. 1. Дифференциальная проводимость  $(dI/dV)(V)$  и вторая производная  $(d^2I/dV^2)(V)$  контакта, образованного вдавливанием микроскопической индиевой капли в поверхность лантан-стронциевой керамики;  $T = 2,7$  К [8]. Стрелками указаны местоположения фоновых особенностей

котором меняется сверхпроводящий параметр порядка в области соприкосновения S- и N-фаз.

Последнее обстоятельство означает, что в случае металлооксидов глубина зондирования ограничена размерами порядка  $\xi_0$ , и, следовательно, даже незначительное нарушение сверхпроводящих свойств поверхности образца, примыкающего к изолятору, оказывает радикальное воздействие на туннельные характеристики. В частности, при этом происходит резкое падение амплитуды особенностей в дифференциальной проводимости, пропорциональной  $\text{Re}(\Delta^2(\omega)/\omega^2)$  [4,5], в результате чего в туннельной проводимости систем с ВТСП обнаружение нелинейностей, которые отвечают фононам или иным возбуждениям, приводящим к электронному спариванию, превращается в очень сложную проблему. Тем не менее уже появилось значительное число публикаций, в которых нелинейности в туннельных характеристиках сверхпроводящих металлооксидов интерпретируются как проявление колебаний их кристаллических решеток.

К моменту завершения работы над обзором мы получили от К. Китазава весьма обширный и интересный препринт [96], в котором акцентируется внимание на проблеме туннелирования в ВТСП.

**2.1. Система La—Sr—Cu—O.** Проявлению эффектов электрон-фононного взаимодействия в туннельных спектрах новых материалов, обладавших необычно высокими температурами сверхпроводящего перехода, были посвящены работы [7—9], в которых исследовались электрические характеристики точечных туннельных контактов на основе лантановой керамики (рис. 1). Впоследствии аналогичная структура (при  $V > (\Delta_{\text{LSCO}} + \Delta_{\text{инжектор}}/e)$ )

была зарегистрирована и в туннельных характеристиках контакта, образованного ниобиевой иглой и одной из двух фаз монокристаллического соединения  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$  с  $T_c = 12\text{—}13$  К [10,11]. Сравнительно низкая температура сверхпроводящего перехода позволила детально изучить температурные изменения указанных особенностей: при понижении  $T$  они смещались, следуя за поведением суммы щелей  $(\Delta_{\text{LSCO}} + \Delta_{\text{Nb}})$ , сохранялись после перехода ниобия в нормальное состояние и исчезали при  $T = T_c$ . Последнее обстоятельство указывает на то, что данная структура не может быть результатом неупругого рассеяния электронов на фононах в барьере, поскольку в таком случае она не исчезала бы в нормальном состоянии.

Детальное сопоставление особенностей фоновой плотности состояний  $F(\omega)$  с положением основных максимумов и минимумов во второй производной туннельного тока по напряжению  $(-d^2I/dV^2)(V)$  для точечных контактов алюминиевого инжектора с поликристаллическим соединением  $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$  выполнено в [12]. Рис. 2 демонстрирует их убедительное согласие; некоторые дополнительные максимумы

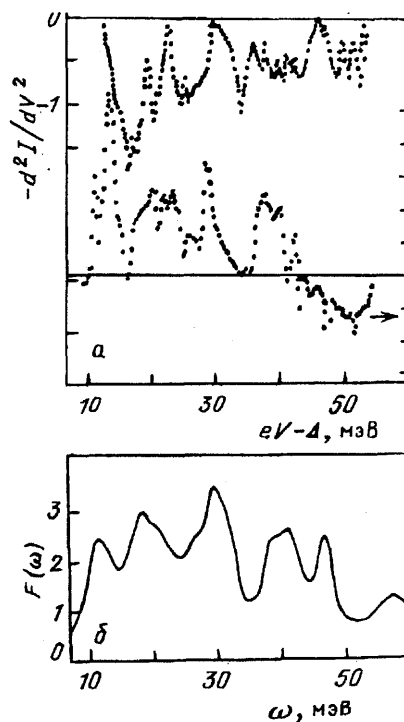


Рис. 2. Вторая производная туннельного тока по напряжению  $(-d^2I/dV^2)(V)$  для двух точечных контактов алюминиевого инжектора с поликристаллом  $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$  ( $T = 4,2$  К) (а) и фоновая плотность состояний этого соединения (б) [12]

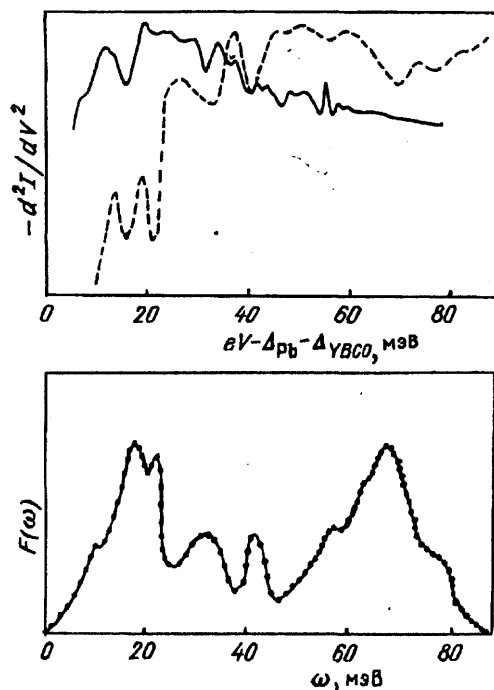


Рис. 3. Вторые производные туннельного тока по напряжению ( $d^2I/dV^2$ ) ( $V$ ) для контакта, образованного напылением свинцового инжектора на свежесколотую поверхность иттрий-барьерной керамики (сплошная линия — эксперимент, штриховая — расчет) (а) [13], фононная плотность состояний этого соединения (б) [14]

в зависимости ( $-d^2I/dV^2$ ) ( $V$ ) (в частности, при 23 и 36 мэВ), отсутствующие в нейтронной  $F(\omega)$ , могут быть, по мнению авторов [12], связаны с особенностями квадрата матричного элемента ЭФВ  $\alpha^2(\omega)$  или же с модификацией сроненного спектра ВТСП-материала в приповерхностной области. Следует подчеркнуть, что обсуждаемые нерегулярности в туннельных кривых не могут быть обусловлены неупругими процессами, поскольку последние должны приводить к минимумам в ( $-d^2I/dV^2$ ) ( $V$ ) при характерных напряжениях, отвечающих фононным энергиям, а не максимумам, как в [12]. Для идентификации этих особенностей в работе [12] была предпринята попытка количественного анализа корреляции местонахождения пиков в ( $-d^2I/dV^2$ ) ( $V$ ) (координатах) с максимумами  $F(\omega)$  (координата  $y$ ). Для этого методом наименьших квадратов были определены коэффициенты  $a$  и  $\Delta$  в соотношении  $y = ax + \Delta$ , которые сказались равными  $a = 1$ ,  $\Delta = 7$  мэВ. Значение  $a = 1$  свидетельствует о полном соответствии рассматриваемых особенностей, а равенство  $\Delta = 7$  мэВ дает величину энергетической щели изученного металлоксида.

**2.2. СИСТЕМА R—Ba—Cu—O.** На рис. 3 [13] представлена вторая производная ( $-d^2I/dV^2$ ) ( $V$ ) туннельного тока по напряжению (сплошная линия) для контакта свинцовой пленки с иттриевой керамикой. Здесь же приведена найденная в [14] фононная

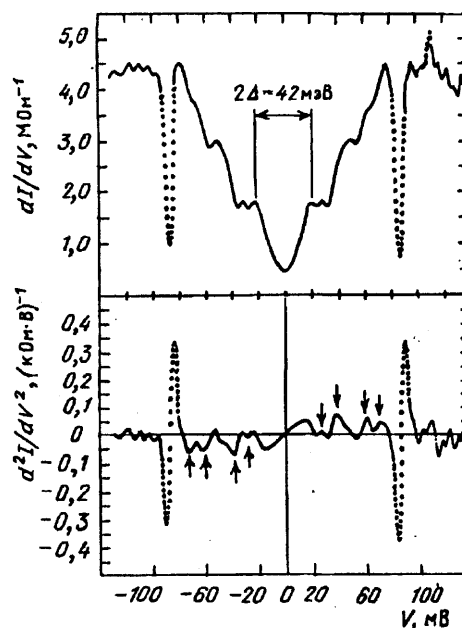


Рис. 4. Первая ( $dI/dV$ ) ( $V$ ) и вторая ( $d^2I/dV^2$ ) ( $V$ ) производные туннельного тока по напряжению для точечного контакта между вольфрамовым острием и монокристаллом  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ . Стрелками указаны значения частот колебаний отдельных атомов в элементарной ячейке данного соединения [21]

плотность состояний  $F(\omega)$  для иттрий-барьерного металлоксида и рассчитанная с ее помощью кривая ( $-d^2I/dV^2$ )<sub>теор</sub> ( $V$ ) (штриховая линия). Как видно из рис. 3, минимумы ( $-d^2I/dV^2$ ) ( $V$ ) могут быть непосредственным образом сопоставлены с пиками его колебательного спектра. Соответствующий количественный анализ [15] подтвердил их линейную зависимость с коэффициентом пропорциональности, равным единице, и со сдвигом, который согласно теории туннелирования [5] определяется величиной энергетической щели YBCO (в данном случае для разных образцов она составляла  $\Delta_{\text{YBCO}}$  14—19 мэВ [15]).

Аналогичный вывод о фононном происхождении провала при  $\pm 49$  мэВ, надежно воспроизводимом в туннельной проводимости структур, образованных напылением свинцового слоя на очищенную путем химического травления поверхность иттрий-барьерного купрата, сделан в работах [16,17]. С проявлением колебательного спектра связываются особенности в туннельных кривых для Y—Ba—Cu—O в [18], а также для аналогичных ему соединений Sm—Ba—Cu—O [19] и Eu—Ba—Cu—O [10].

**2.3. СИСТЕМА Bi—Sr—Ca—Cu—O.** Существует ряд публикаций, в которых утверждается о наблюдении фононных особенностей в туннельных характеристиках висмутовых металлооксидов. В качестве примера на рис. 4 приведены туннельные спектры

точечного контакта, образованного вольфрамовым острием и монокристаллом  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$  [21]. В первой производной ( $dI/dV$ ) ( $I$ ) при напряжениях, превышающих щелевой максимум ( $V \approx 22$  мВ) вплоть до особенности в районе 80 мВ, наблюдается резкая структура, симметричная относительно нуля напряжений. Во второй производной ( $d^2I/dV^2$ ) ( $I$ ) при положительных напряжениях смещения она превращается, по крайней мере, в четыре отчетливых пика, которым отвечают ступенчатые нарастания дифференциальной проводимости (подчеркнем, что в данном случае речь идет о максимумах в  $(d^2I/dV^2)$  ( $I$ ), а не в  $(-d^2I/dV^2)$  ( $I$ ), как выше). Это обстоятельство указывает, по мнению авторов [21], на то, что в данном случае проявляются эффекты, связанные с открытием при соответствующих напряжениях новых каналов туннелирования, из которых наиболее вероятен процесс неупругого туннелирования с участием барьерных фононов (предполагается, что туннельный барьер образован плохопроводящим поверхностным слоем висмутового металлооксида). Найденные из этих результатов значения фононных энергий довольно хорошо согласуются с расчетами частот колебаний отдельных атомов в элементарной ячейке данного соединения (такое согласие было достигнуто для восьми из девяти наблюдаемых особенностей).

В противоположность утверждениям [21] авторы работ [22, 23, 86] полагают, что наблюдаемые ими нелинейности туннельных кривых для висмутового сверхпроводника того же состава обусловлены процессами упругого (а не неупругого) туннелирования и отражают структуру энергетического спектра ВТСП-соединения.

Проявлению фононных особенностей в туннельных характеристиках висмутового металлооксида посвящен также цикл работ японских авторов [24—26, 75, 90]. Туннельные контакты создавались механическим сжатием монокристалла состава  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  ( $\text{Bi2212}$ ) с небольшими включениями  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{10}$  ( $\text{Bi2223}$ ) и монокристалла GaAs, легированного Zn (аналогичные контакты CaAs с Pb имели чисто туннельную природу, что было доказано наблюдением в измеренных кривых фононных особенностей свинца). Электронное туннелирование осуществлялось как перпендикулярно оси  $c$ , т.е. в плоскости (001), так и вдоль нее. Регистрируемая величина щели в первом случае составляла 22 мэВ [24], во втором — для одних кривых 21 мэВ, а для других 32 мэВ [26] (последнее значение приписывалось фазе  $\text{Bi2223}$ , а щель  $\text{Bi2212}$  считалась практически изотропной и равной примерно 22 мэВ). Сопоставление местоположения особенностей в об-

ласти напряжений до 200 мВ с данными комбинационного рассеяния продемонстрировало, по мнению авторов, их фононную природу. Более того, наблюдались даже многофононные особенности: для характеристик с  $2\Delta = 44$  мэВ они отражали двухфононные, а с  $2\Delta = 64$  мэВ — трехфононные процессы [26] (многофононные особенности отсутствовали в кривых для соединения  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.6}\text{La}_{0.4}\text{CuO}_y$ , являющегося аналогом  $\text{Bi2201}$  [75]). Это обстоятельство, как полагают авторы [25], свидетельствует о существенной роли многофононного обмена между электронами в ВТСП-соединениях. Такой обмен способствует повышению критической температуры, и в нем согласно [25] участвуют фононы, принадлежащие слоям  $\text{CuO}_2$ . В этом случае становится понятной известная корреляция между величиной  $T_c$  и числом  $\text{CuO}_2$ -плоскостей в элементарной ячейке.

