

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

538.945

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЩЕЛЬ В СПЕКТРЕ ВОЗБУЖДЕНИЙ
ОКСИДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ*Н. В. Заварицкий*

(Институт физических проблем им. С. И. Вавилова АН СССР)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	177
2. Туннельный эффект	179
3. Фотоэлектронная эмиссия	191
4. Оптические методы	193
5. Объемные характеристики	197
6. Заключение	201
Список литературы	205

Введение. Если в нормальном металле плотность состояний электронов $N_0(\varepsilon)$ вблизи поверхности Ферми не зависит от энергии, в традиционных сверхпроводниках в распределении электронов по энергиям есть энергетическая щель Δ .

Представления о том, что энергетическая щель, возможно, и определяет сверхпроводящие свойства металлов, относятся к середине 30-х годов, когда Ф. Лондон [1] высказал предположение, что предложенные им феноменологические уравнения для электродинамики сверхпроводников могут быть поняты с микроскопической точки зрения, если допустить существование такого взаимодействия между электронами, что возбужденные энергетические состояния электронов будут отделены от основного конечным интервалом энергии Δ_0 . Отличие энергетической щели в сверхпроводниках от щели в полупроводниках состоит в том, что в то время как в полупроводниках возникновение щели обусловлено периодическим потенциалом атомов кристаллической решетки, в сверхпроводниках цель на поверхности Ферми образуется в результате взаимодействия между электронами, и вследствие этого, вся электронная система вместе со щелью может смещаться относительно кристаллической решетки. При этом, так как потери энергии при движении могут происходить лишь порциями, большими 2Δ , диссипативные потери при малой скорости отсутствуют. Фактически это и есть сверхпроводящий ток — ток без потерь.

В дальнейшем было выяснено, что взаимодействие между электронами обусловлено обменом виртуальными фононами. Эти представления послужили отправной точкой для построения чрезвычайно успешной теории Бардина — Купера — Шриффера (БКШ) [2]. Эта теория предсказала не только энергетическую щель правильного порядка величины, но и сумела объяснить большинство имеющихся в то время эксперимен-

тальных данных. Результаты теории БКШ вскоре были получены иными методами [3, 4]. Согласно теории БКШ, величина энергетической щели при $T=0$ Δ_0 универсально связана с критической температурой сверхпроводника T_c соотношением

$$\frac{2\Delta_0}{kT_c} = 3,52. \quad (1)$$

Для изотропного случая энергия возбуждений электронов E_k , отсчитанная от энергии Ферми ϵ_F ,

$$E_k = (\epsilon_k^2 + \Delta^2)^{1/2}, \quad (2)$$

где ϵ_k — невозмущенное значение энергии. Плотность распределения возбуждений по энергиям вблизи ϵ_F в сверхпроводнике

$$N_s(E) = N_0(\epsilon) \frac{d\epsilon}{dE} = N_0 \frac{E}{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}} \quad (3)$$

(возможная зависимость $\Delta(\epsilon)$ не учитывается). Очевидно, что $|E|$ не может принимать значения меньше Δ , и соотношение (3) имеет смысл только при $|E| > \Delta$; при $|E| < \Delta$

$$N_s(E) \equiv 0. \quad (3')$$

Как видно из соотношения (3), плотность состояний элементарных возбуждений сверхпроводника $N_s(E) \rightarrow \infty$ при $|E| \rightarrow \Delta_0$. Для традиционных сверхпроводников приведенные выше соотношения (1) — (3) подтверждены многими экспериментами.

После открытия [5] в 1986 г. новых оксидных сверхпроводников с $T_c > 30$ К возникла проблема изучения у этого класса веществ распределения $N_s(E)$ и величины Δ_0 . Решение этой проблемы было тем более необходимо, что механизм возникновения сверхпроводимости в этих веществах не был установлен, и выдвигались гипотезы, что сверхпроводимость в них может иметь качественно иной характер.

Уже в ходе первых попыток экспериментального определения величины Δ_0 в спектре возбуждений было выяснено, что для этого класса веществ данная задача имеет ряд особенностей:

а) Оксидные сверхпроводники являются сложными химическими соединениями с относительно небольшой химической связью между атомами; вследствие этого у большинства (если не у всех) оксидных сверхпроводников поверхностный слой за короткий промежуток времени претерпевает столь сильное изменение, что его характеристики становятся качественно отличными от свойств исходного материала. Это обстоятельство крайне существенно для исследований энергетической щели такими методами, как туннельный эффект, метод электронной фотоэмиссии, оптическими методами, в которых роль поверхности является определяющей.

б) Большая величина критической температуры (T_c до 120 К) затрудняет использование таких традиционных методов, как определение Δ_0 по температурной зависимости теплоемкости или теплопроводности электронов, поскольку в необходимом для измерения интервале температур ($T_c \div 20$ К) вклад от решетки в эти характеристики велик и обладает сложной температурной зависимостью из-за наличия многих мод колебаний решетки.

в) В то же время большая величина энергетической щели позволяет использовать для ее определения методы, которые из-за ограниченной чувствительности аппаратуры были неприменимы для традиционных сверхпроводников (метод фотоэмиссии электронов).

Настоящая статья содержит анализ экспериментальных усилий, предпринятых (до ноября 1989 г.) для определения различными методами распределения возбуждений в высокотемпературных сверхпроводниках и измерения величины Δ_0 . Мы ограничили себя разбором работ, которые определяли развитие каждой из использованных методик, заранее не претендую на перечисление всех работ, выполненных в этом направлении, тем более что многие из них, особенно на первом этапе, как теперь очевидно, были неудачны. Поскольку обзор ставит своей целью рассмотреть экспериментальные работы, в нем представлены наиболее впечатляющие экспериментальные кривые. Читатель не найдет в статье детального разбора ряда опубликованных экспериментов, в которых исследователи вообще не обнаруживали щелевых особенностей в спектре возбуждений, поскольку их авторы после совершенствования методик эксперимента получали в дальнейшем вполне удовлетворительные щелевые особенности, а первые публикации представляют лишь исторический интерес.

Как будет видно из анализа экспериментальных исследований (см. ниже), в настоящее время дискутируют следующие возможные отличия $N_s(E)$ у оксидных высокотемпературных сверхпроводников от $N_s(E)$ традиционных низкотемпературных сверхпроводников. Во-первых, при $|E| \rightarrow \Delta$ у границы щели не наблюдается столь резкого максимума плотности состояний, как это следует из соотношения (3), и, во-вторых, при $|E| \ll \Delta_0$ обнаруживается конечная плотность состояний. На эти две особенности результатов исследования свойств оксидных сверхпроводников в обзоре обращается особое внимание.

Статья разбита по методам, которые авторы применяли для определения энергетической щели. В конце представлена сводка наиболее достоверных, по мнению автора, значений Δ_0 , полученных в различных экспериментальных работах.

2. Туннельный эффект. В случае традиционных сверхпроводников наиболее полная информация о плотности состояний вблизи поверхности Ферми и величине энергетической щели была получена посредством методики туннельного эффекта. Техника таких экспериментов была впервые описана Гьевером [6], который и использовал ее для исследования сверхпроводников.

Туннельный ток между двумя металлами, разделенными слоем диэлектрика, прозрачность которого для электронов w не зависит от направления тока, определяется соотношением

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} w(E) N_1(E - eV) N_2(E) (f(E - eV) - f(E)) dE, \quad (4)$$

где V — разность потенциалов между металлами, N_1 и N_2 — плотность состояний электронов в металлах, $f(E)$ — распределение Ферми электронов по различным состояниям. Предполагая, что $w(E) \equiv w_0$ и $kT < \epsilon_F$, для нормальных металлов получаем

$$I_{nn}(V) \equiv w_0 N_{1n}(\epsilon_F) N_{2n}(\epsilon_F) V = G_{nn} V, \quad (5)$$

т. е. ток через барьер определяется не зависящей от напряжения и температуры проводимостью G_{nn} . Соотношение (5) справедливо лишь в области малых напряжений для случая симметричных барьеров. В случае, если один из металлов, сверхпроводник (s-n-контакт),

$$I_{ns}(V) = G_{nn} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{N_{1s'}(E)}{N_{1n}(\epsilon_F)} (f(E - eV) - f(E)) dE, \quad (6)$$

и, учитывая, что при $T=0$

$$\begin{aligned} f(E) - f(E + eV) &= 1 \text{ при } 0 < E < eV, \\ &= 0 \text{ при } E < 0, E > eV, \end{aligned} \quad (7)$$

$$I_{ns} = G_{nn} \int_0^V \frac{N_{1s}(E)}{N_{1n}(\epsilon_F)} dE,$$

и для дифференциальной проводимости получаем

$$\frac{dI_{ns}}{dV}(V) = \frac{G_{nn}}{N_{1n}(\epsilon_F)} = N_{1s}(eV). \quad (8)$$

Таким образом, измеряя дифференциальную проводимость при температуре, близкой к абсолютному нулю, можно определить плотность состояний для сверхпроводника.

Воспользовавшись выражением для плотности состояний (3), найдем, что при $T \rightarrow 0$

$$\begin{aligned} I_{ns} &= 0 \quad \text{при } eV < \Delta_0, \\ &= (eV^2 - \Delta^2)^{1/2} \quad \text{при } eV > \Delta_0. \end{aligned} \quad (9)$$

В случае конечных температур $T \neq 0$

$$I_{ns} = 2G_{nn} \frac{\Delta}{e} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^{m+1} K_1 \left(\frac{m\Delta}{kT} \right) \operatorname{sh} \frac{meV}{kT}, \quad (10)$$

где K_1 — модифицированная функция Бесселя второго рода первого порядка. Это выражение при $V \rightarrow 0$ сводится при $T \approx 0$ к

$$I_{ns} \Big|_{\substack{V \rightarrow 0, \\ T \rightarrow 0}} = I_{nn} \left(\frac{2\pi}{kT} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{\Delta}{kT} \right), \quad (11)$$

т. е. позволяет еще одним способом определить Δ_0 .