Наиболее наглядно эта корреляция выглядит в случае соединения типа  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4}$  (величина  $n$  определяет число  $\text{CuO}_2$ -плоскостей между слоями  $\text{Bi}_2\text{O}_2$ ): для  $n=1$  ( $\text{Bi2201}$ )  $T_c = 20$  К, для  $n=2$  ( $\text{Bi2212}$ )  $T_c = 80$  К и для  $n=3$  ( $\text{Bi2223}$ )  $T_c = 110$  К [27].

Действительно, если в лантан-стронциевом металлооксиде, содержащем одну плоскость медь—кислород, в туннельных характеристиках многофононных структур не наблюдалось (см., например, [10]), то в соединениях с двумя слоями типа  $\text{Bi2212}$  возникают двухфононные особенности (к ним авторы [26] относят и сингулярность при 100 мВ в туннельных характеристиках  $\text{Eu—Ba—Cu—O}$  [10]), а с тремя слоями (в частности, для  $\text{Bi2223}$ ) — трехфононные особенности. Приведенные аргументы свидетельствуют в пользу модели многофононного обмена между электронами в обсуждаемых металлооксидах и указывают на необходимость дальнейших туннельных экспериментов в данном направлении.

**2.4. СИСТЕМА Ba—K—Bi—O.** Наиболее существенные результаты по спектроскопии фононных возбуждений получены для соединения  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  [28—30], которое является первым сверхпроводящим металлооксидом, не содержащем ионы меди, имеет довольно простую кубическую структуру и в то же время сравнительно высокую (по отношению к обычным сверхпроводникам) критическую температуру  $T_c = 30$  К ( $x = 0,375$ ). Изученные объекты представляли собой поликристаллические образцы, барьером служил естественным образом возникающий к а поверхности диэлектрический слой. В работах [29, 30] в качестве инжектора использовались осаждаемые сверху слои индия и олова. При этом во второй производной ( $d^2I/dV^2$ ) ( $I$ ) наблюдались воспроизводимые особенности, которые как по положению, так и по форме согласовались с пиками известной из нейтронных измерений фононной плотности состояний (кроме того, они обрывались в области 80 мэВ,

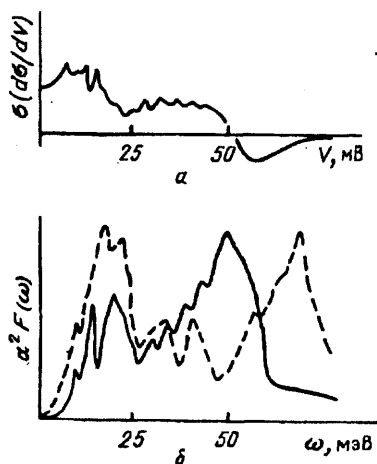


Рис. 5. Производная  $(d\sigma/dV)(V)$  (за вычетом фона) нечетной части туннельной производимости пленочного контакта Pb/YBCO (а) и восстановленная из нее форма спектральной функции  $\alpha^2F(\omega)$  (б, сплошная линия). Штриховая кривая на рис. б — фонная плотность состояний иттрий-бариевого металлооксида [13]

что соответствует границе фононного спектра). Полное исчезновение этих особенностей при  $T > T_c$  (а не ослабление с температурой) свидетельствует об их связи со сверхпроводящим состоянием. Данное обстоятельство, а также тот факт [29], что при соответствующих фононных энергиях в  $(d^2V/dV^2)(V)$  наблюдались провалы (а не пики), позволяют однозначно отвергнуть эффект неупругого туннелирования как источник отмеченных аномалий.

Последний аргумент относится и к обсуждаемому выше соединению  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  [24], которое к тому же не имеет диэлектрических фаз на поверхности, и, значит, неупругое туннелирование с участием фононов в барьере в данном случае исключается.

Дальнейшие исследования соединения  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  были выполнены с использованием точечных контактов на основе острия из золота [28].

**2.6. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФУНКЦИИ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ.** Остановимся вначале на попытке восстановления формы спектральной функции электрон-фононного взаимодействия  $\alpha^2F(\omega)$  для несверхпроводящего иттрий-бариевого металлооксида [20]. Как известно, фононный спектр не только сверхпроводящего, но и нормального металла отражается в его туннельных характеристиках, причем в виде как упругого, так и неупругого каналов [91]. Добавка к упругой составляющей, возникающая из-за зависимости прозрачности барьера от энергии туннелирующего электрона, оказывается нечетной по напряжению и пропорциональной реальной части функции перенормировки, описывающей изменение энергии электрона вследствие его взаимодействия с колебаниями решетки. В работах [13, 20] было выделено влияние

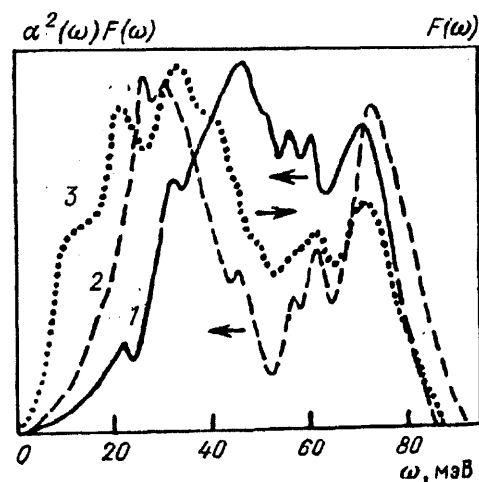


Рис. 6. Функция  $\alpha^2F(\omega)$  сверхпроводящих металлооксидов  $\text{BiSrCuCaO}$  с  $T_c = 65$  К (кривая 1) и 23 К (кривая 2). Точечная кривая 3 — фонная плотность состояний  $F(\omega)$  этого соединения [22]

нечетной части у  $\sigma^{-}(V) = (\sigma(V) - \sigma(-V))/2$  дифференциальной проводимости пленочного туннельного контакта Pb/YBCO на проявление особенностей, связанных с энергетической щелью иттрий-бариевого металлооксида. На рис. 5 приведена производная  $d\sigma/dV$  (за вычетом фона) и восстановленная из нее по методике [91] функция  $\alpha^2F(\omega)$  (ненормированная) элементарных возбуждений, формирующих собственно-энергетическую добавку к электронной энергии (рис. 5, б, сплошная линия). Эта функция по местоположению своих основных особенностей неплохо согласуется с известной из нейтронных измерений фононной плотностью состояний иттрий-бариевого соединения, что согласно [13] является еще одним подтверждением роли электрон-фононного взаимодействия.

О нахождении формы спектральных зависимостей электрон-фононного взаимодействия для двух типов сверхпроводящих висмутсодержащих металлооксидов сообщается в работах [22,23] (амплитудные значения  $\alpha^2F(\omega)$ , констант  $\lambda$  и  $\mu^*$  не приводятся). Изученные монокристаллы  $\text{Bi-Sr-Ca-Cu-O}$  содержали две фазы с  $T_c = 65$  К и 23 К (эти значения определялись из температурной зависимости щели  $\Delta(T)$ ). Исследования проводились либо на образцах, состоявших почти из одной высокотемпературной фазы, либо на монокристаллах, включавших в себя только низкотемпературную фазу. В целом полученные кривые качественно подобны известной из нейтронных измерений фононной плотности состояний  $F(\omega)$  того же материала (как следует из рис. 6, ближе к нейтронной кривой  $F(\omega)$  данные для низкотемпературной фазы). Отличие между двумя функциями

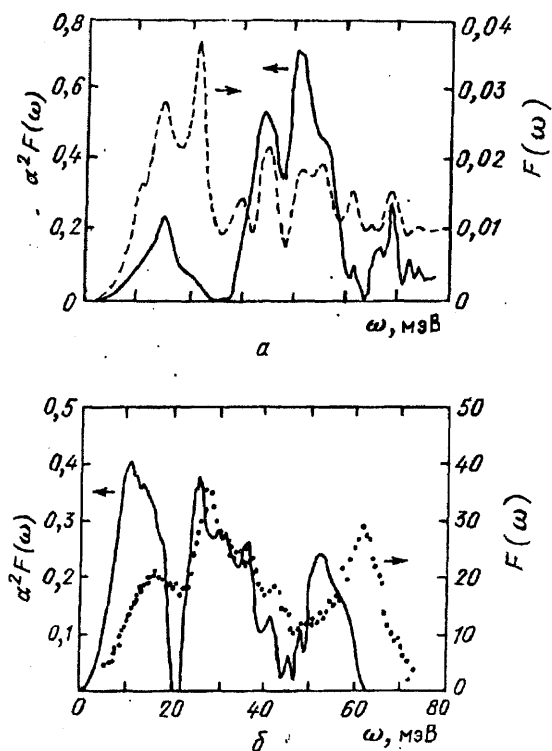


Рис. 7. Функции  $\alpha^2 F(\omega)$  для соединений  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$  (а) и  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  (б). Штриховой кривой показана фонная плотность состояний  $F(\omega)$   $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$ , точками — полученная из нейтронных экспериментов функция  $G(\omega)$  для  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ , отражающая основные особенности фононного спектра [28]

$\alpha^2 F(\omega)$  связано в основном с тем, что в случае высокотемпературной фазы  $\alpha^2 F(\omega)$  отлична от нуля в несколько более узком интервале  $\omega$  и, кроме того, в ней отсутствует провал в области средних частот 40—60 мэВ. Возможно, это отличие спектров и является причиной повышения  $T_c$  в высокотемпературном образце.

Значительным успехом туннельной спектроскопии сверхпроводящих металлооксидных соединений явилось исследование в работе [28] систем  $\text{Nd—Ca—Cu—O}$  и  $\text{Ba—K—Bi—O}$  с использованием методики, модифицированной с учетом эффекта близости [5] (результаты восстановления  $\alpha^2 F(\omega)$  для этих металлооксидов приведены на рис. 7). Соединение  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$  является типичным представителем металлооксидов с электронной проводимостью. В работе [28] исследовались точечные контакты поликристаллических образцов  $\text{Nd}_{1,85}\text{Ce}_{0,15}\text{CuO}_{4-y}$  ( $T_c \approx 23$  К) с острием из золота. В области напряжений вблизи  $V = 0$  туннельные характеристики имели отчетливо выраженные щелевые особенности, а отношение в нуле напряжений дифференциальных проводимостей  $\sigma_S/\sigma_N$  в сверхпроводящем и нормальном состояниях при  $T = 4,2$  К составляло примерно 0,1, что является неплохим результатом для подо-

бных материалов, хотя и существенно превосходит ту величину, которая должна была бы получаться при учете лишь температурного размытия. Для изученных 15 переходов получено одно и то же значение  $\Delta = 3,7 \pm 0,1$  мэВ и соответственно  $2\Delta/kT_c = 3,9 \pm 0,4$  и удалось согласовать расчетные и экспериментальные значения критической температуры сверхпроводящего перехода. Приведем конкретные результаты для двух образцов состава  $\text{Nd}_{1,85}\text{Ce}_{0,15}\text{CuO}_{4-y}$ :  $\lambda = 0,9 \pm 0,1$ ,  $\mu^* = 0,05 \pm 0,05$ ,  $T_c^{\text{расч}} = 21$  К,  $T_c^{\text{эксп}} = 23$  К (см. рис. 7,а).

Наряду с указанной системой в [28] с помощью аналогичных точечных контактов изучалось соединение  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  (см. рис. 7,б). При  $T = 4,2$  К в области энергетической щели  $\Delta$  получены почти идеальные туннельные характеристики с очень малыми токами утечки ( $\sigma_S/\sigma_N (V=0) < 0,01$ ) при  $T = 4,2$  К и острыми особенностями при  $V = \pm \Delta/e$ . Восстановление функции электрон-фононного взаимодействия  $\alpha^2 F(\omega)$  для двух образцов состава  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  с  $T_c = 24,5 \pm 3$  К [28] дало следующие результаты:  $\lambda = 1,2 \pm 0,2$ ,  $\mu^* = 0,11 \pm 0,04$ ; хорошее согласие  $\alpha^2 F(\omega)$  с нейтронными данными, а также расчетных и экспериментальных  $T_c$  для этого соединения и электронного сверхпроводника  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$  свидетельствует согласно [28] в пользу электрон-фононного взаимодействия как доминирующего механизма, ответственного за спаривание электронов в данных материалах. Впрочем, по мнению авторов [28], не исключена возможность того, что в них присутствует и иной механизм спаривания, величина которого может составлять до 25 % фононного вклада.

Тем не менее этот вывод, казалось бы, однозначно подтверждающий электрон-фононную природу сверхпроводимости, по крайней мере, в  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  опровергается результатами недавней работы [74]. В ней были выполнены обширные туннельные исследования монокристаллов и тонких пленок четырех родственных соединений, которые не являются слоистыми, не содержат магнитных примесей и, как можно надеяться, имеют тот же механизм сверхпроводимости, что и купраты:  $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$  (ВРВО),  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  (ВКВО),  $\text{BaPb}_{1-x}\text{Sb}_x\text{O}_3$  и  $\text{BaPbO}_3$ . Разработанная технология, в которой в качестве изолятора использовался «естественный» барьер на поверхности изучаемых объектов, а инжекторами служили напыленные сверху тонкие слои  $\text{In}$ ,  $\text{Au}$ ,  $\text{Pb}$  и  $\text{Sn}$  или же вдавленный в окисный слой кусок индия, позволила получать, как и в [28], идеальные переходы с соотношением проводимостей  $\sigma_S/\sigma_N (V=0)$  менее 1 %. Для ВРВО- и ВКВО-соединений в туннельных характеристиках обнаружена отчетливо выраженная структура при сравнительно низких напряжениях (при-

мерно до 10 мВ), которая авторами однозначно идентифицируется как проявление связи электронов с акустическими колебаниями решетки. Полученное для ВРВО значение  $\lambda = 1$  для соответствующего спектрального диапазона явно недостаточно, чтобы обеспечить  $T_c = 11$  К. Можно предположить дополнительный эффект от оптических фононов, вклад которых должен по оценкам [74] в ВРВО составлять около 1 %, а в ВКВО — 5 %. Однако в ВКВО он не был зарегистрирован (видимо, из-за высоких шумов [74]), а в ВРКО наблюдаемая в области десятков милливольт структура вряд ли может быть связана с электрон-фононным взаимодействием, поскольку она не воспроизводится от перехода к переходу, несимметрична по напряжению, но симметрична по току, существует в области напряжений, лежащих за границей фононного спектра, и растет с увеличением напряжения. Все эти факты, а также малость  $\lambda$  вызывают согласно [74] серьезное сомнение в том, что сверхпроводимость в изучаемых окислах висмута имеет исключительно электрон-фононную природу.

В [10] были представлены функции электрон-фононного взаимодействия  $\alpha^2F(\omega)$  еще для двух металлооксидных соединений и получены следующие значения константы электрон-фононной связи  $\lambda$ , кулоновского псевдопотенциала  $\mu^*$  и средней энергии  $\langle \omega \rangle$ : для LSCO  $\lambda = 1,25$ ,  $\mu^* = -0,16$ ,  $\langle \omega \rangle = 175$  К; расчетная величина  $T_c$  составляла 30 К в отличие от экспериментальной 12—13 К; для соединения Eu—Ba—Cu—O:  $\lambda = 2,6$ ,  $\mu^* = -0,1$ ;  $\langle \omega \rangle = 560$  К, расчетная температура  $T_c = 196$  К. Авторы обращают внимание на особенность при  $V = 100$  мВ, которая отсутствует в экспериментальных кривых для лаптанового металлооксида и не наблюдается в фононной плотности иттрий-бариевого купрата (см. рис. 3,б). Еще одна попытка восстановления функции электрон-фононного взаимодействия для висмутсодержащего металлооксида была предпринята в работе [95], в которой исследовались туннельные контакты, образованные острием из нормального металла (Al или Ag) и монокристаллом  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ . Для обработки экспериментальных данных использовалась феноменологическая модель, которая учитывала резкий рост дифференциальной проводимости с напряжением, связанный с нормальной компонентой, и размытие щелевых особенностей сверхпроводящего состояния, обусловленное конечным временем жизни электрона. Приведем численные значения полученных в [95] характеристик электрон-фононного взаимодействия для двух образцов соединения  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  с  $T_c = 80$  К:  $\lambda = 2,5$ ,  $\mu^* = -0,36$ ,  $T_{c\text{расч}} = 126$  К и  $\lambda = 2,44$ ,  $\mu^* = 0,27$ ,  $T_{c\text{эсп}} = 63$  К. Отрицательная величина  $\mu^*$  отражает скорее неуч-

тенные вклады туннельной и нетуннельной природы: эффекты времени жизни, близости и разрушения слабых связей, туннелирование в нормальные области и в области с пониженным параметром порядка, токи утечки и др.

Укажем на то, что исходные экспериментальные данные должны с необходимостью удовлетворять определенным требованиям, основным из которых является правило сумм (см. подробнее [4,93]). Также должно наблюдаться согласие расчетных и экспериментальных туннельных плотностей состояний и значений критической температуры  $T_c$  [92].

На основе таких «количественных представлений» исключается возможность делать серьезные выводы о механизмах спаривания. Подобные ситуации случались и ранее. Напомним нашумевший «результат» с  $\mu^* < 0$  для Nb [94]. Только учет эффекта близости в приповерхностной области и малой высоты потенциального барьера позволил получить надежные численные результаты функции  $\alpha^2F(\omega)$  с  $\mu^* > 0$  [4,5]. Все же оксидный сверхпроводник — весьма сложный объект, и требуются доказательства достоверности полученной в туннельном эксперименте информации об  $\alpha^2F(\omega)$ .

### 3. Экспериментальные результаты по электрон-фононному взаимодействию в металлооксидах.

#### 3.1. Температурная зависимость кинетических и термодинамических характеристик в сверхпроводящем состоянии.

В настоящее время имеется ряд экспериментальных фактов, свидетельствующих о существенном отличии в температурном поведении динамических характеристик ВТСП-материалов и обычных сверхпроводников, которое становится особенно заметным вблизи критической температуры  $T_c$  (см. обсуждение этого вопроса и ссылки в [97]). По-видимому, наилучший пример такого рода — это отсутствие резкого пика в температурной зависимости коэффициента релаксации ядерного спина при температуре несколько ниже критической, который прежде являлся одним из общепризнанных доказательств справедливости теории БКШ [31]. Тот факт, что указанная особенность не наблюдается в YBCO [32] и других соединениях [33], послужил поводом для утверждений о неприменимости стандартной БКШ-теории к обсуждаемым сверхпроводникам. Другой характерный пример — поведение лондоновской глубины проникновения, которое согласно [98] более напоминает результаты старой феноменологической модели Казимира—Гортера, чем стандартное выражение теории БКШ.

#### 3.1.1. Плотность электронных состояний.

Один из возможных путей преодоления рассогласования — учет паразарушающего фактора, который

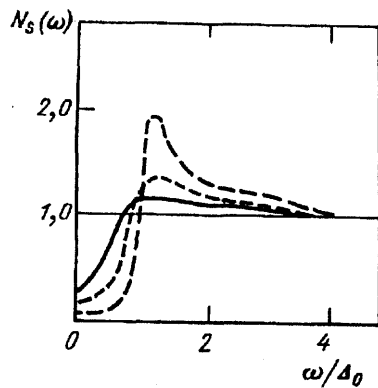


Рис. 8. Влияние температуры на форму нормированной плотности состояний сверхпроводящего висмутного металлооксида:  $T = 0,7T_c$  (штриховая кривая),  $T = 0,8T_c$  (точечная),  $T = 0,9T_c$  (сплошная) [97]

уширяет измеряемую плотность состояний и может даже привести к бесщелевому состоянию вблизи  $T_c$  [34]. Оказывается [97], что таким фактором может служить неупругое рассеяние на тепловых фононах, т.е. обычное электрон-фононное взаимодействие, если оно достаточно сильное, а температуры  $T < T_c$  достаточно высокие. Как показано в [97,99], в этом случае определяющую роль играет не «захлопывание» щели при приближении к  $T_c$ , как это было бы в теории БКШ со слабой связью, а заполнение низкоэнергетических состояний внутри щели. Результатом этого является размытие плотности состояний и, строго говоря, отсутствие при любой ненулевой температуре энергетической щели в спектре возбуждений (см. подробнее обзорную публикацию [3]). Наличие сильной электрон-фононной связи в конечном счете приводит к возникновению заметного времени релаксации электронных состояний (т.е. обратного времени жизни)  $\Gamma(\omega, T)$ , которое определяет форму нормированной плотности состояний сверхпроводника [3,97]

$$N_S(\omega) = \text{Re} \frac{\omega + i\tilde{\Gamma}(\omega, T)}{[(\omega + i\tilde{\Gamma}(\omega, T))^2 - \tilde{\Delta}^2(\omega, T)]^{1/2}} \quad (1)$$

При выводе этого соотношения функция перенормировки  $Z(\omega, T)$  в уравнениях Элиашберга была представлена в виде

$$Z(\omega, T) = \text{Re} Z(\omega, T) + i\tilde{\Gamma}(\omega, T)\omega^{-1};$$

$\tilde{\Gamma}(\omega, T) = \Gamma(\omega, T)/\text{Re} Z(\omega, T)$  в данном случае определяет силу эффектов разрыва пар;  $\tilde{\Delta}(\omega, T) = \Delta(\omega, T) \times Z(\omega, T)/\text{Re} Z(\omega, T)$  является перенормированным параметром энергетической щели, сама же щель определяется соотношением  $\Delta_0 = \Delta(\Delta_0, T = 0)$ . Наглядно влияние распаривающего фактора  $\tilde{\Gamma}(\omega, T)$ , зависящего от температуры и энергии, на плотность состояний видно из рис. 8, на котором приведены

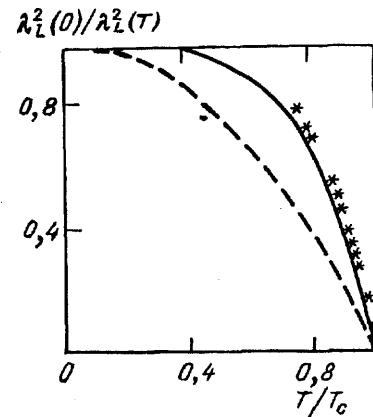


Рис. 9. Расчет температурной зависимости функции  $\lambda_L^2(0)/\lambda_L^2(T)$  ( $\lambda_L$  — лондоновская глубина проникновения) для сверхпроводящего висмутного металлооксида (крестики) в сопоставлении с зависимостями  $1 - (T/T_c)^4$  (сплошная линия) и  $1 - (T/T_c)^2$  (штриховая линия) [99]

результаты расчета [97] уравнений Элиашберга при  $T = 0$  для одного из висмутных металлооксидов с использованием функции электрон-фононного взаимодействия, которая была восстановлена в работе [100]. Здесь уместно отметить, что выражение типа (1) для плотности состояний с распаривающим фактором  $\tilde{\Gamma}(\omega, T)$  активно используется в последнее время для описания туннельных характеристик высокотемпературных сверхпроводников и их температурной зависимости (см., в частности, работы [101,102] и ссылки в них). Более того, из рис. 8 следует, что из-за дополнительного (по отношению к температуре) размытия плотности состояний положение пика в  $N_S(\omega)$  довольно незначительно меняется при приближении к  $T_c$ , что также иногда наблюдается в туннельных экспериментах (см., например, [103]).

**3.1.2. Лондоновская глубина проникновения.** Как показано в [97,99], описываемое формулой (1) поведение плотности состояний может быть причиной необычного поведения термодинамических и кинетических свойств металлооксидных сверхпроводников вблизи  $T_c$ . Это наглядно проявляется в зависимости от  $T$  лондоновской глубины проникновения  $\lambda_L$ , квадрат которой обратно пропорционален плотности состояний сверхпроводящих электронов  $n_S(T)$ . Заполнение сверхпроводящей щели нормальными электронами по мере роста температуры ведет к тому, что их плотность описывается уже не формулой БКШ, а скорее соотношением

$$n_N(T) = 1 - n_S(T) = (T/T_c)^4, \quad (2)$$

известному из двухжидкостной модели Казимира—Гортера. На рис. 9 представлены результаты расчета [99] зависимости  $\lambda_L^2(0)/\lambda_L^2(T)$  в сопоставлении с предсказаниями теории БКШ  $\lambda_L^{-2}(T) \sim 1 - (T/T_c)^2$  и двухжидкостной модели  $\lambda_L^{-2}(T) \sim 1 - (T/T_c)^4$ .



### 3.1.3. Коэффициент релаксации ядерного спина.

Вернемся теперь опять к уже упомянутой выше проблеме отсутствия пика в зависимости от  $T$  коэффициента релаксации ядерного спина в ВТСП-материалах при  $T < T_c$ . В работе [35] были выполнены соответствующие расчеты для модельных спектров электрон-фононного взаимодействия с различными константами электрон-фононной связи от  $\lambda = 0,805$  до  $\lambda = 3,2$  (последнее значение было выбрано в качестве примера для иттрий-бариевого соединения, поскольку при  $\mu^* = 0,1$  оно соответствовало  $T_c = 90$  К). Оказалось, что рост  $\lambda$  приводит к резкому ослаблению пика Гебеля—Шлихтера вплоть до его полного исчезновения в случае ВТСП-материала (см. рис. 10, на котором приведены экспериментальные и расчетные данные для индия и иттрий-бариевого купратов. Таким образом, само по себе отсутствие этого пика в экспериментальных кривых еще не может служить доказательством необычной природы сверхпроводящего состояния в металлооксидных соединениях. Более того, этот факт находит полное объяснение в рамках стандартной теории сверхпроводимости, дополненной учетом достаточно сильного взаимодействия электронов с колебаниями кристаллической решетки, и, по-видимому, свидетельствует о наличии такого взаимодействия в сверхпроводящих металлооксидах.