В случае, если оба контактирующие металлы, сверхпроводники, для простоты с одинаковой целью $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$, при $T \rightarrow 0$

$$\begin{aligned} I_{ss} &= 0 \quad \text{при } V < \frac{2\Delta}{e}, \\ &= G_{nn} (2\Delta + eV) E(\alpha) - 4 \frac{\Delta(\Delta + eV)}{2\Delta + eV} K(\alpha) \quad \text{при } V > \frac{2\Delta}{e}, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\alpha = \frac{eV - 2\Delta}{eV + 2\Delta},$$

а $K(\alpha)$ и $E(\alpha)$ — полные эллиптические интегралы. Поскольку

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} K(\alpha) = \lim_{\alpha \rightarrow 0} E(\alpha) = \frac{\pi}{2},$$

то при $eV \rightarrow 2\Delta$ ток, даваемый выражением (12), испытывает разрыв, а именно

$$I_{ss} \Big|_{\substack{T \rightarrow 0, \\ eV \rightarrow 2\Delta}} = G_{nn} \frac{\pi}{2} \frac{\Delta}{e} = I_{nn} \frac{\pi}{4}. \quad (13)$$

Этот разрыв величины тока сохраняется и при конечных температурах вплоть до T_c , что позволяет наиболее надежно определить зависимость $\Delta(T)$.

В случае традиционных сверхпроводников экспериментальные результаты вполне удовлетворительно совпадают с выводами теоретиче-

ского рассмотрения процесса туннелирования, хотя для ряда сверхпроводников, например, V , Nb_3Sn , Nb_3Ge удовлетворительное согласие было достигнуто лишь после многих неудачных попыток. На первом этапе исследований, до тех пор пока не была освоена методика приготовления туннельного перехода на чистой поверхности сверхпроводника, на экспериментальных кривых щелевые особенности были едва различимы.

2.1. Исследование соединений $La_{2-x}Si_xCuO_y$ и $YBa_2Cu_3O_y$.

2.1.1. Контакт нормальный металл — сверхпроводник. В первых попытках определить туннельные характеристики оксидных сверхпроводников к их поверхности прижималось острое из того или иного металла (Nb , W , Pt , Ir и т. п.). Полученные при этом нелинейности в $I(V)$ характеристиках пытались связать со значением Δ_0 . Обычно в этих опытах состояние поверхности и контактов было неконтролируемым. Перемещение острия относительно поверхности образца осуществлялось как при помощи механической, так и пьезоэлектрической системы. Обычно расстояние между острием и поверхностью образца регулировалось по величине туннельного тока.

В наиболее совершенных системах типа сканирующего туннельного микроскопа (СТМ), три степени свободы для перемещения иглы позволяют (по крайней мере, в принципе) исследовать топографию контактных характеристик поверхности объекта исследования. В этом методе особенно существенно, чтобы контакт осуществлялся между поверхностями высокой чистоты; в противном случае ничтожно малый ток через площадь контакта (порядка атомарного размера) не будет разрешим на уровне чувствительности прибора (установки).

Первым объектом исследований являлись керамические образцы. В 1987 г. этим методом [7—9] было исследовано соединение $La_{2-x}Sr_xCuO_{4-\delta}$, $x=0,1—0,2$, $T_c \approx 36$ К. Полученные [8, 9] туннельные характеристики были еще далеки от совершенства, но все же позволяли оценить величину Δ_0 и по ней рассчитывать отношение $2\Delta_0/kT_c$, которое оказалось соответственно равным $5,8 \pm 2$ и 4.

Качество туннельных характеристик улучшилось после того, как объектом исследования стала поверхность образца, полученная сколом при гелиевых температурах [10], хотя и в этом случае щелевые особенности были выражены не очень четко. Авторы вполне естественно (объектом исследования являлся поликристалл) связывали это с предположением, что в действительности имеет место некоторое распределение величины Δ_0 около наиболее вероятного значения. Рассчитанные в этом предположении туннельные характеристики, сопоставленные с данными опыта (рис. 1), находились в качественном согласии и позволяли оценить величину Δ_0 . Отметим, что в этих опытах величина dI/dV в области малого потенциала V , приложенного к туннельному переходу, составляет менее 5% от величины dI/dV при $eV > \Delta$. Ясно, что величина

$$\beta = \frac{dI}{dV} \Big|_{V \rightarrow 0} \left(\frac{dI}{dV} \right)^{-1} \Big|_{eV > \Delta}$$

позволяет оценить долю нормальных возбуждений при $|E| \ll \Delta$ у дна щели. В этой работе была отмечена явная корреляция между величиной Δ_0 и T_c исследуемого образца (рис. 2, а). В среднем по всем исследованным образцам $2\Delta_0/kT_c = 4,95$.

Керамические образцы послужили первым объектом и при исследовании туннельного эффекта в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ соединении с $T_c \approx 90$ К [11—16]. Уже первые работы показали, что состояние поверхности играет

определенную роль в результатах исследования. Например, на полированной поверхности образца щелевые особенности вообще не были обнаружены [11]. Вид характеристик изменялся от приложенной к контакту нагрузке, мог быть в действительности обусловлен туннелированием между отдельными сверхпроводящими гранулами керамики, и т. д. Все это свидетельствовало о необходимости определенного скептицизма при анализе экспериментальных кривых и определении по ним величины Δ_0 .

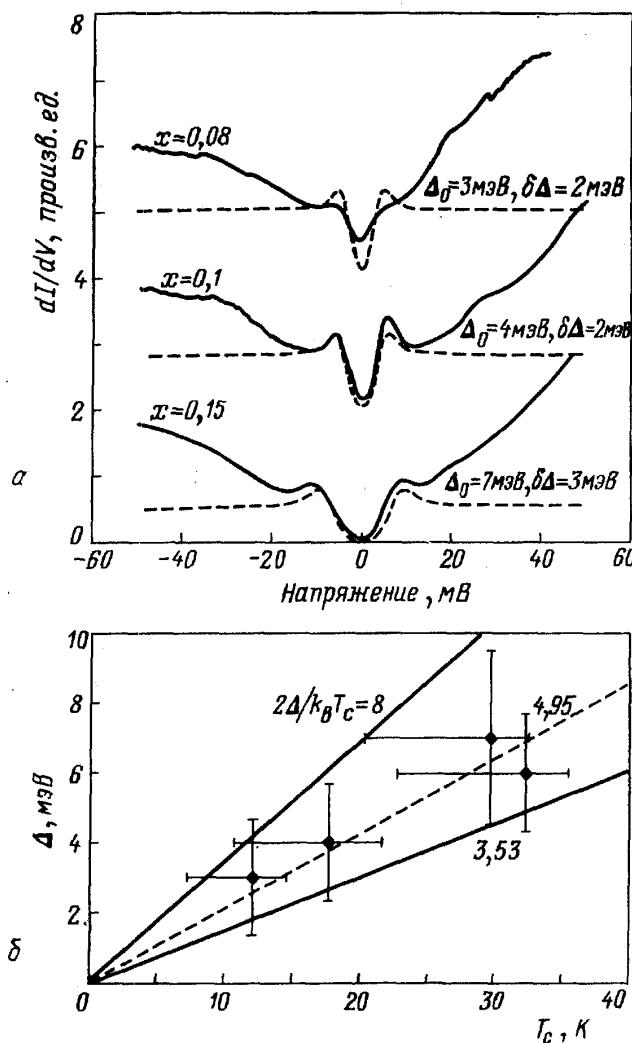


Рис. 1. а — Туннельные характеристики $\text{La}_{2-x} \cdot \text{Sr}_x \text{CuO}_4$; —: теория БКШ в предположении, что Δ имеет гауссово распределение около Δ_0 . Нули кривых для $x=0,1$ и $0,08$ смещены на 2 и 4 единицы по вертикали [10]. б — Δ_0 и T_c исследованных образцов [10]

Однозначные результаты можно было рассчитывать получить, используя монокристаллические образцы. В качестве примера обратимся к работе [17], в которой авторы осуществляли контакт параллельно и перпендикулярно плоскостям CuO (плоскость a , b) в кристалле YBaCu , как это изображено на рис. 2. Полученные характеристики сопоставляются с расчетами по модели с распределением щели около среднего значения и с рассмотренной в [18] моделью туннелирования между многими сверхпроводящими гранулами. Авторы приводят для a и b случаев $4,5 < 2\Delta_0/kT_c < 6$ и $3,9 < 2\Delta_0/kT_c < 4,2$ соответственно. Эта работа интересна как первая попытка определить анизотропию щели в этом соединении, хотя полученные в ней результаты неубедительны, учитывая вид туннельных особенностей.

Эта же группа авторов [19] в дальнейшем, описывая методику СТМ, приводит ряд вполне приемлемых туннельных характеристик ряда веществ (рис. 3). Для осуществления туннельного перехода в опытах было необходимо иглой СТМ механически разрушать непроводящий

слой, который покрывает поверхность сверхпроводника. Эта операция, конечно, могла привести к существенному искажению характеристик исследуемого образца, например, вследствие наличия дополнительного тока не туннельного происхождения, протекающего через поверхностный слой, или изменения характеристик сверхпроводника под иглой из-за давления [20—22].

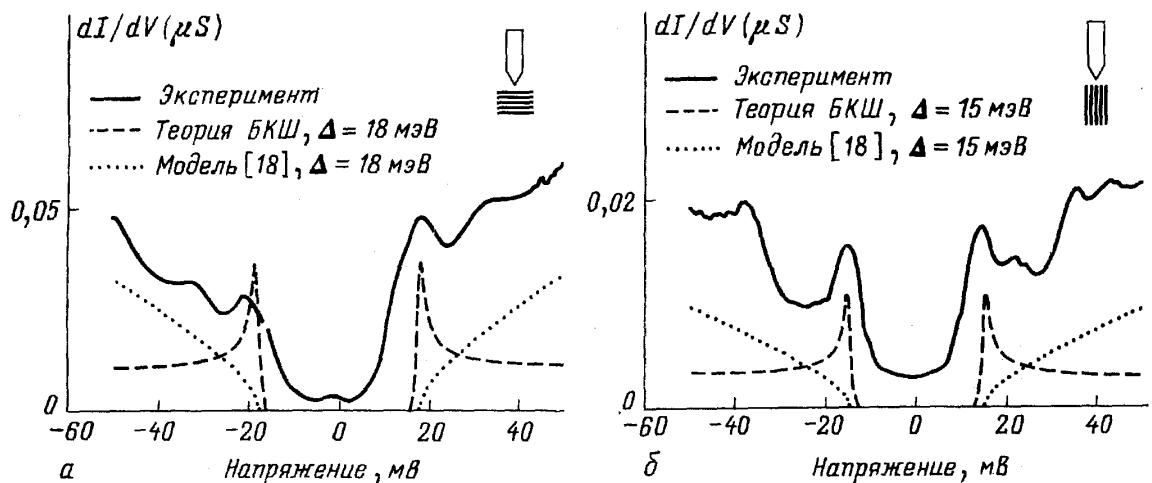


Рис. 2. а — Туннельные характеристики кристалла YBaCu вдоль различных осей [17]. б — Сравнение экспериментальных кривых со стандартной теорией БКШ и моделью [18], рассматривающей туннелирование многих частиц

Развитием методики СТМ в применении к исследованию оксидных сверхпроводников является остроумный прием [23], в котором вначале игла СТМ используется для разрушения поверхностного слоя, а затем в том же месте посредством следующего подведения иглы определяются туннельные характеристики (рис. 4). Основное преимущество этого метода состоит в том, что он позволяет использовать СТМ по назначению, т. е. измерять изменение Δ_0 вдоль поверхности образца.

Опыт показал [23—25], что в представленных авторами микрокристаллах имеет место существенное изменение Δ_0 вдоль поверхности (рис. 5), особенно в случае исследования образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,32}$ (см. рис. 5, 6).

Существенным является тот факт, что в то время как на площади (~ 1 мкм)² изменение величины Δ_0 вдоль поверхности микрокристалла достигает 1,5 раз, при отдельных измерениях, когда площадь контакта составляет по оценкам авторов (2 нм)², могут быть получены четкие туннельные особенности, не отличающиеся от тех, которые обычно видны на традиционных сверхпроводниках при $eV \approx \Delta$.

Усредненное значение Δ_0 вдоль поверхности [24], авторы установили пропорциональность между усредненным значением Δ_0 и величиною T_c , которая определялась по электрическим измерениям. Полученное таким способом отношение $2\Delta_0/kT_c = 4,4 \pm 0,1$. Эта операция не является вполне обоснованной, поскольку изменение сопротивления образца определяется наличием сверхпроводящих нитей, вероятность возникновения которых при данной температуре прямо не связана с усредненным значением Δ_0 .

В этом цикле работ остается открытым вопрос, является ли изменение Δ_0 вдоль поверхности кристалла присущим YBaCu системе или оно обусловлено дефектами методики изготовления кристаллов, которые были представлены исследователям.

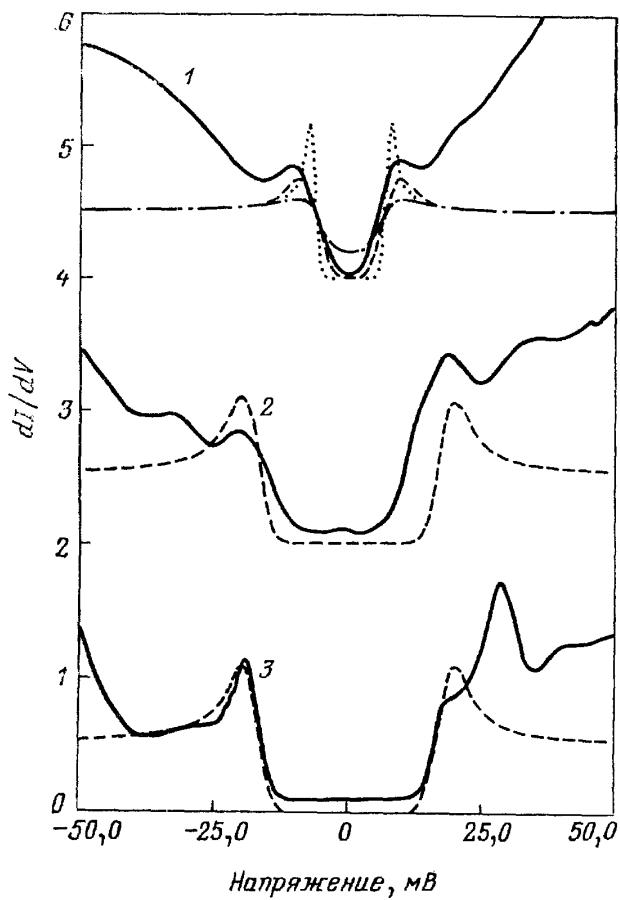


Рис. 3. Туннельные характеристики $(dI/dV)(V)$ для контакта PtRh иглы с $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}-\text{CuO}_4$ (1), кристаллом $\text{YBa}_2\cdot\text{Cu}_3\text{O}_7$ (2) и пленкой $\text{YBa}_2\cdot\text{Cu}_3\text{O}_7$ (3) [19]. Сплошные линии — экспериментальные кривые, поднятые на 4; 2 и 0 единицы соответственно. Значки для рис. 1, теория БКШ с $\Delta=7$ мэВ. Штрихпунктирная кривая — расчет по модели, учитывающей затухание квазичастиц, штриховая — расчет по модели с гауссовым распределением щели

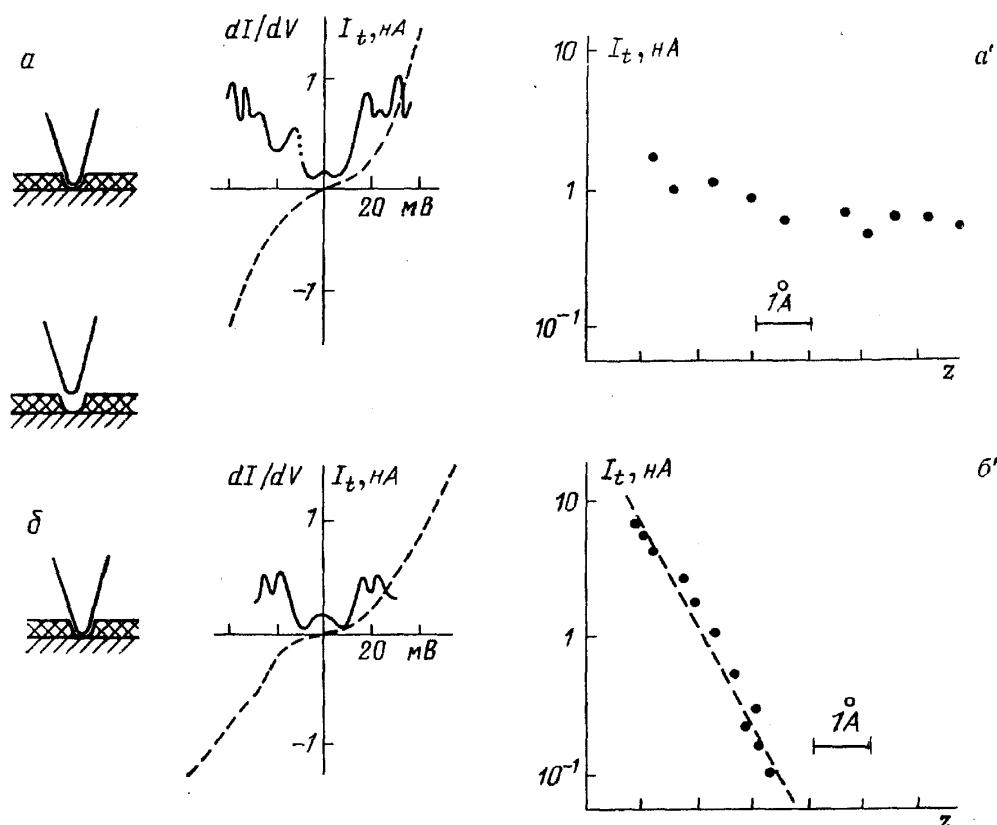


Рис. 4. Метод получения туннельных характеристик для СТМ [23]. а — Контакт внедрен в поверхностный слой, штриховая линия — $I(V)$, сплошная — зависимость $(dI/dV)(V)$. а' — Зависимость тока от смещения иглы; видно отсутствие экспоненциальной зависимости. б — Повторное подведение контакта, в центре — характеристики $I(V)$ и $(dI/dV)(V)$. б' — Ток через контакт от смещения иглы z , видна экспоненциальная зависимость тока от z

Отметим, что при измерениях СТМ в некоторых работах [26, 27] был отмечен факт смещения во времени местоположения щелевых особенностей при сохранении общего вида зависимости $(dI/dV)(V)$. Природа этого эффекта не изучена.