**3.1.4. Скачок теплоемкости при  $T = T_c$ .** Приведем, однако, пример иного рода, связанный с измерениями скачка теплоемкости в точке сверхпроводящего перехода  $\Delta C = \beta \gamma T_c$ , здесь  $\gamma T$  — электронный вклад в удельную теплоемкость нормального металла при низких температурах ( $\gamma$  — постоянная Зоммерфельда),  $\beta$  — коэффициент, величина которого может служить косвенным указанием силы электрон-фононной связи. Действительно, согласно [61] для обычного изотропного сверхпроводника, описываемого уравнением Элиашберга  $1,43 \leq \beta \leq 3,73$ , причем нижний предел соответствует случаю слабой связи. Однако в последнее время получены значения коэффициента  $\beta$  в ВТСП-материалах порядка шести (см. ссылки в [62]), которые превышают предельные значения этой величины в рамках теории сильной связи. После ряда безуспешных попыток интерпретировать этот факт (см., в частности, [62]) в работе [63] было выдвинуто правдоподобное объяснение. Дело в том, что при выводе соотношения для  $\Delta C$  в теории БКШ существенным образом используется поведение  $\Delta(T)$  вблизи  $T < T_c$ . Однако, как показано в [63], предсказываемая теорией БКШ температурная зависимость энергетической щели не соответствует экспериментальной кривой  $\Delta(T)$ . Если же оставить измеренную  $\Delta(T)$  в формулу для  $\Delta C$ , по-

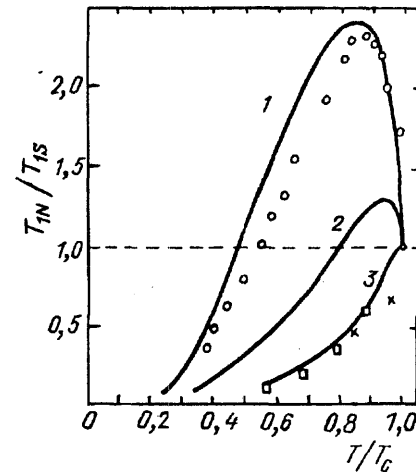


Рис. 10. Температурная зависимость отношения скоростей релаксации ядерного спина в сверхпроводящем ( $T_{IS}^{-1}$ ) и нормальном ( $T_N^{-1}$ ) состояниях. Сплошными линиями показаны результаты расчета [35] на основе функций электрон-фононного взаимодействия индия (кривая 1) и сплава  $Pb_{0,9}Bi_{0,1}$  (кривая 2 соответствует  $\lambda = 1,66$ , а кривая 3 —  $\lambda = 3,2$ , при той же форме спектра). Экспериментальные данные: кружки для индия, квадраты для ядер меди  $^{63}Cu$ , крестики для ядер кислорода  $^{17}O$  в плоскостях  $CuO_2$  системы  $Y-Ba-Cu-O$  (соответствующие ссылки приведены в [35])

лученную в рамках слабосвязанной теории, то расхождение между теорией и экспериментом полностью устраняется. Таким образом, для того чтобы объяснить значения  $\beta \geq 4$ , нет необходимости привлекать представления об очень сильной электрон-фононной связи. Напротив, в тех же экспериментах, где была измерена зависимость  $\Delta(T)$  для соединения  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ , получено значение соотношения  $2\Delta/kT_c = 3,3$ , соответствующее очень слабому электрон-фононному взаимодействию. Как ясно из вышеизложенного [63], такого взаимодействия достаточно для описания скачка теплоемкости при  $T = T_c$ .

**3.2. РИШЕТОЧНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ В ОКРЕСТНОСТИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА.**

#### 3.2.1. Параметры кристаллической решетки.

На существенную роль фононного механизма в возникновении сверхпроводимости указывает поведение решеточных свойств и, в частности, параметров решетки металлооксидов в районе  $T < T_c$ . Упомянем в этой связи работу [37], в которой было обнаружено изменение локальной структуры соединения  $Tl_2Ba_2CaCu_2O_4$  при переходе в сверхпроводящее состояние и [39] по наблюдению методом рентгеновского рассеяния аномалии в поведении параметров кристаллической решетки соединения  $Va_{0,7}K_{0,3}BiO_3$  вблизи  $T_c = 29,2$  К. Как видно из рис. 11, параметр  $a$  в указанном металлооксиде непрерывно убывает с понижением температуры вплоть до заметного падения при  $T = T_c$ , а параметр  $c$  сначала растет, испы-

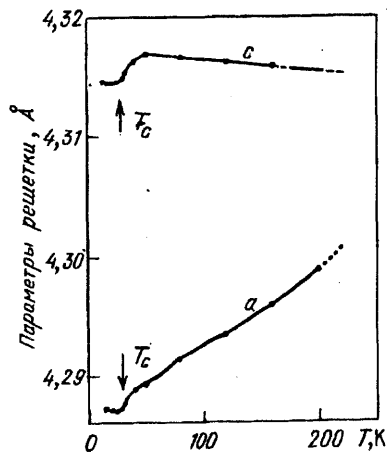


Рис. 11. Температурные изменения параметров решетки соединения  $\text{Ba}_{0.7}\text{K}_{0.3}\text{BiO}_3$  [39]

таявая при  $T = T_c$  такой же скачок, как и постоянная решетки  $a$ .

**3.2.2. Фононный спектр.** Влияние электронной подсистемы на колебания решетки непосредственно проявляется и в аномальном смягчении частот одного из оптических фононов в ВТСП-соединениях. Так, например, в [41] (см. аналогичные данные для иттрий-бариевого купрата в [38] и подробное обсуждение вопроса в [40]) в противоречии с обычным поведением фононных частот, которые плавно растут по мере охлаждения материала, частота одного из инфракрасно-активных фононов в  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  ( $300 \text{ см}^{-1}$ ), которая вначале возросла на 2 % в интервале температур от комнатной до критической ( $T_c = 112 \text{ К}$ ), затем скачком уменьшилась на 7 % — после чего практически не менялась вплоть до самых низких использованных температур (рис. 12). Заметим, что в [42] линия рамановского спектра иттрий-бариевого соединения при  $333 \text{ см}^{-1}$  смягчалась на  $9 \text{ см}^{-1}$ . Связь аномального смягчения именно со сверхпроводящим переходом подтверждена экспериментами по влиянию магнитного поля на указанную особенность [43]. Скачкообразное размягчение решетки с понижением температуры в районе  $T = T_c$  наблюдалось в экспериментах по рентгеновскому рассеянию и при измерении спектров отражения в дальней инфракрасной области [40]. На аномально резкое уменьшение фононных частот в окрестности  $T_c$  указывают и мёссбауровские измерения, выполненные на иттрий-бариевых образцах с замещением меди ионами железа и олова (см. в частности [44]). При этом в целом фононный спектр данного соединения при охлаждении образцов практически не менялся и, следовательно, аномальное поведение решеточных характеристик имеет место лишь в небольшой области импульсного пространства. Согласно [45,46] для иттриевого и

висмутового металлооксидов различных составов (от сверхпроводящего до полупроводникового) этот эффект не может быть связан с соответствующими структурными перестройками, а обусловлен изменениями электронного спектра, которые определяются переходом соединений в сверхпроводящее состояние.

Вообще говоря, влияние сверхпроводящего перехода на фононы мало, поскольку связанные с ним особенности возникают в очень узкой области энергий порядка  $2\Delta$  вблизи фермиевской и соответственно относительное изменение частот колебаний кристаллической решетки должно быть не более чем  $2\Delta/W$  ( $W$  — ширина электронной зоны). На самом деле оно еще меньше из-за различных отклонений кристалла от идеальности: примесей, неоднородностей и пр. Однако, если изменение решеточных постоянных соответствует данной оценке, то, как ясно из вышеизложенного, существуют тем не менее некоторые фононы, частоты которых испытывают почти на порядок величины большие сдвиги, по сравнению с теми, которых следовало бы ожидать, исходя из структурных изменений в окрестности  $T_c$ . Детальный анализ влияния электронных состояний, формирующих куперовские пары, на оптические фононы с волновым вектором  $q=0$  выполнен в работе [47]. Авторами получено универсальное соотношение для изменения собственной энергии  $\Delta\Sigma_j = \Delta\omega_j - i\Delta\gamma_j$   $j$ -й фононной моды с частотой  $\omega_j$  и затуханием  $\gamma_j$  при переходе в сверхпроводящее состояние,  $\Delta\Sigma_j = \lambda_j\omega_j f(\omega_j/2\Delta)$ , здесь  $\lambda_j$  — константа электрон-фононной связи для  $j$ -моды,  $f(\omega)$  — универсальная функция отношения  $\bar{\omega}_j = \omega_j/2\Delta$ , определяемая исходными теоретическими предпосылками. В целом, характер зависимости  $f(\omega)$  ясен из общих соображений. Влияние изменений электронного спектра при возникновении энергетической щели  $\Delta$  на колебания решетки с энергией  $\omega_j \gg 2\Delta$  мало и, следовательно,  $f \approx 0$  при  $\bar{\omega}_j \gg 1$ . Вблизи  $\omega_j = 2\Delta$  в поляризованном операторе  $\Pi(\omega)$  возникает особенность, связанная с возможностью распада фононных состояний при

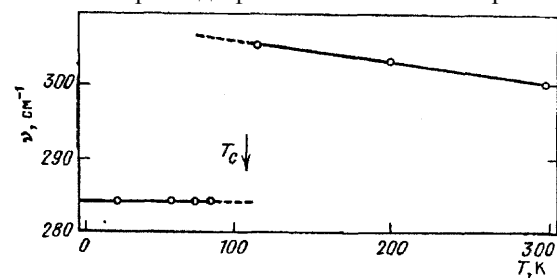


Рис. 12. Зависимость от температуры частоты одного из инфракрасно-активных фононов соединения  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$  [41]

$\omega_j > 2\Delta$ . В приближении слабой связи (БКШ-предел) — это обратная корневая сингулярность при  $\omega_j < 2\Delta$  снизу и скачок при  $\omega_j = 2\Delta$  (в сильносвязанном приближении, а также при учете примесного рассеяния происходит размытие этих особенностей). При этом ниже  $\omega_j = 2\Delta$  фононы смягчаются, а выше  $\omega_j = 2\Delta$  ужесточаются, т.е. они как бы выталкиваются из района  $\omega_j \approx 2\Delta$  (см. далее, рис. 14).

Именно таким оказалось поведение двух фононных частот 340 и 440  $\text{см}^{-1}$  в окрестности сверхпроводящего перехода, измеренное в экспериментах по рамановскому рассеянию в керамических образцах состава  $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  ( $\text{R} = \text{Eu}, \text{Sm}, \text{Tm}, \text{Y}$ ), причем в иттриевых образцах ионы кислорода  $^{16}\text{O}$ , к тому же, на 90 % заменялись на их изотопы  $^{18}\text{O}$  [48] (рис. 13). Критические температуры этих материалов совпадают, а значит, и очень близки значения энергетических щелей (они должны полностью совпадать в теории БКШ, поскольку имеет место равенство  $2\Delta/T_c = 3,52$ , и очень слабо отличаться в приближении сильной связи из-за небольшого различия средних по фононному спектру частот). Следовательно, с изменением состава металлооксида можно добиться перемещения неперенормированной фононной частоты относительно величины  $2\Delta$  и тем самым проверить предсказания теории [47]. На рис. 14 [48] приведена полученная таким образом зависимость от частоты разности  $\Delta\omega_j = \omega_j(T = 10 \text{ K}) - \omega_j(T = 90 \text{ K})$ , а также согласующаяся с ней теоретическая кривая, рассчитанная по теории [47] с параметрами  $2\Delta = 333 \text{ см}^{-1}$  ( $2\Delta/k_B T_c = 5,2$  и  $\lambda_j = 0,02$ ). Полученные значения константы электрон-фононной связи

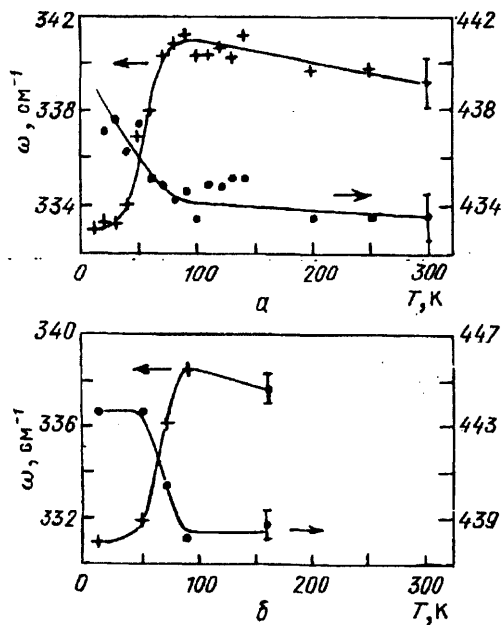


Рис. 13. Аномальное поведение двух оптических фононных частот в системах  $\text{Y}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (а) и  $\text{Tm}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (б) [48]