Сканирующий туннельный микроскоп является незаменимым прибором при исследовании совершенства образцов, хотя применительно к оксидным сверхпроводникам его возможности значительно ограничены как наличием измененного поверхностного слоя, так и невозможностью определить температурное изменение туннельных характеристик при повышении температуры образца до T_c , необходимое, чтобы

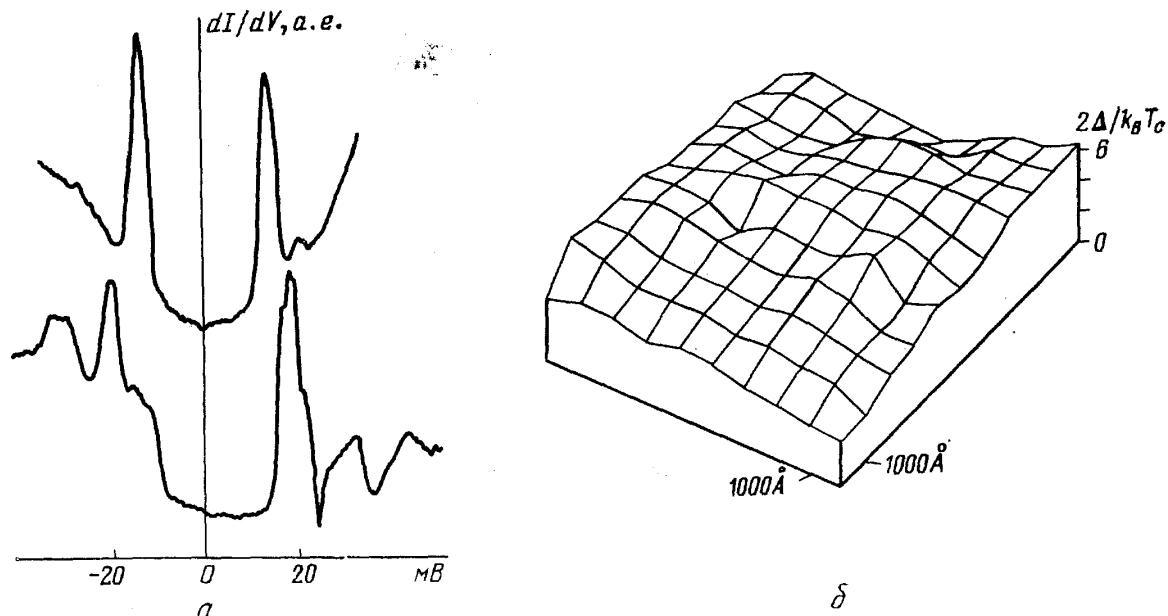


Рис. 5. *а* — Характеристики dI/dV двух контактов, осуществленных на расстоянии 1000 Å на поверхности монокристалла [23]. *б* — Топография изменения $2\Delta_0/kT_c$ вдоль поверхности монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [23]

определить зависимость $\Delta(T)$ и связать величину Δ_0 с истинным значением T_c в месте контакта. В значительной степени именно эти обстоятельства заставляют относиться с осторожностью к значениям $2\Delta_0/kT_c$, определенным по туннельным характеристикам, полученным при помощи СТМ.

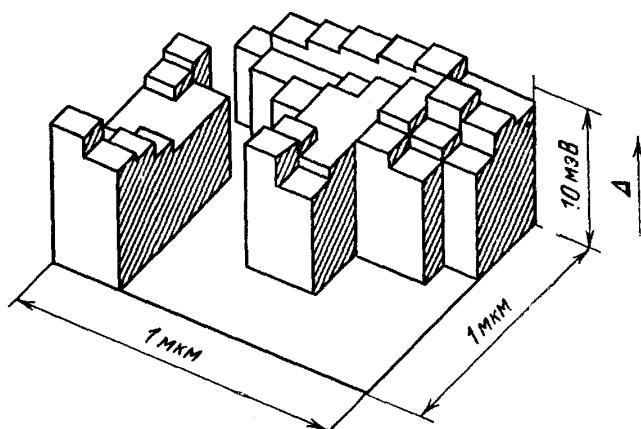


Рис. 6. Распределение энергетической щели вдоль поверхности монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,32}$ [25]

В последнее время предпринимаются усилия для создания методики приготовления стабильных туннельных переходов, подобных туннельным переходам на традиционных сверхпроводниках. Для этого используют как свежеприготовленные пленки из оксидных сверхпровод-

ников, изготовленные по специальной методике без дополнительного окисления, так и химически очищенные поверхности образцов. На все эти объекты непосредственно после приготовления наносится пленка контрэлектрода. В этих направлениях получены первые обнадеживающие результаты [29–32]. Например, в работе [32] были изготовлены туннельные переходы на кристалле YBaCu , вид характеристик которых был хорошо воспроизведимым и не зависел от вещества контрэлектрода.

Однако, как видно из рис. 7, вид кривых dI/dV только отдаленно напоминает щелевые: особенности при $eV=\Delta$ выражены нечетко, относительно велика величина dT/dV при $V \rightarrow 0$.

В случае традиционных сверхпроводников подобные характеристики получали на начальной стадии туннельных исследований таких сверхпроводников, как V , Nb_3Sn и т. д., и, как было выяснено в дальнейшем, они отражали недостатки использовавшейся методики приготовления туннельных переходов. По-видимому, аналогичная ситуация имеет место в настоящее время и для туннельных переходов на оксидных сверхпроводниках, изготовленных вышеперечисленными способами.

Отметим, что и ранее при приготовлении туннельных переходов использовалась «свежая» поверхность вещества, полученная путем излома образца. Из этих работ отметим сообщение [33], в котором определялась анизотропия Δ_0 в соединении YBaCu (рис. 8). Пленка сверхпроводника эпитаксиально осаждалась на подложку SrTiO_3 , так что вдоль поверхности подложки была направлена необходимая кристаллографическая ось. Затем, как показано на вставке к рис. 9, производился скол подложки с пленкой. Торец пленки приводился в контакт с Pb . Сопоставляя значения T_c и величины Δ_0 , измеренные в направлениях, параллельных и перпендикулярных плоскостях a , b , авторы [33] получили значения $2\Delta_0/kT_c$, равные соответственно $5,9 \pm 0,2$ и $3,6 \pm 0,2$ для этих направлений.

Полученная в этой работе анизотропия Δ_0 существенно превосходит данные работы [17], что, видимо, отражает более удачную методику приготовления объектов исследования.

Прежде чем переходить к результатам, полученным при исследованиях других оксидных сверхпроводников, обратимся к опытам, в которых исследовался туннельный переход сверхпроводник—сверхпроводник. Мы ограничим себя рассмотрением работ, в которых исследовался контакт идентичных оксидных сверхпроводников.

2.1.2. Контакт сверхпроводник—сверхпроводник. Известно, что в туннельных переходах сверхпроводник—сверхпроводник особенности при $eV=2\Delta$ могут быть прослежены до T_c исследуемого вещества.

Одна из первых попыток определить величину щели по $s-s$ -контакту была предпринята в работе [34]. Авторы использовали керамические образцы $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_y$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, которые приводились в механический контакт с иглой из того же материала.

Механическое устройство позволяло осуществлять как поступательное, так и вращательное перемещение иглы (см. вставку на рис. 9). Опыты показали, что удовлетворительные характеристики можно получить лишь после разрушения поверхностного слоя и проникновения иглы в толщу образца. В ряде случаев на лантановой системе удавалось получить характеристики контакта с очень резкой особенностью при $eV=2\Delta_0$, приближающиеся к идеальным (рис. 9). Отличие от идеальной состояло в конечном возрастании величины $(dV/dI) (V)$ при $V \rightarrow 0$, что могло быть связано с наличием тока нетуннельного происхождения через контакт. Резкие провалы на зависимости $(dV/dI) (V)$ были связаны с проявлением особенностей при $eV=2\Delta_0$, а расстояние между ними — с величиной 4Δ .

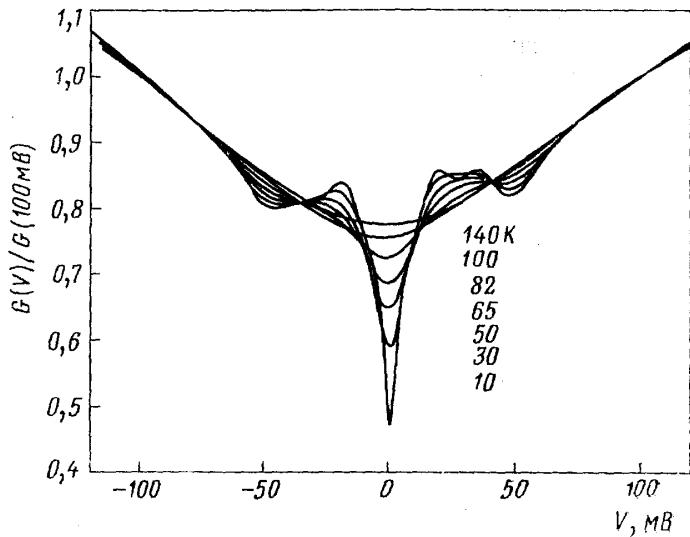


Рис. 7. Температурная зависимость относительной проводимости $G = (dI/dV)(V)/G(100 \text{ мВ})$ для перехода на монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Контрэлектрод Pb в нормальном состоянии. Предполагается наличие $\Delta_1 = 19 \text{ мэВ}$ и $\Delta_2 = 4 \text{ мэВ}$ [32]

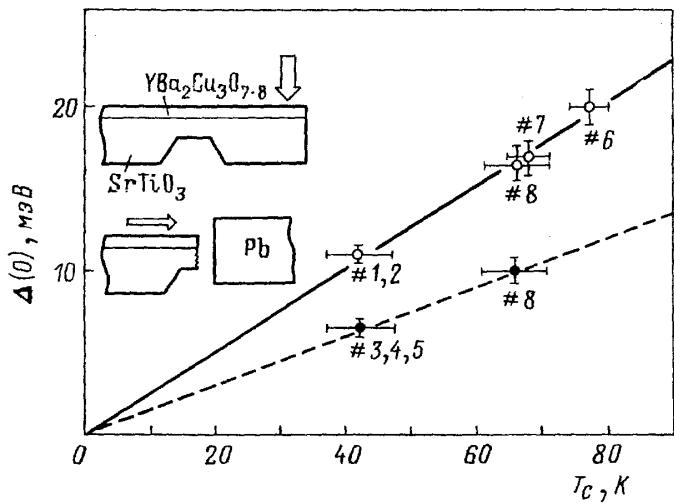


Рис. 8. Измерение анизотропии щели, используя эпитаксиальную пленку $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$: соотношение между Δ_0 и T_c различных образцов, кружки — контакт вдоль и перпендикулярно слоям CuO [33]. На вставке — схема метода осуществления контакта

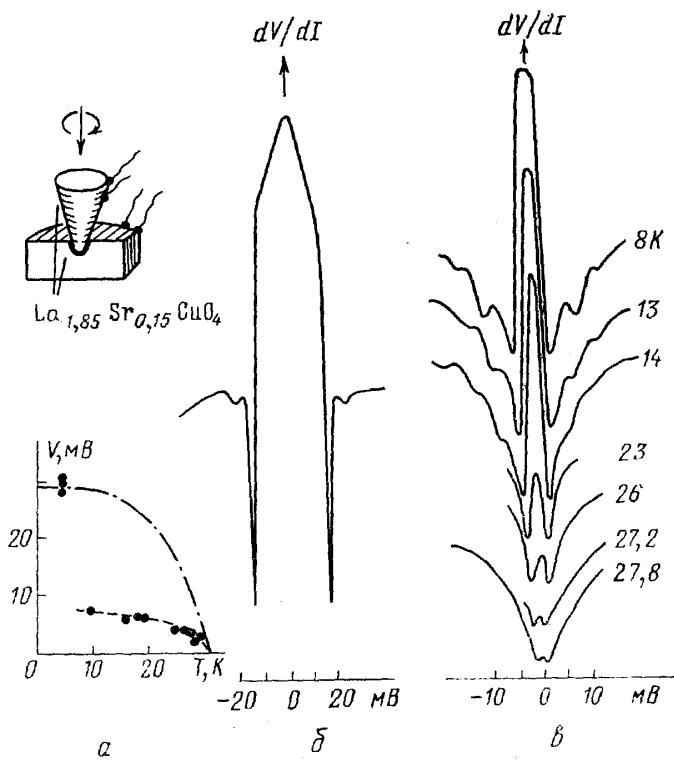


Рис. 9. $(dV/dI)(V)$ контакта $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4 - \text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. *а* — Методика осуществления контакта. *б* — Характеристики контакта с Δ_{\max} ($T = 4.2 \text{ К}$). *в* — Температурная зависимость характеристик с Δ_{\min} . На рис. *а* внизу изменение с температурой 4Δ (расстояние между провалами) для Δ_{\max} и Δ_{\min} [34]

Использовать такой контакт для определения $\Delta (T)$ не удалось. Во всех попытках при нагреве перехода происходило резкое изменение его характеристик к виду, представленному на рис. 9 справа. Контакт с такими характеристиками был стабилен и допускал термоциклизацию от 4,2 до $T_c = 32-33$ К (по исчезновению туннельной особенности). Справа представлен температурный генезис характеристик этого контакта, показывающий, как при повышении температуры постепенно сближаются провалы на $(dV/dI) (V)$ кривых и уменьшается максимум при $V=0$. Температурная зависимость расстояния между провалами, соответствующая величине 4Δ , представлена слева на рис. 9. Здесь же верхняя кривая — результаты нескольких опытов с характеристиками, приведенными слева. Этот тип характеристик оказался более стабильным при s—s-контакте, результаты опытов с которыми в пересчете на 4Δ обозначены кружками. Воспользовавшись значением $T_c = 32$ К из туннельных измерений, получаем, что максимальная и минимальная величины щели в исследуемом соединении $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ соответствуют $2\Delta_0/kT_c = 5.2 \pm 0.2$ и 1.35 ± 0.05 .

В случае контакта YBaCu-керамик с $T_c \approx 60$ К полученные контактные характеристики были не столь резкими и соответствовали $(2\Delta_0/kT_c)_{\max} = 7.5$ и $(2\Delta_0/kT_c)_{\min} = 1.7$.

Конечно, так как в опытах использовались керамические образцы, имеет место произвол в трактовке полученных результатов, в первую очередь в объяснении скачкообразного изменения характеристик. Одно из возможных объяснений этого факта состоит в предположении, что вследствие слоистой структуры исследуемых веществ контакт в торец слоев механически менее устойчив по сравнению с контактом плоскость—плоскость. Если принять эту гипотезу и предположить наличие анизотропии Δ_0 , то наибольшее неустойчивое значение Δ_{\max} , вероятно, соответствует контакту торец в торец слоев CuO .

Основной результат этих экспериментов состоит в том, что в них было:

- а) продемонстрирована возможность получить у оксидных сверхпроводников туннельные характеристики, которые приближаются к идеальным,
- б) показано, что значение $2\Delta_0/kT_c$ у оксидных сверхпроводников может существенно превышать значение $2\Delta_0/kT_c = 3.52$ теории БКШ.

Аналогичная методика создания s—s-контакта была использована также в работе [35] для исследования систем $\text{MVa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, где $\text{M} \sim \text{Y}, \text{La}, \text{Lu}$. Авторам удалось получить характеристики с четкими особенностями при $eV = \Delta$ и при $eV = 2\Delta$. Определенное по этим результатам для всех исследованных систем значение Δ лежит в пределах $4 < 2\Delta_0/kT_c < 6$.

Иной способ создания s—s-контакта заключается в изломе образца при гелиевых температурах [36]. В этих опытах внутренняя поверхность образца вначале «оголяется» путем слома, а затем, спустя некоторое время, необходимое для возникновения поверхностной пленки, границы слома вновь соединяются. Одна из наиболее убедительных характеристик, полученных таким способом для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, приведена на рис. 10. Ее расчет приводит к значению $2\Delta_0/kT_c = 4.8$.

Основным недостатком рассмотренных в этом разделе работ является зависимость полученных характеристик от условий контакта. Вид характеристик изменяется от типа контакт — нормальный металл (или сверхпроводник) — полупроводник с широким максимумом сопротивления при $V \rightarrow 0$, до контакта сверхпроводник — сверхпроводник с сопротивлением, стремящимся к нулю при $V \rightarrow 0$. На характеристиках может присутствовать большое число дополнительных особенностей, возможно связанных, например, с разрушением измерительным током отдельных сверхпроводящих микроконтактов или с негомогенностью контактов. Эти

замечания относятся, конечно, ко всем контактным измерениям. Поэтому вряд ли являются обоснованными попытки приписать особенности на вольт-амперных характеристиках при $eV > \Delta$ проявлениям фононного спектра, тем более, что местоположение этих особенностей на различных экспериментальных кривых не совпадает (сравни, например, две кривые на рис. 5). Учитывая это, мы не будем обсуждать эти особенности. Отметим, что обычно заметна асимметрия туннельных $I(V)$ кривых для s—p-контактов. В работе [37] эта асимметрия связывается со спецификой туннельного эффекта в случае сверхпроводимости дырок.

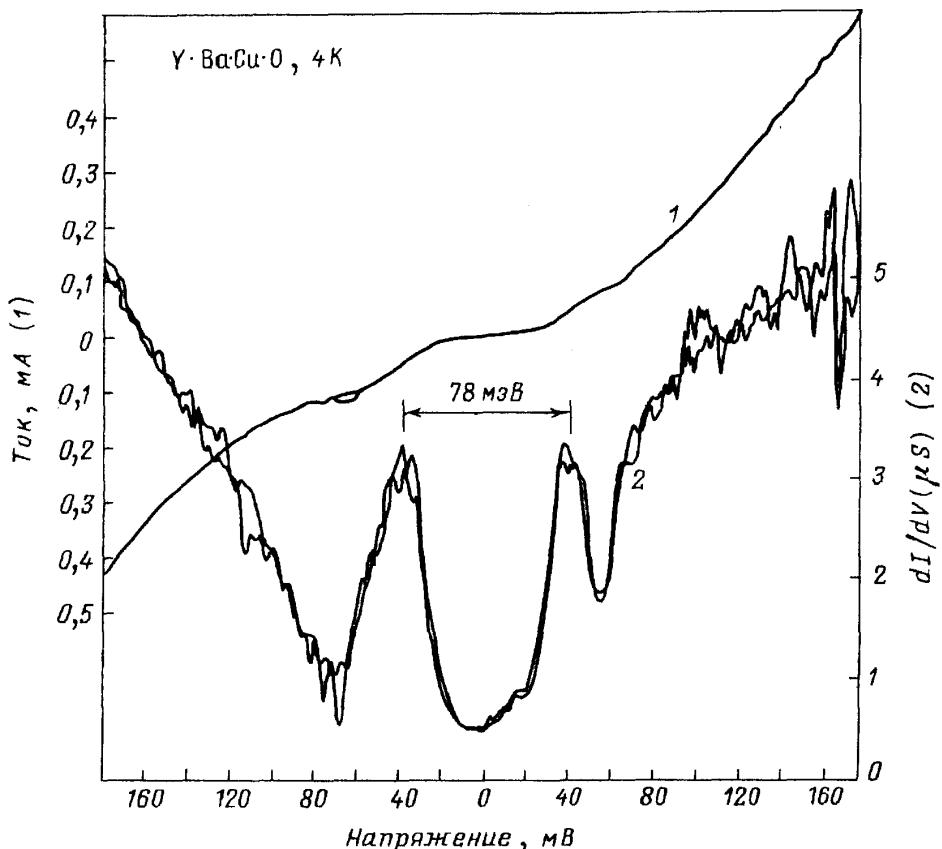


Рис. 10. Характеристики $I(V)$ и $(dI/dV)(V)$. s—s-контакт YBaCuO при 4,2 К, полученный методом слома [36]

2.2. Туннельные исследования других оксидных сверхпроводников. Металлооксидные сверхпроводники $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$ с $T_c \approx 11$ К и $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ ($0.4 < x < 0.6$) с T_c вплоть до 30 К вовсе не содержат меди. В то время как для первого соединения согласно [38] $2\Delta_0/kT_c \approx 3.2$, $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ по первому сообщению [39] оказался бесщелевым сверхпроводником, по второму же, уточненному,— щелевым с $2\Delta_0/kT_c \approx 3.9-4.4$ [39]. Это одна из тех работ, в которых те же авторы по мере продолжения и углубления исследований уточняют первоначальные результаты.