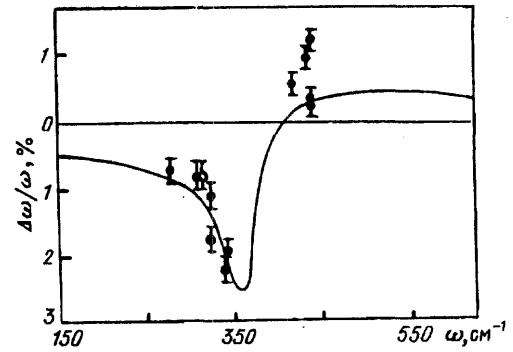


Рис. 14. Относительное изменение фононных частот в системе  $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  при переходе в сверхпроводящее состояние: квадратики — экспериментальные результаты, сплошная линия — теоретическая зависимость; здесь  $\omega = \omega(T = 90 \text{ K})$ ,  $\Delta\omega = \omega(T = 10 \text{ K}) - \omega(T = 90 \text{ K})$  [48]

для двух конкретных мод согласуются с расчетными величинами, определенными в той же работе. Оценка суммарной константы  $\lambda$  в предположении, что прочие колебания решетки связаны с электронами столь же сильно, как и два изученных фонона, дает  $\lambda = 0,6$  [48], что явно недостаточно для того, чтобы обеспечить  $T_c = 92 \text{ K}$  и  $2\Delta/T_c = 5,2$ . В отличие от [48] в экспериментах по рамановскому рассеянию [71] исследовались монокристаллы  $\text{Y}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . Оказалось, что изменение с понижением температуры всех трех изученных мод (340, 435 и 500  $\text{см}^{-1}$ ) хорошо согласуется с предсказаниями теории [47] при значении отношения  $2\Delta/k_B T_c = 5,9 \pm 0,3$ . Аномальное поведение раман-активной фононной моды при 464  $\text{см}^{-1}$  обнаружено и для соединения  $\text{Bi}_2\text{CaSr}_2\text{Cu}_2\text{O}_8$  [72]. Теоретические предсказания [47] подтверждаются также результатами работы [70], в которой измерялась температурная зависимость ( $10 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$ ) ширины линии барьерной фононной моды при 115  $\text{см}^{-1}$  в монокристалле иттрий-бариевого соединения. Соответствующая ей энергия существенно меньше  $2\Delta$  и поэтому при  $T < T_c$  наблюдается резкое ее падение (вдвое при уменьшении температуры от 90 до 10 К) из-за невозможности рождения пары электрон-дырка.

Конечно, описанные выше эксперименты не могут претендовать на доказательство или опровержение электрон-фононной природы сверхпроводимости в металлооксидах, а лишь указывают на возникновение энергетической щели и наличие определенной связи электронов с решеточными колебаниями. Отметим, впрочем, в этой связи работу [49], в которой проанализирована форма пика при 348  $\text{см}^{-1}$  в рамановском спектре соединения  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  в нормальном ( $x = 0,2$ ) и сверхпроводящем ( $x = 0,4$ ) состояниях и показано, что соответствующий оптический фонон сильно связан с электронным контину-

мом только в случае сверхпроводника. Укажем также на работу [69], в которой обнаружено в спектрах комбинационного рассеяния соединения  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  с увеличением концентрации стронция появление запрещенных фононных мод (ИК-активных поперечных оптических фононов с вектором поляризации, параллельным  $\text{CuO}_2$ -плоскости). Эти особенности возникают для металлооксидов того состава, при котором наблюдается сверхпроводимость, и регистрируются даже при температуре выше критической. Авторы [69] связывают данное явление с наличием локальных искажений кристаллической решетки, которые, в свою очередь, обеспечиваются поляронными эффектами. Тот факт, что они проявляют себя только при концентрациях стронция, отвечающих сверхпроводящему состоянию, указывает согласно [69] на определенную связь данных эффектов с механизмом высоких  $T_c$ , т.е. на существенную роль электрон-фононного взаимодействия в формировании сверхпроводящего состояния. Высказываются соображения (работа [66] и ссылки в ней), что приписываемые обычно энергетической щели ВТСП-соединения (см., например, [68]) нелинейности в спектрах инфракрасного отражения на самом деле являются проявлением взаимодействия с продольными оптическими фононами. Эти данные уже однозначно указывают на то, что колебания кристаллической решетки (непосредственно или косвенным образом) вовлечены в процесс образования сверхпроводящего конденсата в изученных металлооксидах.

В противоречии с приведенными выше данными находятся результаты измерения температурной зависимости формы фононных линий в монокристалле  $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$  методом неупругого рассеяния нейтронов и влияния на них сверхпроводящего перехода [50]. Первые эксперименты такого рода, проведенные в 1973 г. на обычном сверхпроводнике  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  [51], показали, что времена жизни определенных акустических фононов при понижении  $T$  и переходе через  $T_c$  резко возрастают (ширина линий уменьшалась вдвое). Этот факт относится к фононным состояниям, энергия которых меньше  $2\Delta$ , и, следовательно, их распад в сверхпроводящем состоянии путем возбуждения электрон-фононных квазичастичных пар затруднен. Теми же авторами (вместе с другими соавторами) были выполнены аналогичные исследования на высококачественном монокристалле лантан-стронциевого металлооксида [50], которые дали противоположные результаты: форма линий для двух акустических фононов практически была одной и той же при 50 и 5 К, т.е. никаких изменений с температурой не наблюдалось (энергии фононов бы-

ли в интервале  $\omega \approx 6,0—9,5$  мэВ, а ширина линий на уровне половины максимального значения составляла  $2\gamma \approx 0,25—0,5$  мэВ). Хотя вывод о малой электрон-фононной связи в лантановых образцах на основании этих данных, по-видимому, преждевременен, причина рассогласований с оптическими результатами остается неясной. Возможно, она заключается в том, что в данном случае исследовались акустические фононы, или же в том, что изучались те направления кристаллической решетки, в которых величина энергетической щели из-за ее анизотропии сравнительно мала.

**3.2.3. Теплопроводность.** Измерения температурной зависимости теплопроводности  $\kappa(T)$  позволяют получать детальные сведения о процессах переноса тепла в изучаемых объектах, электронных и фононных вкладах, рассеянии квазичастиц друг на друге и на дефектах, структуре материала в целом. Хотя анализ соответствующих данных даже для обычных сверхпроводников носит весьма сложный характер из-за большого числа факторов, существенно воздействующих на тепловые процессы в них, общая картина представляется в настоящее время достаточно ясной [56]. В нормальном состоянии для обычных металлов электронная теплопроводность значительно превосходит фононную, которая составляет лишь несколько процентов общей величины  $\kappa$ . Однако переход в сверхпроводящее состояние радикально меняет соотношение этих вкладов, поскольку, с одной стороны, сконденсировавшиеся в пары электроны не принимают участия в переносе тепла (электронная теплопроводность  $\kappa_e$  падает), а, с другой стороны, они не рассеивают фононов (фононный вклад  $\kappa_{ph}$  возрастает). Соотношение  $\kappa_e$  и  $\kappa_{ph}$  определяет поведение суммарной зависимости  $\kappa = \kappa_e + \kappa_{ph}$  от  $T$  в районе  $T_c$ . В большинстве случаев (чистые традиционные сверхпроводники и большая часть сплавов) наблюдается резкое падение  $\kappa$  при переходе в сверхпроводящее состояние. При этом в некоторых сплавах, разупорядоченных настолько, что  $\kappa_e$  достаточно мала, можно наблюдать рост теплопроводности при переходе в сверхпроводящее состояние по сравнению с ее нормальным значением (как отмечалось выше, основная причина такого поведения — уменьшение фонон-электронного рассеяния при  $T < T_c$ ).

Поведение теплопроводности в высокотемпературных сверхпроводниках является еще более сложным и запутанным. Его описанию посвящен ряд обзоров [57,58,67], которые позволяют достаточно точно представить ситуацию в данной области на момент их написания. Ниже мы приведем лишь основные выводы этих работ. В целом, для металлоок-

сидных купратов характерен неожиданно большой фононный вклад в перенос тепла, который в монокристаллах достигает 60 %, а в керамиках — 90 % от полной теплопроводности образца. Сравнительно небольшая величина электронной теплопроводности является следствием малой концентрации носителей, а также результатом их рассеяния на дефектах (в особенности, в поликристаллах). Доминирующая роль фононов в явлении теплопереноса приводит к возрастанию  $\kappa$  при температурах ниже критической с максимумом в районе  $T_c/2$  из-за резкого возрастания длины свободного пробега фононов в результате образования сверхпроводящего конденсата (см. в качестве примера рис. 15, на котором для сравнения приведены экспериментальные данные для сверхпроводящей и полупроводниковой керамики  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ). Величина максимума оказалась сильно зависящей от качества образца, т.е. от соотношения между рассеянием фононов на носителях тока и на других источниках (в первую очередь, дефектах решетки): на некоторых металлооксидах максимум был едва обнаружим, на других достигал почти вдвое большего значения, чем  $\kappa(T_c)$ . Авторами работы [59] выполнена подгонка экспериментальных данных для поликристаллических иттрий-бариевых образцов под соответствующие теоретические зависимости  $\kappa(T)$  для сверхпроводника с учетом дополнительных процессов рассеяния фононов на неоднородностях (см. рис. 15). За исключением температурной области, непосредственно примыкающей к  $T = T_c$ , было получено хорошее согласие теории с экспериментом и оценена величина константы электрон-фононной связи, соответствующей вкладу продольных акустических фононов:  $\lambda \approx 0,5$ . Использование данной методики для обработки данных по температурной зависимости теплопроводности монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  дало значение константы  $\lambda = 0,1$ , что свидетельствует о слабой связи электронов с акустическими фононами [73]. Итак, измерения теплопроводности высокотемпературных сверхпроводников однозначно указывают на существование в них заметного электрон-фононного взаимодействия, хотя и не столь сильного, как можно было бы ожидать, исходя из значений  $T_c$  (впрочем, возможен большой вклад оптических фононов в  $\lambda$ ).

### 3.3. Свойства нормального состояния.

**3.3.1. Оптическая проводимость.** К числу необычных свойств ВТСП-материалов часто относят аномальную частотную зависимость времени релаксации в нормальном состоянии, измеренную с помощью оптических и фотоэмиссионных измерений. используя так называемую обобщенную формулу Друде, авторы [104] показали, что эффективное об-

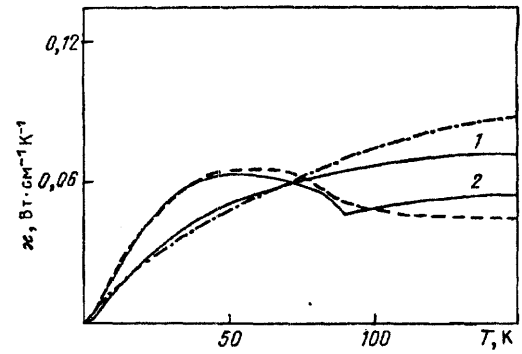


Рис. 15. Температурная зависимость теплопроводности для системы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  в полупроводниковом ( $x \approx 2$ , эксперимент — точечная линия, теоретическая кривая 1 рассчитана для параметра  $\gamma = 0$ ) и сверхпроводящем состояниях ( $x \approx 0$ , эксперимент — штриховая линия, теоретическая кривая 2 рассчитана при  $\gamma = 80$  [59]). Параметр  $\gamma$  пропорционален вкладу акустических фононов в константу электрон-фононной связи  $\lambda$

ратное время релаксации  $\tau^*(\omega)$ , которое входит в эту формулу в широком интервале энергий от  $\omega_1 = 30$  мэВ до  $\omega_2 = 250$  мэВ линейно зависит от энергии  $1/\tau^*(\omega) = \beta\omega$  с коэффициентом  $\beta \approx 1$ . На первый взгляд, столь высокая верхняя граница для линейного хода  $1/\tau^*(\omega)$  противоречит предположению о фононной природе затухания электронных состояний, поскольку значение  $\omega_2$  существенно превосходит граничную энергию фононов. На самом деле, как показано в [105], предположения о сильном электрон-фононном взаимодействии достаточно для хорошего согласия теории с экспериментальными данными при  $T = 100$  К [104], в то время как причина аномального поведения  $1/\tau^*(\omega)$  связана с тем, что эта величина, вообще говоря, не пропорциональна истинному затуханию одночастичных состояний  $1/\tau(\omega)$ , которое, в свою очередь, действительно выходит на насыщение при ( $\omega$ , больших граничной фононной частоты. Таким образом, и в данном случае нет никакой необходимости привлекать какие-либо дополнительные (помимо фононов) высокочастотные возбуждения для объяснения линейного роста  $1/\tau^*(\omega)$ .

**3.3.2. Электросопротивление.** Как известно, поведение электросопротивления ВТСП-материалов при  $T > T_c$  имеет следующие отличительные особенности: высокую анизотропию, линейную (или почти линейную) температурную зависимость удельного сопротивления  $\rho_{ab}(T) = \rho_0 + \alpha T$  в плоскости медь—кислород, неожиданно очень близкие значения наклона  $d\rho_{ab}(T)/dT$  для различных металлооксидных соединений и, наконец, пропорциональное  $k_B T$  отношение  $\hbar/\tau$  ( $\tau$  — время жизни) с коэффициентом пропорциональности порядка единицы [52]. Тот факт, что для наилучших образцов  $\rho_0$  становится пренебрежимо малым, а линейный закон выполняется в

очень широком температурном интервале, по мнению автора обзора [52], указывает на то, что рассеяние на фононах не может быть основным источником сопротивления. (Отметим также отсутствие корреляции между величиной  $\alpha$  и значением  $T_c$ )

Наиболее интересное в этом отношении наблюдение относится к соединению Bi2201 [106], где был зарегистрирован линейный ход от 10 до 700 К (имеются, впрочем, и несколько иные экспериментальные данные для этого же металлооксида [107]).