Обратимся теперь к исследованиям системы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ с $T_c \approx 90$ К. В кристаллах этого соединения также была предпринята попытка [40] определить кристаллографическую анизотропию Δ , используя поверхности, полученные сколом кристалла вдоль и перпендикулярно слоям CuO . Было обнаружено, что $2\Delta_0/kT_c = 4.9-5.3$ и $4.2-5$ соответственно перпендикулярно и вдоль слоев. Авторы полагают, что результаты, полученные вдоль слоев, ненадежны, поскольку скол, перпендикулярный CuO , использовавшийся в этих измерениях, под микроскопом напоминал стопку листов. Напомним, что кристаллы этого соединения легко рас-

щепляются вдоль плоскостей CuO. Возможно, с этим обстоятельством связан искаженный вид туннельных характеристик, полученных на этом сколе. В этой же работе на висмутовой керамике с $T_c = 110$ К было получено $2\Delta_0/kT_c = 3,4 \pm 4,2$.

Ранее [41] в ходе исследования поликристаллического образца $\text{Bi}_4\text{Ca}_3\text{Sr}_2\text{Cu}_4\text{O}_{16,3}$ с $T_c \approx 80$ К при помощи СТМ с иглой [43] PtIr было показано, что Δ_0 изменяется вдоль поверхности даже на расстояниях до 1000 Å, и $2\Delta_0/kT_c = 4,5 - 6,5$. На образце состава $\text{Bi}_2(\text{Sr}_{0,6}\text{Ca}_{0,4})_3\text{Cu}_2$ с $T_c \approx 80$ К было получено [42] $2\Delta_0/kT_c = 8,7$. Отличительной особенностью этой работы являлось то, что в качестве изолятора использовалась пленка SiO_2 толщиной 160 Å. Этот прием в случае традиционных сверхпроводников позволил овладеть методикой создания туннельных переходов для сложных сверхпроводящих соединений, таких как Nb_3Sn , Nb_3Ge и т. п. В качестве контрэлектрода авторы [42] использовали пленку In. Авторы смогли проследить генезис (dT/dV) (V) характеристик от 4,2 до 200 К, который существенно отличается от предсказаний теории БКШ, что, по мнению авторов, требует дополнительного анализа.

Как уже указывалось, кристаллы BiSrCaCu легко скалываются вдоль плоскостей CuO, что позволяет получить чистую поверхность этого вещества. В работе [43] была предпринята попытка изготовить на этой плоскости, полученной сколом, туннельный переход, напыляя в качестве контрэлектрода Pb или Nb. Лучшие результаты были получены с Nb. На характеристиках видны особенности, отдаленно напоминающие щелевые, которые исчезают при $T > T_c \approx 85$ К. Полученная зависимость Δ (T) совпадает с теорией БКШ. Отношение $2\Delta_0/kT_c = 7$. Близкое значение $2\Delta_0/kT_c = 7,1$ было получено на висмутовой системе также в [44].

Недавно были проведены [45] новые измерения Δ в $\text{Bi}_2\text{CaSr}_2\text{Cu}_2$ соединении. Используя методику слома керамического образца, авторы смогли получить туннельные характеристики, приближающиеся к идеальным. Затем методом СТМ они определили Δ и в монокристалле. Согласно полученным данным для этого соединения $2\Delta_0/kT_c = 6,6 \pm 0,4$.

Вполне удовлетворительные туннельные характеристики были получены и на монокристалле $\text{Bi}_{1,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ с $T_c = 96$ К [46]. Переходом являлась чистая поверхность кристалла и игла из золота. В исследованных переходах остаточный ток при $V \rightarrow 0$ невелик и соответствует $\beta \approx 0,1 - 0,2$. Расстояние между максимумом в большинстве исследованных переходах $2\Delta_0/kT_c = 6,3$.

К сожалению, наряду с вполне удовлетворительными с точки зрения их сравнения с типичными туннельными характеристиками имеется ряд публикаций, в которых для определения Δ используются записи контактных характеристик, имеющие мало общего с традиционными. В качестве примера обратимся к работе [47], в которой автор при исследовании висмутового соединения, не обнаружив щелевых особенностей при $eV \rightarrow 0$, особенностями при $eV \rightarrow \Delta$ сопоставляет максимумы на кривых (dV/dI) (V) (вместо минимумов). Вряд ли полученные по таким характеристикам величины имеют отношения к Δ . На других подобных примерах мы не будем останавливаться.

Туннельные исследования «таллиевой» системы Tl—Ba—Ca—Cu немногочисленны. В работе [44] щелевые особенности на полученных (dI/dV) (V)-кривых едва различимы. Авторы отмечают, что помимо особенностей при 25 мэВ, заметна также особенность при 5 мэВ, которая может быть связана, например, с низкотемпературной фазой, присутствующей в исследованных образцах. Сопоставление T_c и Δ_0 в исследованных авторами [44] висмутовой, таллиевой и V—Ba—Ca—O||a, b-системах, дает сходную величину $2\Delta_0/kT_c = 6,1 \pm 0,5$. Более надежно величина щели для кристалла $\text{Tl}_2\text{CaBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_y$ с $T_c \approx 105$ К была определена в [48] на переходе, осуществленном с изломом образца при

4,2 К. Полученные характеристики напоминают щелевые: $2\Delta_0/kT_c = 6,7 \pm 0,7$.

Как видно из вышеизложенного, исследования высокотемпературных сверхпроводников методом туннельного эффекта развиваются в двух направлениях. В первом исследователи стремятся получить переход с наилучшими характеристиками (с точки зрения приближения к модельным), в то время как представители второго направления стремятся получить переходы с устойчивыми воспроизводимыми характеристиками, зачастую лишь отдаленно напоминающими туннельные.

Таблица I. Значения $\beta = N_s(T \rightarrow 0)/N_0$, определенные по результатам: туннельных экспериментов (Т), комбинационного рассеяния (КР) и измерений теплоемкости (ИТ)

Вещество	Экспериментальный метод	β	Литература
$\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$ $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	Т	$\leq 0,03$	[10]
	Т	$\approx 0,05$	[35]
	Т	$\leq 0,1$	[36]
	КР	$< 0,1$	[64]
	ИТ	?	
$\text{Bi}-\text{Sr}-\text{Ca}-\text{Cu}-\text{O}$	Т	0,12	[41]
	КР	0,1	[66]
	ИТ	$\leq 0,05$	[77]
$\text{Tl}-\text{Ba}-\text{Ca}-\text{Cu}-\text{O}$	Т	?	
	КР	$\approx 0,3$	[68]
	ИТ	$\leq 0,05$	[77]

Общеизвестна сложность получения устойчивых туннельных переходов даже на традиционных сверхпроводниках; в приложении к оксидным сверхпроводникам задача усложняется малой длиной когерентности, химической нестабильностью поверхностного слоя и пр. Неудивительно, что переходы с характеристиками, близкими к идеальным, получены лишь в считанном числе работ, в которых надежно установлена величина Δ_0 , а также факт существенной анизотропии Δ_0 и возможности изменения Δ_0 вдоль поверхности кристалла. Хотя в целом ряде работ и удалось создать устойчивые гетеропереходы с воспроизводимыми характеристиками, полученные при этом результаты не допускают однозначной трактовки. Так $(dI/dV)(V)$ -зависимости лишь отдаленно напоминают модельные туннельные характеристики (см. рис. 7), а величина dI/dV при $V \rightarrow 0$ не стремится к нулю, как следует из теории и ряда экспериментов (табл. I), а составляет $\approx 50-70\% dI/dV$ при $V > \Delta/e$. Существенное искажение характеристик в этом случае может быть обусловлено как тем, что переход осуществляется на относительно большой площади, так и тем, что использованные методики (например, травление образца) не обеспечивают должной чистоты поверхности исследуемого сверхпроводника. Сходная ситуация имела место на начальном этапе исследования ряда традиционных сверхпроводников, на которых туннельные переходы с удовлетворительными характеристиками удалось создать лишь в результате длительных усилий. Поэтому воспроизводимость характеристик гетеропереходов на современном этапе исследований не может служить доказательством того, что они отражают истинные свойства вещества, а не искаженного поверхностного слоя.

3. Фотоэлектронная эмиссия. Фотоэлектронный спектр, как известно, позволяет определить распределение электронов вблизи поверхности Ферми, если в экспериментах используется поверхность вещества, не загрязненная посторонними примесями. Преимущество этого метода, по

сравнению с туннельным, состоит в том, что в этом случае не требуется прямой контакт с исследуемым объектом, и, изменяя условия опыта, можно проанализировать спектр электронов в значительной окрестности ϵ_F . Опыт состоит в измерении фотоэмиссионного тока под различными углами при облучении поверхности фотонами с энергией ~ 20 эВ (обычно это синхротронное излучение).

Когда образец переходит в сверхпроводящую фазу, распределение возможных состояний электронов вблизи поверхности Ферми изменяется, что проявляется в зависимости тока I от напряжения E (E измеряется от ϵ_F) вблизи поверхности Ферми. А именно [49], при $E < -\Delta$ в рамках теории БКШ ток

$$I(E) \sim \frac{|E|}{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}}. \quad (14)$$

До настоящего времени этот эффект удалось обнаружить лишь на монокристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ [49—52]. Связано это со следующими обстоятельствами. Для успешного осуществления эксперимента необходимо, чтобы фотоэмиссионный ток в нормальной фазе при ϵ_F был велик, т. е. пригодно вещество, обладающее большой плотностью состояний вблизи ϵ_F . Далее, кристалл исследуемого вещества должен обладать такими механическими свойствами, что хотя бы одну его кристаллографическую плоскость можно было бы очищать, например, скалыванием в ходе опыта. Очевидно, необходимо, чтобы вещество было химически устойчиво и изменение поверхностного слоя происходило достаточно медленно. Так как разрешающая способность аппаратуры ограничена (в настоящее время ~ 10 мэВ), желателен сверхпроводник с наибольшей критической температурой.

Из известных в настоящее время оксидных сверхпроводников всем этим требованиям удовлетворяют кристаллы соединения $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$, которые и использовались в работах [49—52]. В ходе опыта в изящной работе [50] поверхность, перпендикулярная оси C кристалла, механически очищалась путем отлущивания поверхностного слоя. Эта операция повторялась каждые 20 минут за время всей экспозиции, которая достигала 3 часов. Градуировка прибора по положению уровня Ферми осуществлялась с точностью ± 2 мВ путем снятия спектра от меди, контактирующей с образцом. При больших напряжениях 5—12 В наблюдалось изменение спектра в зависимости от условий приготовления образца, температуры, времени усреднения — факторов, которые трудно поддаются учету. Однако вблизи ϵ_F в интервале ~ 120 мВ ниже ϵ_F изменение спектра при охлаждении от 105 до 15 К вполне однозначно и, по крайней мере, качественно согласуется с ожидаемым эффектом, рис. 11. Сравнение данных опыта с расчетом дает $\Delta_0 = 30 \pm 5$ мэВ, что соответствует $2\Delta_0/kT_c = 8 \pm 1,4$. Те же значения Δ_0 были получены так же в работах [29, 51]. В исследованиях [52] было получено несколько меньшее значение $\Delta_0 = 24$ мэВ. Авторы отмечают, что согласие между рассчитанным спектром и данными опыта оставляют желать лучшего. Например, в спектре видна конечная интенсивность тока при $|E| < \Delta$, которая выходит за пределы разрешения прибора. Одно из возможных объяснений этого, по мнению авторов, состоит в наличии в кристалле несверхпроводящих включений между слоями CuO . Для контроля в работе угол наблюдения фотоэлектронов изменялся. Это приводило только к изменению амплитуды особенностей без изменения их относительной интенсивности.

Этот эксперимент является интересным новым подходом к изучению свойств сверхпроводников, который может дать ценную информацию о деталях электронной структуры оксидных сверхпроводников вблизи ϵ_F [53], в частности, например, позволит по зависимости $\epsilon(K)$ определить эффективную массу носителей тока.

Методы туннельной спектроскопии и фотоэлектронной эмиссии позволяют прямым образом определить ширину щели в спектре возбуждений сверхпроводников. Относительная точность определения Δ_0 в туннельном методе составляет несколько процентов и в методике фотоэлектронной эмиссии в настоящее время — 20—30%.

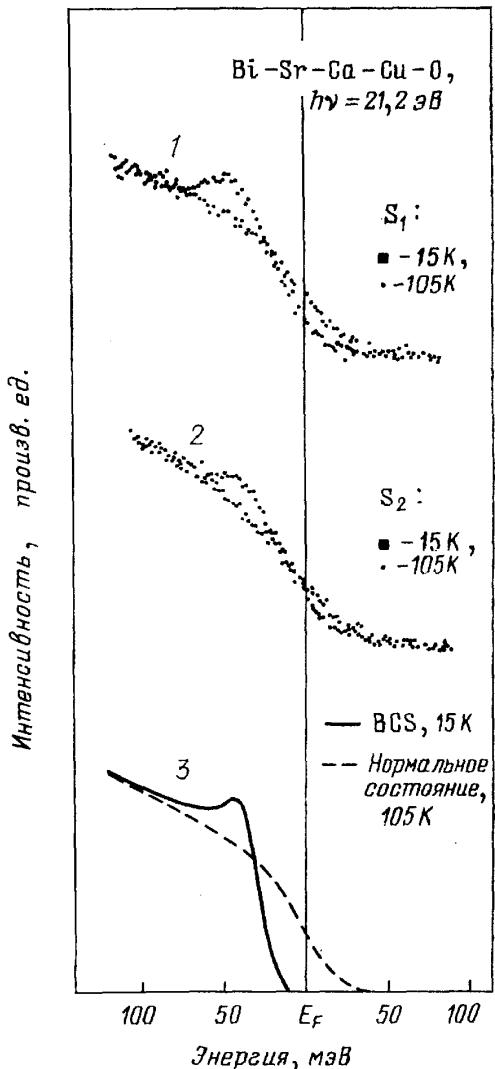


Рис. 11. 1, 2 — фотоэлектронный ток с плоскости a, b двух кристаллов S_1 и S_2 $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ нормальном и сверхпроводящем состояниях при $T=105$ К и 15 К. 3 — расчет изменения тока в сверхпроводящей (сплошная линия) и нормальной (штриховая) фазах [47]

Помимо этих прямых методов для измерения величины Δ_0 используется ряд косвенных методов.

4. Оптические методы. Оптические исследования энергетического спектра высокотемпературных сверхпроводников развиваются в двух направлениях. Во-первых, в традиционном исследовании поглощения или отражения света в (ИК) области. Этот метод основан на том, что в металле, у которого возбуждения при $T \ll T_c$ обладают щелью, поглощаются фононы лишь с энергией ε , достаточной для того, чтобы родить это возбуждение, т. е. с энергией, большей $2\Delta_0$. Вследствие этого при $T \ll T_c$ спектр поглощения света на электронах должен иметь порог, местоположение которого по энергии соответствует $2\Delta_0$. Этот метод с успехом использовался при исследовании традиционных сверхпроводников. Экспериментальная трудность в осуществлении этого метода связана с тем, что и в нормальном состоянии при $T < T_c$ поглощение в общем случае зависит от частоты падающего света.

Другое направление связано с изучением смещения частоты света, рассеянного на электронах. Изменение в сверхпроводнике распределе-

ния возбуждений по энергиям приводит к соответствующему изменению распределения по частотам амплитуд рассеянного на электронах света. А именно, амплитуда рассеянного света со сдвигом частоты $\Delta\omega$ должна отражать наличие нормальных возбуждений и в случае сверхпроводника с конечной величиной энергетической щели быть исчезающей малой, если $T \ll T_c$. В сверхпроводниках с $T_c \sim 10$ К этот эффект, видимо, находится за пределами экспериментальных возможностей [54], поскольку амплитуда рассеянного электронами света и в нормальной фазе мала при $\Delta\omega \rightarrow 0$. В случае сверхпроводников с более высокой критической температурой этот эффект становится наблюдаемым.

4.1. Первые исследования ИК поглощения, осуществленные на иттриевых и лантановых поликристаллах, свидетельствовали в основном, что в этих соединениях $2\Delta_0/kT_c \sim 3$, т. е. практически совпадает со значением $2\Delta_0/kT_c = 3,5$ теории БКШ, хотя в ряде случаев интерпретация экспериментальных кривых была неоднозначна. Обзор этих измерений можно найти в [55]. Для иллюстрации ситуации в этой области ниже будут рассмотрены результаты лишь двух впечатляющих работ, выполненных в последнее время на кристаллах оксидных сверхпроводников.

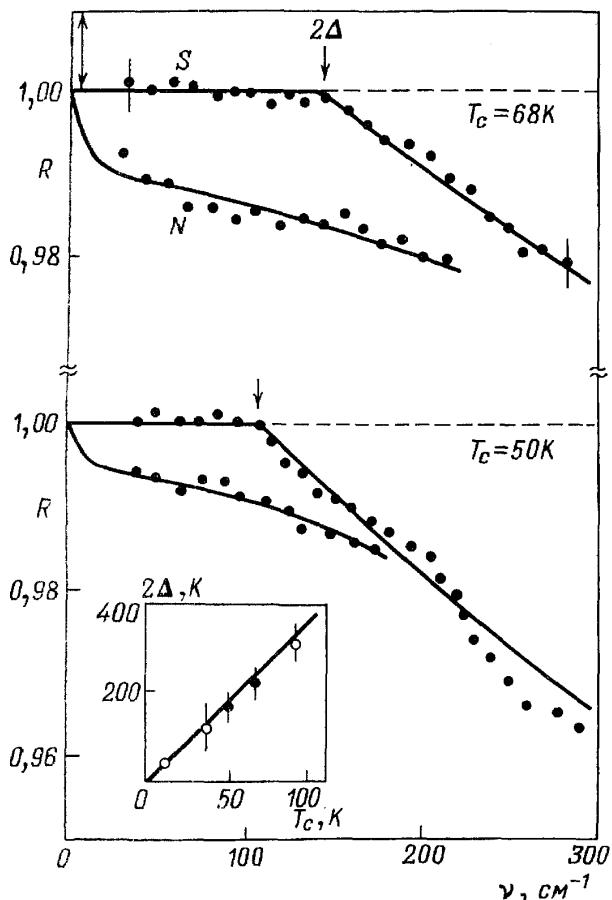


Рис. 12. Частотная зависимость отражения света от плоскости a, b двух кристаллов YBaCu в нормальной (N) и сверхпроводящей (S) фазах. На вставке — определенное по излому кривых значение $2\Delta_0$ в зависимости от T_c образца [52]

В работе [56] исследовалась частотная зависимость коэффициента отражения $R(\omega)$ ИК излучения от плоскости a, b кристаллов YBaCu с различными значениями T_c . В случае, если $\hbar\omega < 2\Delta$, поглощение в сверхпроводнике отсутствует и $R = 1$. Местоположение излома на кривой $R(\omega)$, измеренной в сверхпроводящей фазе при $T < T_c$ (рис. 12), авторы связывают с величиной $2\Delta_0$. Согласно этим измерениям $2\Delta_0/kT_c = 3,5$. В пользу предложенной авторами трактовки данных опыта свидетельствует не только отсутствие поглощения ($R = 1$ с точностью $\sim 2\%$) в некотором интервале частот, но и тот факт, что это явление наблюдается только при температурах $T < T_c$.