Проблема в том, что, если сравнить данные для ВТСП-материалов и соединений типа A15, то их значения удельных сопротивлений имеют тот же порядок величины, однако при достаточно высоких температурах кривая  $\rho(T)$  для соединений A15 выходит на насыщение, в то время как линейный ход для металлооксидов сохраняется вплоть до температур, при которых происходит распад соединения.

Однако на самом деле задача объяснить линейный ход электросопротивления с температурой в рамках электрон-фононной связи не является уж столь безнадежной [3,108]. Ее подробный анализ был выполнен в [108] на основе модельных представлений о функции электрон-фононного взаимодействия металлооксидов. Поскольку в данных материалах существует большое число низкочастотных фононных возбуждений, то линейная зависимость, которая и в обычных металлах начинается от температур  $T \geq \vartheta_D/4$  ( $\vartheta_D$  — дебаевская температура), должна наблюдаться от  $T \approx 30—40$  К (при этом, конечно, объяснить линейный ход от  $T = 10$  К [106] не представляется возможным). В то же время функция  $\alpha^2 F(\omega)$  отлична от нуля в очень широкой области энергий (см. рис. 5—7), что может быть причиной квазилинейного хода электросопротивления до самых высоких температур.

Но проблема заключается не только в функциональной зависимости  $\rho_{ab}(T)$ , а еще и в численном значении параметров электрон-фононной связи. Процедура нахождения величины этой связи из высокотемпературного поведения  $\rho(T)$  и значения плазменной частоты  $\omega_{ph}$  была предложена Гурвичем [53] и опробована, в частности, на соединениях A15. Тем не менее уже первая попытка применить эту методику к кристаллическим иттриевым системам привела к внутренним противоречиям [54]. Были найдены значения  $\lambda = 0,2—0,4$ , которые явно недостаточны для того, чтобы получить экспериментальные  $T_c$  и аномально большие отношения  $2\Delta/kT_c$ , регистрируемые туннельными и иными методами. Аналогичные оценки в [52] также привели к сравнительно малым значениям констант  $\lambda$ . Впрочем, эти результаты были пересмотрены в работе [109] с использованием новейших экспериментальных данных для электропроводности монокристаллических

образцов X—Ba—Cu—O и более тщательно рассчитанных скоростей Ферми для этого соединения. Оценки [109] показали, что константа  $\lambda$ , скорее всего, порядка 1,5—1,7, а длина свободного пробега электронов при  $T = 300$  К равна 11 Å. Таким образом, какие-либо противоречия с представлениями об электрон-фононном взаимодействии как основном механизме сверхпроводимости, по крайней мере, в иттрий-бариевом металлооксиде на основании измерений  $\rho(T)$  полностью исключаются. Дальнейшее подтверждение этой точки зрения было получено в работе [55], где исследовались монокристаллы  $YBa_2Cu_3O_8$  с идеальной структурой в  $ab$ -плоскости. Измерения отражения в оптической области позволили определить плазменную частоту, а зависимость  $\rho(T)$  установить константу  $\lambda$ . Как оказалось, в  $a$ -направлении  $\lambda_a = 3,64$ , в  $b$ -направлении  $\lambda_b = 3,1$ . Более того, выяснено, что температурная зависимость электросопротивления выходит на насыщение при температурах выше 200 К. Это означает, что длина свободного пробега при этих температурах становится сравнимой с характерным межатомным расстоянием, что может быть следствием достаточно сильного электрон-фононного взаимодействия. Причина столь резкого отличия резистивных свойств иттриевых купратов состава 1—2—3 от состава 1—2—4 остается столь же неясной, как и поведение  $\rho(T)$  сверхпроводящих металлооксидов в целом. Упомянем также работу [89], в которой была рассчитана температурная зависимость удельного сопротивления для соединения  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ , исходя из данных о спектральной функции  $\alpha^2 F(\omega)$ , полученных в экспериментах по фотоэмиссии. Эти данные продемонстрировали существование большого пика при 10 мэВ и константы  $\lambda = 8,67$ . Вычисленная зависимость  $\rho(T)$  была линейной, начиная с 25 К, однако величина сопротивления при  $T = T_c$  оказалась на порядок величины больше экспериментального значения.

**3.3.3. Электронная теплоемкость.** Как известно, в области температур  $k_B T \ll E_F$  ( $E_F$  — энергия Ферми) для электронной теплоемкости нормального металла выполняется соотношение  $C_e(T) = \gamma(T)T$ . Электрон-фононное взаимодействие определяет зависимость  $\gamma$  от температуры; в том случае, если оно пренебрежимо мало,  $\gamma$  является константой и выполняется известный линейный закон  $C_e(T) = \gamma_0 T$ . Последнее равенство справедливо для температур  $k_B T \geq \omega \approx 0,25 \bar{\omega}$  ( $\bar{\omega}$  — характерная фононная частота) и по оценкам [6] оно выполняется уже при  $T \approx T_c$  для сверхпроводящих металлооксидов. В области же очень низких температур, где электроны существенным образом «одеваются» фононами,  $\gamma(0) = \gamma_0(1 + \lambda)$ . Таким образом, константа элект-

рон-фононной связи  $\lambda$  может быть найдена из соотношения [6]  $\lambda = (\gamma(0)/\gamma_0) - 1$ . Величину  $\gamma_0$  авторы [6] предложили определять, исходя из скачка электронной теплоемкости при  $T = T_c$   $\Delta C = \beta\gamma T_c$  где  $\beta \geq 1,43$ , (см. выше, раздел 3.1.4). Используя приближенное выражение для  $\beta$  в теории сильной связи и оценивая  $\gamma_0$  по формуле  $\gamma_0 = (\partial\gamma/\partial N)N_{c2}$ , В. Кресин и С. Вольф получили для лантан-стронциевого образца  $\lambda \approx 1,8 - 2,0$  [6]. Это значение  $\lambda$  свидетельствует о довольно сильном взаимодействии электронов с решеткой, хотя, по мнению авторов [6], и недостаточном для столь высоких  $T_c$ . Интересно было бы применить предложенную в [6] методику расчета  $\lambda$  для других металлооксидных соединений.

**3.3.4. Термо-э.д.с.** Необычной особенностью большинства металлооксидных соединений с высокими  $T_c$  является радикальное отличие дифференциальной термо-э.д.с.  $S_{ab}$ , измеренной при  $T > T_c$  в плоскости медь—кислород, от предсказания модели свободных электронов  $S = \text{const} \cdot T$ . Как показано в [36], такое поведение рассматриваемых систем может быть объяснено влиянием электрон-фононного взаимодействия. Подобный эффект уже привлекался ранее для интерпретации нелинейностей в температурной зависимости термо-э.д.с. обычных металлических сплавов, однако в данном случае оцененная в рамках такого подхода сила электрон-фононной связи для некоторых групп электронов оказывается намного большей [36].

Причина, по которой в зависимости  $S(T)$  проявляется влияние колебаний решетки, заключается в фононной перенормировке основных электронных характеристик, определяющих величину дифференциальной термо-э.д.с. При малых температурах соответствующий вклад, связанный с взаимодействием электронов с фононами, значителен, однако по мере роста  $T$  константа  $\lambda(T)$  падает и зависимость  $S(T)$  в целом стремится к обычному (линейному по  $T$ ) результату. Если этот вклад невелик, то фононная добавка может привести к его заметному изменению даже в области комнатных температур (рис. 16). Как ясно из вышесказанного, измерения термо-э.д.с. представляют собой уникальную возможность изучения зависимости от температуры силы электрон-фононной связи. Соответствующие оценки [36] для зависимостей  $S_{ab}(T)$  в плоскости медь—кислород показывают, что, по крайней мере, в иттриевых, висмутовых и талиевых системах для некоторых носителей константа ЭФВ должна быть очень большой (от 5 и выше). Это свидетельствует, по мнению авторов работы [36], о наличии, например, сильного ангармонизма, связанного со структурными неустойчивостями. Интересно отметить, что данные, по-

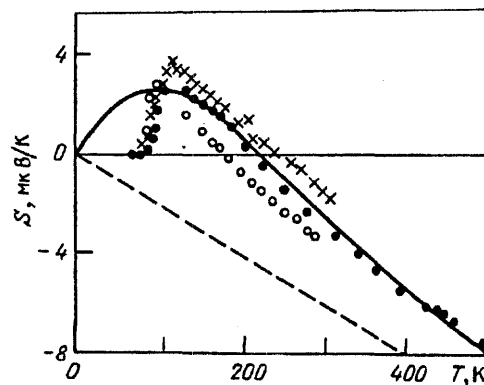


Рис. 16. Температурная зависимость дифференциальной термо-э.д.с. системы  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$ . Экспериментальные данные, измеренные, в основном, в плоскости медь—кислород, показаны кружками, квадратиками и крестиками (соответствующие ссылки приведены в [36]). Сплошной линией показан результат расчета [36], штриховой — затравочный (линейный по  $T$ ) вклад в термо-э.д.с.

лученные для направлений вне  $ab$ -плоскости, гораздо ближе к результатам для обычных металлов: в большинстве случаев производная  $dS_c/dT$  остается положительной вплоть до комнатных температур и искажения линейного хода невелики. В рамках модели [36] это означает, что в данной ситуации электрон-фононное взаимодействие слабее, чем в плоскости медь—кислород. Хотя обсуждавшееся выше поведение термо-э.д.с. в области температур  $T > T_c$ , естественно, не может служить доказательством фононной природы сверхпроводимости ВТСП-соединений, оно является дополнительным указанием на присутствие в них сильного электрон-фононного взаимодействия.

**3.4. МИКРОКОНТАКТНЫЕ СПЕКТРЫ.** В заключение настоящего раздела обратимся к данным микроконтактной спектроскопии, основанной на изучении вольт-амперных характеристик электрических микроконтактов с непосредственной проводимостью. Как и туннельные спектры, зависимость от напряжения дифференциального сопротивления микроконтактов на основе ВТСП проявляет особенности в районе фононных энергий (эти особенности интерпретируются как результат неупругой релаксации носителей на колебаниях кристаллической решетки) [64]. Их местоположение хорошо воспроизводится для данного микроконтакта, хотя детальная форма заметно варьируется от контакта к контакту. Тем не менее обнаруживаются некоторые общие характеристики этой структуры для различных образцов. Так, для лантан-стронциевых купратов [65] обнаружено, что при энергиях выше 90—100 мэВ (т.е. за пределами фононного спектра) интенсивность максимумов в  $(dI/dV)$  резко падает, а местоположение наиболее заметных особенностей в интервале

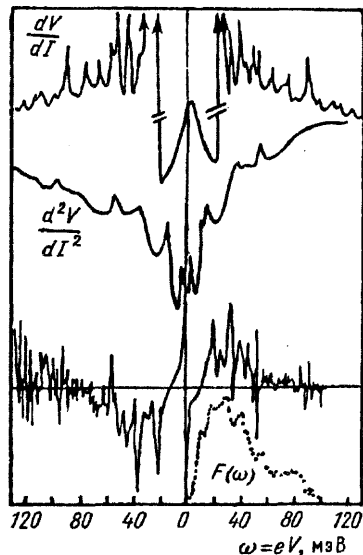


Рис. 17. Микроконтактные спектры трех контактов  $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4/\text{Cu}$ .  $F(\omega)$  — плотность фоновых состояний по нейтронным данным [65].

от 20 до 50 мэВ согласуется с максимумами фоновой плотности состояний, определенной из нейтронных измерений (рис. 17). Амплитуда наблюдаемых всплесков в  $(dV/dI)$  ( $I$ ) составляет при низких температурах до 10 % фонового значения, что, по крайней мере, на порядок превышает амплитуду аналогичных максимумов для контактов Ta/Cu [65]. Если считать наблюдаемые особенности результатом рассеяния носителей на фононах, то это означает, что электрон-фононное взаимодействие, во всяком случае, в La—Sr—Cu—O исключительно велико и согласно [64] может быть ответственно за высокие значения  $T_c$ .

**4. Заключение.** Сопоставление туннельных данных для разных металлоксидных соединений, в том числе и не содержащих ионы меди, демонстрирует проявление решеточных колебаний в измеренных характеристиках. Однако почему, несмотря на ничтожно малую глубину зондирования  $l_{ph}$ , колебания решетки сверхпроводящего металлооксида все же проявляются в его туннельных спектрах?

Один из возможных подходов к этой проблеме — учет эффекта близости между непосредственно примыкающим к барьеру нормальным слоем на поверхности купрата и объемом сверхпроводника (см. рис. 5 в [76], а также [84]). В последнее время обнаружены относительно большие глубины проникновения сверхпроводимости в полупроводниковые металлооксиды, приведенные в непосредственный контакт с ВТСП-материалом (см. ссылки в [77]). Быть может, и в данном случае эта величина достаточно велика и, таким образом, сверхпроводимость существует не-

посредственно на поверхности диэлектрика и проводящего слоя. С другой стороны, глубина зондирования близостного слоя обычно превосходит соответствующую величину  $l_{ph}$  для чистого сверхпроводника (см. раздел 5.6 в [5]). А это создает дополнительные преимущества (и как ни странно — трудности) для туннельного изучения ВТСП-соединений посредством дополнительной прослойки на поверхности.

Следует подчеркнуть, что сам факт проявления фоновых особенностей в туннельной проводимости вовсе не свидетельствует о доминирующем характере электрон-фононного механизма в обсуждаемых сверхпроводниках. Доказательством тому может быть только численное восстановление функции электрон-фононного взаимодействия. Однако почти все опубликованные попытки реконструкции функций  $\alpha^2F(\omega)$  для ВТСП не выдерживают критики. До тех пор, пока в статьях отсутствует детальный анализ исходных для расчетов  $\alpha^2F(\omega)$  экспериментальных данных и доказательств применимости всех жестких требований к объекту исследований, нет оснований доверять количественной стороне такой обработки и, уж тем более, далеко идущим выводам о природе механизмов сверхпроводимости.

Туннельный эффект — многоинформативный экспериментальный метод, и собственно туннельный эксперимент, к счастью, не сводится к снятию только вольт-амперной характеристики и ее производных. Фактически надо суметь учесть вклады различных механизмов переноса заряда в контактах металл—металлоксид и обосновать доминирующую роль туннельного эффекта. Не всегда и не всем это удается. К слову, понятие «хороший» или «плохой» туннельный контакт, вообще говоря, не имеет смысла и отражает скорее определенный интеллектуальный уровень исследователя. Именно поэтому восстановление функции ЭФВ — одна из вершин искусства экспериментатора.

Обратим внимание на одну характерную особенность туннельных данных для высокотемпературных сверхпроводников — аномальную (не аналитическую в нуле напряжений) зависимость дифференциальной проводимости от напряжения:  $\sigma(I) = \sigma_0 + \alpha|I|$  (см. работы [74, 80, 81] и ссылки в них). Представляется важным обнаружение в [74] корреляции между величиной  $\alpha$  и значением критической температуры  $T_c$  для четырех безмедных металлоксидных соединений с разбросом  $T_c$  от  $< 1$  К для  $\text{BaPbO}_3$  до 30 К для  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ . Согласно [74] линейная зависимость представляет собой результат сильной перенормировки спектральных характеристик носителей заряда из-за многочастичных эффектов. По нашему мнению, однозначная связь  $\alpha$  и  $T_c$  указывает на то, что



величина  $a$  является мерой силы связи для того механизма, который ответствен за сверхпроводимость в указанных веществах.

Один из возможных путей выявления этого механизма — сопоставление расчетных данных с экспериментальными. Однако и в данном вопросе нет никакой ясности. Согласно одним работам [82, 86, 87] предположения о существовании промежуточной электрон-фононной связи в купратах достаточно для объяснения высокотемпературной сверхпроводимости в них, согласно другим расчетам (например, [83]) взаимодействие с колебаниями решетки является действительно довольно значительным ( $\lambda \approx 1$ ), но оно не может быть единственной причиной больших  $T_c$  в обсуждаемых соединениях. Что касается нефононных механизмов сверхпроводимости, то отметим в этой связи возможную роль антиферромагнитных спиновых флуктуации [78], которые в частности, приводят к резкой анизотропии сверхпроводящих свойств. Интересно, что наилучшие (с точки зрения наблюдения сверхпроводящих особенностей) туннельные результаты получены для тех металлооксидных соединений, в которых либо отсутствуют ионы меди ( $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ ), либо магнитные взаимодействия ослаблены ( $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$ ) [79].

Конечно же, электрон-фононное взаимодействие не может служить универсальной отмычкой ко всем загадкам, которые таят в себе металлооксидные сверхпроводники. В частности, как справедливо отмечено в [3], фононных представлений недостаточно для описания температурной зависимости эффекта Холла и магнитной восприимчивости и они уж совсем непригодны для того, чтобы воспроизвести разовые диаграммы указанных соединений, в особенности, переход в антиферромагнитное диэлектрическое состояние.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Annett J.F., Goldenfeld N., Renn S.R. The pairing state of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Preprint. 1990.
- Гинзберг Д.М. Введение, история открытия и обзор свойств высокотемпературных сверхпроводников // физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. Д.М. Гинзберга. — М.: Мир. 1990. С. 8—38.
- Гинзбург В.Л., Максимов Е.Г. О возможных механизмах высокотемпературной сверхпроводимости // СФХТ. 1992. Т. 5, No. 9. С. 1543—1596.
- Свистунов В.М., Белоголовский М.Б. Туннельная спектроскопия квазичастичных возбуждений в металлах. Киев: Наукова думка, 1986.
- Wolf E.L. Principles of electron tunneling spectroscopy. New York: Oxford University Press, 1985.
- Kresin V.Z., Wolf S.A. Normal and superconducting properties of the high- $T_c$  oxides // J. Sci. and Ind. Res. 1989. V. 48, No. 12. P.559—567.
- Свистунов В.М., Ревенко Ю.Ф., Таренков В.Ю. и др. Туннельный эффект и незатухающие токи в сверхпроводящих металлооксидах // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Приложение. С.63—66.
- Свистунов В.М., Ревенко Ю.Ф., Таренков В.Ю. Туннелирование в высокотемпературные сверхпроводники // ФНТ. 1987. Т. 13, No. 8. С. 870—873.
- Свистунов В.М., Таренков В.Ю., Ревенко Ю.Ф. Энергетическая щель и фононный спектр высокотемпературных сверхпроводников // Докл. АН УССР. Сер. А. 1987. No. 10. С. 49—51.
- Bulaevskii L.N., Dolgov O.V., Kazakov I.P. et al. A tunneling study of the oxide superconductors  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  and  $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  // Supercond. Sci. and Technol. 1988. V. 1, No. 4. P.205—209.
- Веденеев С.Н., Казаков И.П., Кирьянов А.П. и др. Туннельные исследования монокристаллов  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4+y}$  с  $T_c = 12—13$  К // ЦсФ. 1988. Ф. 30, No. 9. С. 2861—2863.
- Ekino T. Tunneling observation of phonon structures in superconducting  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  Preprint, 1991.
- Свистунов В.М., Белоголовский М.Б., Хачатуров А.И. Туннелирование в высокотемпературные сверхпроводники // Физические проблемы высокотемпературной сверхпроводимости. Киев: Наукова думка, 1990. С. 52—64.
- Rhyne J.J., Neumann D.A., Gotaas J.A. et al. Phonon density of states of superconducting  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  and the nonsuperconducting analog  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  // Phys. Rev. B. 1987. V. 36, No. 4. P. 2294—2297.
- Свистунов В.М., Таренков В.Ю., Дьяченко А.И. и др. Проявление низкочастотных возбуждений высокотемпературных сверхпроводников в туннельной проводимости // ФТТ. 1988. Т. 30, No. 11. С. 3515—3517.
- Gurvitch M., Valles J.M., Jr., Cucolo A.M. et al. Reproducible tunneling data on chemically single crystals of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63, No. 9. P. 1008—1011.
- Gurvitch M., Valles J.M., Dynes R.C. et al. Reproducibility in tunneling achieved through liquid etching of YBCO // Physica C. 1989. V. 162—164. P. 1067—1068.
- Дмитриев В.М., Соловьев А. Л., Дмитренко А.И. Вольт-амперные характеристики и энергетическая щель в высокотемпературных соединениях  $\text{YBaCuO}$  // ФНТ. 1989. Т. 15, No. 4. С. 356—362.
- Reiffers M., Samuely P., Kupka M. et al. Point-contact properties of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  and  $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  // Mod. Phys. Lett. B. 1988. V. 2, No. 11—12. P. 1269—1277.
- Свистунов В.М., Беньяк Ш., Плеценик А. и др. Проявление природы нормального состояния металлооксидов в электронном туннелировании // ФТТ. 1989. Т. 31, вып. 6. С. 296—299.
- Koltun R., Hoffmann M., Splittgerber-Hunnekes P.C. et al. Energy gaps and phonon structures in tunneling spectra of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{8+x}$  and  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+y}$  superconductors // Physica B. 1990. V. 165—166. P. 1567—1568; Zs. Phys. B. 1991. V. 82, No. 1. P. 53—59 (англ.).
- Веденеев С.И., Степанов В.Б. Электрон-фононное взаимодействие в монокристаллах  $\text{BiSrCaCuO}$  с разными  $T_c$  // Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49, вып. 9. С. 510—512.
- Vedeneev S.I., Stepanov V.A. Electron tunneling spectroscopy of the high- $T_c$  superconducting single crystals of  $\text{Bi—Sr—Ca—Cu—O}$  // Physica C. 1989. V. 162—164. P. 1131—1132.
- Miyakawa N., Shimada D., Kido T., Tsuda N. Fine structure in the tunneling conductance of a  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  — GaAs junction // J. Phys. Soc. Japan. 1989. V. 58, No. 2. P. 383—386.
- Shimada D., Miyakawa N., Kido T., Tsuda N. Multiphonon exchange and the high- $T_c$  superconductivity of the multilayer oxide-superconductor // J. Phys. Soc. Japan. 1989. V. 58, No. 2. P.387—389.
- Miyakawa N., Shimada D., Kido T., Tsuda N. Tunneling conductance of a  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  — GaAs junction along the c-axis // J. Phys. Soc. Japan. 1989. V. 58, No. 4. P. 1141—1144.
- Hasegawa T., Suzuki H., Yaegashi S. et al. Electron tunneling measurements of high- $T_c$  superconductor  $\text{Bi—Sr—Ca—Cu—O}$  by STM // Japan. J. Appl. Phys. 1989. V. 28, No. 2. P. L179—L182.
- Huang Q., Zasadzinski J.F., Tralshawala N. et al. Tunneling evidence for predominantly electron-phonon coupling in

- superconducting  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  and  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$  // Nature. 1990. V. 347, No. 6291. P. 369—372.
29. *Zasadzinski J.F., Traishawala N., Hinks D.G. et al.* Tunneling spectroscopy in superconducting  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ : direct evidence for phonon-mediated coupling // Physica C. 1989. V. 158, No. 3. P.519—524.
30. *Morales F., Escudero R., Hinks D. G., Zheng Y.* Electron tunneling in superconducting  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  // Physica C. 1990. V. 169, No. 5/6. P. 294—298.
- [31] *Шриффер Дж.* Теория сверхпроводимости. М.: Наука, 1970.
32. *Walstedt R.E., Warren W.W., Jr.* Nuclear resonance properties of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  superconductors // Science. 1990. V. 248, No. 4959. P.1082—1087.
33. *Oldfield E., Coretsopoulos C., Yang S. et al.*  $^{17}\text{O}$  nuclear-magnetic-resonance spectroscopic study of high- $T_c$  superconductors // Phys. Rev. B. 1989. V. 40, No. 10. P. 6832—6849.
34. *Coffey L.* Comment on «Spin dynamics at oxygen sites in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ » // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64, No. 9. P. 1071.
35. *Allen P.B., Rainer D.* Phonon suppression of coherence peak in nuclear spin relaxation rate of superconductors // Nature. 1991. 349. P.396—398.
36. *Kaiser A.B., Mountjoy G.* Consistency with anomalous electron-phonon interactions of the thermopower of high- $T_c$  superconductors // Phys. Rev. B. 1991. V. 43, No. 8. P. 6266—6269.
37. *Tody B.H., Egami T., Jorgensen J.D., Subtamanian M.B.* Observation of a local structural change at  $T_c$  for  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  by pulsed neutron diffraction // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64, No. 20. P.2414—2417.
38. *Thonson C., Cardona M., Gegenheimer B. et al.* Untwinned single crystals of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ : an optical investigation of the  $a$ - $b$  anisotropy // Phys. Rev. B. 1988. V. 37, No. 16. P. 9860—9863.
39. *Ono Y., Yamauchi K., Yamada N.* Anomalous changes of structural parameters at  $T_c$  in the superconductor  $\text{Ba}_{0.7}\text{K}_{0.3}\text{BiO}_3$  // Japan. J. Appl. Phys. 1991. V. 30, No. 2A. P. L182—L184.
40. *ТомсенК., Кардона М.* Рамановское рассеяние в высокотемпературных сверхпроводниках // Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников // Под. ред. Д.М. Гинзберга. М.: Мир, 1990. С. 474—481.
- [41] *Zetterer T., Franz M., Schutzmann J. et al.* Anomalous behavior of phonons in superconducting  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_8\text{O}_{10}$  detected by far-infrared spectroscopy // Phys. Rev. B. 1990. V. 41, No. 13. P. 9499—9501.
42. *Krantz M., Rosen H.J., Macfarlane R.M., Lee V.Y.* Effect of oxygen stoichiometry on softening of Raman active lattice modes in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  // Phys. Rev. B. 1988. V. 38, No. 7. P. 4992—4995.
43. *Ruf T., Thomson C., Liu R., Cardona M.* Raman study of the phonon anomaly in single-crystal  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  in the presence of a magnetic field // Phys. Rev. B. 1988. V. 38, No. 16. P. 11985—11987.
44. *Cherepanov V.M., Chuev M.A., Yakimov S.S., Goncharov V. Ya.* Phonon softening near superconducting transition temperatures in high- $T_c$  ceramics // Physica B. 1990. V. 163, No. 1/3. P. 441—442.
45. *Renker B., Gompf F., Gering E., Ewert D.* Observation of the phonon shifts in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x\text{Cu}_2\text{O}_8$  and related high temperature superconductors // Physica C. 1989. V. 162—164. P.462—463.
46. *Reichardt W., Ewert D., Gering E. et al.* Lattice dynamics of 123 superconductors // Physica B. 1989. 156—157. P. 897—901.
47. *Zeyher R., Zwicknagl G.* Superconductivity - induced phonon self-energy effects in high- $T_c$  superconductors // Zs. Phys. B. 1990. V. 78, No. 2. P. 175—190.
48. *Thomson C., Cardona M., Friedl B. et al.* Phonon self-energies and the gap of high-temperature superconductors // Sol. State Commun. 1990. V. 75, No. 3. P. 219—223.
49. *McCarty K.F., Radousky H.B., Hinks D.G. et al.* Electron-phonon coupling on superconducting  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ : A Raman scattering study // Phys. Rev. B. 1989. V. 40, No. 4. P. 2662—2665.
50. *Chou H., Yamada K., Axe J.D. et al.* Inelastic-neutron-scattering study of the electron-phonon interaction in a superconducting  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  single crystal // Phys. Rev. B. 1990. V. 42, No. 7. P. 4272—4275.
- [51] *Axe J.D., Shirane G.* Influence of the superconducting energy gap on phonon linewidths in  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30, No.6-P.214—216.
52. *Ballogg B.* Selected experiments on high- $T_c$  cuprates // High Temperature Superconductivity: The Los Alamos Symposium 1989 Eds. K. Bedell, D. Coffey, D. Meltzer et al. New York: Addison—Wesley Publ. Co., 1990. P. 37—82.
53. *Curvitch M.* What can be learned from the normal state resistivity? // Physica B+C. 1985. V. 135, No. 1—3. P. 276—285.
54. *Gurvitch M., Fiory A.T.* Resistivity of  $\text{La}_{1.82}\text{Sr}_{0.175}\text{CuO}_4$  and  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  to 1100 K: absence of saturation and its implications // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 59, No. 12. P. 1337—1340.
55. *Schoenes I., Kaldis E., Karpinski J.*  $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ : a strong coupling high- $T_c$  superconductor? // J. Less Common Metals, 1990. V. 164—165. P. 50—58.
56. *Гейликман Б.Т., Кресин В.З.* Кинетические и нестационарные явления в сверхпроводниках. М.: Наука, 1973.
57. *Fisher H.E., Watson S.K., Cahill D.G.* Specific heat, thermal conductivity, and electrical resistivity of high temperature superconductors // Comm. Condens. Mater. Phys. 1988. V. 14, No.2.P.65—127.
58. *Uher C.* Thermal conductivity of high- $T_c$  superconductors // J. Superconductivity. 1990. V. 3, No. 4. P. 337—389.
59. *Tewordt L., Wolkhausen Th.* Theory of thermal conductivity of the lattice for high- $T_c$  superconductors // Sol. State Commun. 1989. V. 70, No. 8. P. 839—844.
60. *Соломон М.Б.* Термодинамические свойства, флуктуация и анизотропия высокотемпературных сверхпроводников // Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Под. ред. Д.М. Гинзберга. М.: Мир, 1990. С. 39—68.
- [61] *Blezins J., Carbotte J.P.* Upper bound on the specific-heat jump: application to the high- $T_c$  oxides // Phys. Rev. B. 1987. V. 36, No. 7. P. 3622—3626.
62. *Chi H., Carbotte J.P.* Slope of specific heat jump in two-band model // Physica C. 1990. V. 169, No. 1/2. P. 55—62.
63. *Cohen M.L., Renn D.R.* Weak-versus strong-coupling theory for  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  // Phys. Rev. B. 1990. V. 42, No. 13. P. 8702—8703.
64. *Янсон И.К.* Контактная спектроскопия высокотемпературных сверхпроводников (Обзор). Часть I. Физические и методические основы контактной спектроскопии ВТСП. Экспериментальные результаты для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  и их обсуждение // ФНТ. 1991. Т. 17, No. 3. С. 275—299.
65. *Янсон И.К., Рыбальченко Л.Ф., Фисун В.В. и др.* Исследование энергетической щели и наблюдение электрон-фононного взаимодействия в микроконтактах высокотемпературного сверхпроводника  $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$  с нормальным металлом // ФНТ. 1989. Т. 15, No. 8. С. 803—823.
66. *Tian S.Y., Li M.Z., ЖЯюнн Ж.Ч.* The effect of strong electron-phonon interactions on the infrared reflectance in high- $T_c$  superconductors // Mod. Phys. Lett. B. 1991. V. 5, No. 20. P. 1361—1365.
67. *Nunez Regueiro M.D., Castello D.* Thermal conductivity of high temperature superconductors // Int. J. Mod. Phys. B. 1991. V. 5, No.12.P.2003—2035.
68. *Schlesinger Z., Rotter L.D., Collins R.T. et al.* Infrared properties of high- $T_c$  superconductors // Physica C. 1991. V. 185—189. P. 57—64.
69. *Sugai S.* Local distortion specifying the superconductor phases observed by Raman scattering // Physica C. 1991. V. 185—189. P. 76—79.
70. *Klein M.V., Cooper S.L., Kotz A.L. et al.* Latest results on me anomalous Raman continuum in YBCO and in certain metals // Physica C. 1991. V. 185—189. P. 72—75.
- [71] *Altendorf E., Chrzanowski J., Irwin J.C.* Electron-phonon interactions of Raman active phonons in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  // Physica C. 1991. V. 175, No. 1. P. 47—57.
72. *Burns G., Chandrashekar G.V., Dacol F.H., Strobe I.P.* Temperature dependence of the Raman spectra for  $\text{Bi}_2\text{CaSr}_2\text{Cu}_2\text{O}_8$  // Phys. Rev. B. 1989. V. 39, No. 1. P. 775—776.

73. *Илюшкин А.В., Талденков Б.З., Флорентьев В.В.* Теплопроводность монокристаллов  $\text{LnBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  // УФН. 1991. Т. 161, No. 7. С. 200—204.
74. *Dynes R. C., Sharifi F., Pargellis A. et al.* Tunneling spectroscopy in  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  // Physica C. 1991. V. 185—189. P. 234—240.
75. *Tsuda N., Shimada D., Miyakawa N.* Phonon mechanism of high- $T_c$  superconductivity based on the tunneling study of Bi-based cuprates // Physica C. 1991. V. 185—189. P. 1903—1904.
76. *Свистунов В.М., Белоголовский М.А., Хачатуров А.И.* Туннелирование в высокотемпературные сверхпроводники: методы изготовления туннельных контактов. Донецк, 1990. (Препринт / АН УССР, ДонФТИ. No. 14).
77. *Deutscher G.* Proximity effects with the cuprates // Physica C. 1991. V. 186—189. P. 216—220.
78. *Lynn J.W.* Magnetic order and spin fluctuations in oxide superconductors // Phys. Lett. A. 1990. V. 148, No. 1—2. P. 115—117.
80. *Anderson P. W., Zou Z.* «Normal» tunneling — «normal» transport; diagnostics for the resonating-valence-bond state // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60, No. 2. P. 132—135.
- [81] *Svistunov V.M., Khachaturov A.I., Belogolovskii M.B. et al.* Tunneling and resistive studies of normal states properties of YBCO thin films // Modern. Phys. Lett. B. 1990. V. 4, No. 2. P. 111—118.
82. *D'yachenko A.I., Kvachev A.A., Kochergin I.V., Svistunov V.M.* Probable role of the high-frequency modes in high- $T_c$  superconductors // Phys. Lett. A. 1990. V. 150, No. 2. P. 121—125.
83. *Andersen O.K., Liechtenstein A.I., Rodriguez O. et al* Electrons, phonons, and their interaction in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  // Physica C. 1991. V.185—189. P.147—155.
84. *Iguchi I., Wen Z.* Tunnel gap structure and tunneling model of the anisotropic  $\text{YBaCuO}/\text{I}/\text{Pb}$  junctions // Physica C. 1991. V. 178, No. 1. P. 1—10.
85. *Максимов Е.Г., Саврасов С.Ю.* Фотоэмиссионная спектроскопия высокотемпературных сверхпроводников // УФН. 1990. Т. 160, вып. 9. С. 155—176.
86. *Попотарев Я.Г., Аминов В.А., Леонюк Л.И. et al* Experimental studies of single particle tunneling and Josephson effect in high- $T_c$  superconductors Preprint. 1992.
87. *Дьяченко А.И., Свистунов В.М., Кочергин И.В., Квачев А.А.* О корреляции параметров высокотемпературных сверхпроводников в теории сильной связи // СФХТ. 1990. Т. 3, No. 5. С. 805—809.
88. *Gupta H.C.* Electron-phonon interaction for an analytic solution to the BCS equation for the high-temperature superconductors // Mod. Phys-Lett B. 1991, V. 5, N. 20. С. 1349—1353.
89. *Nicol E.J., Carbotte J.P.* Superconducting state optical conductivity of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  due to a boson mechanism // Sol State Commun. 1991. V.79, N 10. P.835—837.
90. *Shimada D., Ajiki K., Miyakawa N. et al* Tunneling conductance of a  $\text{Bi}_{1-2x}\text{Pb}_x\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{10-y}-\text{SiO}_2$  junction // Zs. Phys.B. 1991. V.85, P.1. P.7—14 (англ.).
- [91] *Свистунов В.М., Белоголовский М.Б., Черняк О.И., Хачатуров А.И.* Особенности в туннельной проводимости нормальных контактов // ЖЭТФ. 1983. Т. 84, No. 5. С. 17S2—1791.
92. *Svistunov V.M., D'yachenko A.I., Belogolovskii M.B.* Elastic tunneling spectroscopy of single-particle excitations in metals // J. Low Temp. Phys. 1978, V.31, N 3/4. P. 339—356.
93. *Дьяченко А.И.* Правила сумм для туннельного эффекта в сверхпроводниках // ФНТ. 1979. Т. 5, вып. 5. С. 440—449.
94. *Bostok M.H., Diddiuk V., Change W. et al* Does strong-coupling theory describe superconducting Nb? // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36, N11. P. 603—605
95. *Tulina N.A., Zaitsev S.A., Emetchenko G.A. et al* Investigation of the energy gap and phonon structure in tunneling junctions of the  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  single crystal cleavages. Preprint.—1992.
96. *Hasegawa T., Ikuta H., Kitazawa K.* Tunneling spectroscopy of oxide superconductors. Preprint, 1992.
97. *Mikhailovsky A.A., Shulga S.V., Karakozov A.E. et al.* Thermal pair-breaking in superconductors with strong electron-phonon interaction // Sol State Commun. 1991. V.80. P. 511—514.
98. *Krusin-Elbaum L., Greene R.L., Holtzberg A.P. et al.* Direct measurement of the temperature-dependent magnetic penetration depth in Y-Ba-Cu-O crystals // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62, No. 2. P. 217—220.
99. *Karakozov A. E., Maksimov E.G., Mikhailovsky A.A. et al.* The investigation of Eliashberg equations for superconductors with strong electron-phonon interaction // Sol. State Commun. 1991. V. 79. No. 4. P. 329—335.
100. *Gonelly R.S., Bulaevskii L.N., Dolgov O.V., Vedenev S.I.* // Proceedings congresso SATT 3. Singapore: World Scientific 1990.
- [101] *Барьяхтар В.Г., Белоголовский М.Б., Свистунов В.М., Хачатуров А.И.* Особенности туннелирования в металлооксидную керамику // ДАН АН СССР. 1989. Т. 307, No. 4. С. 850—853.
102. *Wolf E.L., Too H.J., Susia B.* Tunneling evidence of strong Cooper-pair-breaking near  $T_c$  in cuprate superconductors // Sol. State Commun. 1991. V. 77, H 7. С. 519—523.
103. *Geerk J., Xi X.X., Linker G.* Electron tunneling into thin films of  $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  // Zs. Phys.B. 1988. V. 73, H 3. С. 329—336 (англ.).
104. *Schlesinger Z., Collins R.T., Holtzberg F. et al* Superconducting energy gap and normal-state conductivity of a single-domain  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  crystals // Phys. Rev. Lett. 1990. V.65, No. 6. P.801—804.
105. *Shulga S.V., Dolgov O.V., Maksimov E.G.* Electronic states and optical spectra of HTSC with electron-phonon coupling // Physica C. 1991. V. 178. P. 266—274.
106. *Fiory, A.T., Martin S., Fleming R.M. et al* // Physica C. 1989. V.162—164. P.1195.
107. *Mackenzie A., Marseglia E., Narsdem I. et al* // Physica C. 1989. V.1 62—164. P. 1029.
108. *Pickett W.E.* / J. Supercond. 1991. V. 4. P.397.
109. *Mazin I.I., Dolgov O.V.* Estimation of the electron-phonon coupling on  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  from the resistivity / Phys. Rev. B. 1992. V. 45, No. 5. P. 2509—2511.