Однако аналогичное исследование, выполненное на кристаллах с $T_c = 92$ К [57, 58], показало, что в действительности в этой плоскости существенное изменение отражения с температурой происходит в более широком интервале частот, соответствующем $2\Delta_0/kT_c \sim 8$. Несколько экспериментальных кривых работы [58] представлено на рис. 13. Они показывают, что существенное увеличение отражения R совпадает с критической температурой образца. Полученное в этом исследовании очень большое, с точки зрения теории БКШ, значение $2\Delta_0/kT_c \sim 8$ требует дополнительного исследования. Заметим, что и ранее в этой области энергий наблюдали возрастание отражения при понижении температуры образца.

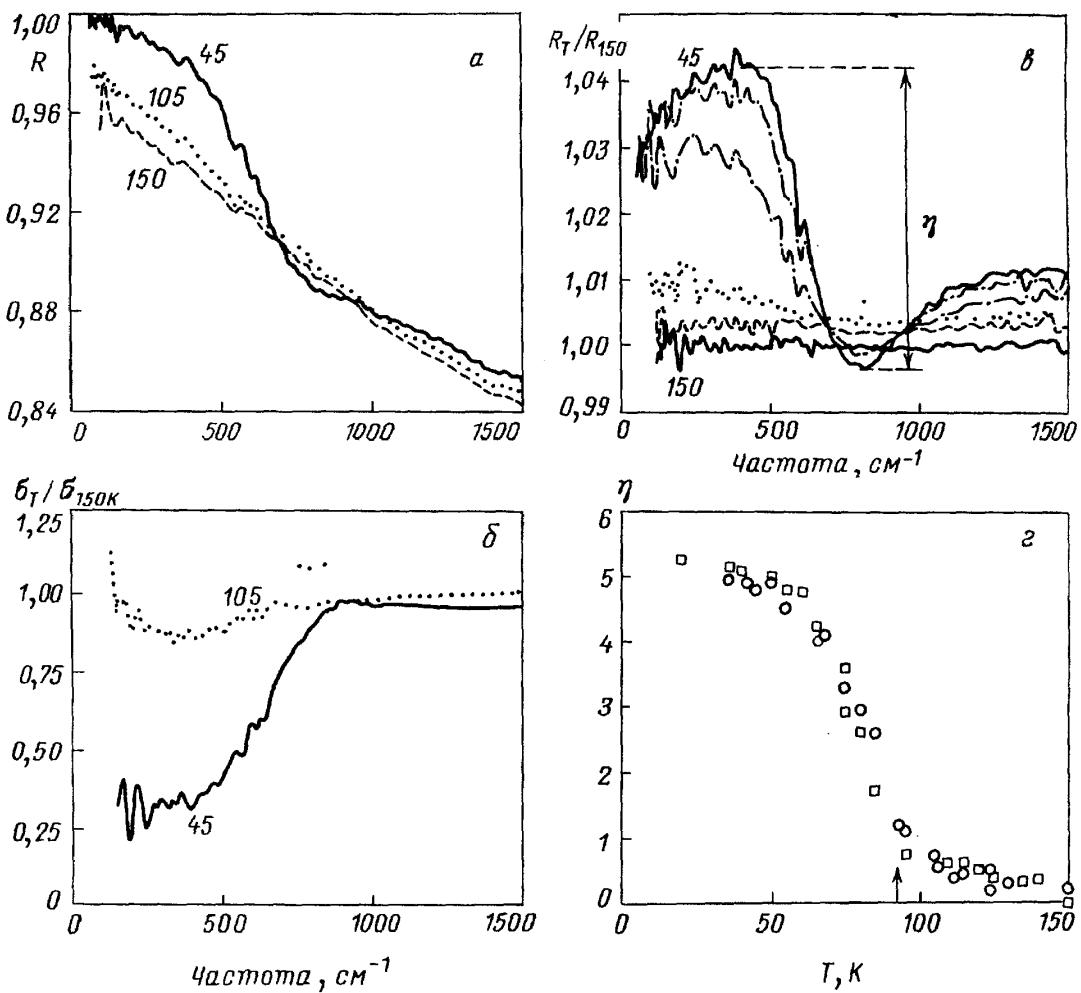


Рис. 13. *а* — Отражение R от плоскости *а*, *б* — кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ с $T_c = 92$ К при $T = 45, 105$ и 150 К. *б* — Температурная зависимость относительного изменения рассчитанной действительной части проводимости σ . *в* — Зависимость от частоты относительного изменения отражения для $T = 150, 125, 105, 80, 55$ и 45 К. *г* — Температурная зависимость изменения отражения η в области $800—400$ см^{-1} (два образца) [53, 54].

Существенно, что в работе тех же авторов [58] при исследовании отражения света от плоскости, перпендикулярной *а*, *б*, было обнаружено изменение R в меньшем интервале частот, соответствующем $2\Delta_0/kT_c \sim 3$, в котором наблюдалось изменение отражения при понижении температуры ниже T_c ; авторы связывают этот результат с тем, что имеет место значительная анизотропия Δ_0 . Этот результат, в частности, позволяет объяснить, почему именно такое значение $2\Delta_0/kT_c$ было получено ранее в большинстве опытов на керамических образцах. Дело в том, что при их изготовлении под прессом поверхностный слой образца оказывается

ориентированным перпендикулярно оси c , и тем самым в опытах исследовались текстурированные образцы.

Авторы цитированной статьи [58], проводя исследование отражения в $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ и $\text{BaPb}_{0.8}\text{Bi}_{0.2}\text{O}_3$, получили $2\Delta_0/kT_c \sim 4$ для обоих соединений.

В последнее время [59] исследование ИК отражения от эпитаксиальных пленок показало, что, возможно, в плоскости a , b имеются две щели с $2\Delta_0/kT_c = 5,2$ и $1,9$.

Проблему определения щели методом ИК спектроскопии нельзя считать завершенной. Полученные этим методом экспериментальные зависимости сложны и неоднозначны в своей интерпретации.

4.2. Электронное рамановское рассеяние. Метод рамановского рассеяния света обычно используется для определения характерных частот ω_0 колебательных систем в объекте исследования, с которыми взаимодействуют падающие фотоны, изменяя свою частоту на $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 = \omega_0$, где ω_1 и ω_2 соответственно частоты падающего и рассеянного фотона. Рассеяние света происходит и на электронах. Теоретическое рассмотрение этого вопроса [60, 61] показывает, что в сверхпроводящем металле в случае $\xi < \delta$, где ξ — длина когерентности, δ — глубина проникновения света в металл, коэффициент рассеяния для $\Delta\omega < 2\Delta/\hbar$

$$\sigma(\omega) = \int_0^{\omega/2} P_s(\Delta) \left[\frac{\alpha\Delta^2}{\omega(\omega^2 - 4\Delta^2)^{1/2}} + 1 \right] d\Delta, \quad (15)$$

где $P_s(\Delta)$ и α — коэффициенты, зависящие от условий поляризации света в процессе рассеяния. В случае справедливости теории БКШ при $\hbar \cdot \Delta\omega \ll 2\Delta$ рассеяние на электронах должно в сверхпроводящей фазе отсутствовать при $T \rightarrow 0$.

Впервые этот эффект был обнаружен у традиционных сверхпроводников [62] Nb_3Sn и Y_3Si с относительно высокой критической температурой ($T_c \sim 18$ К). Полученные экспериментальные кривые удовлетворительно совпали с теорией [60].

В случае оксидных сверхпроводников применение этого метода усложняется тем, что обычно в наиболее интересном интервале частот $\Delta\omega$ находится несколько мод колебаний решетки, и вследствие этого спектр рассеяния электронов бывает искажен линиями рамановского рассеяния света на фонах. Несмотря на это, в спектре рассеяния, измеренном при различных температурах [63], отчетливо видно, как при понижении температуры при $\Delta\omega \rightarrow 0$ происходит уменьшение амплитуды электронного рассеяния (фон под отдельными линиями, обязанным фонарам), и его возрастание при $\Delta\omega \sim 2\Delta\hbar^{-1}$. Из подобных кривых можно определить, как изменяется с температурой электронное рассеяние [64] (рис. 14). Установлено, что это изменение существенно зависит от поляризаций падающего и рассеянного света (рис. 14, а). Это можно интерпретировать, например, как проявление анизотропии щели. Отношение $2\Delta_0/kT_c$ согласно такой интерпретации изменяется в плоскости a , b кристалла YBaCu от 3 ± 2 до $5,5 \pm 1,6$. Обсуждение этого вопроса см. также в [65].

В настоящее время сходные эксперименты проведены и на висмутовых и таллиевых системах. На висмутовой системе результаты опытов подобны полученным на кристаллах YBaCu . Изменение с температурой спектра рассеяния света от плоскости a , b $\text{Bi}_{2,2}\text{Sr}_{1,8}\text{CaCu}_2\text{O}_y$ кристалла для различных поляризаций света приведено на рис. 15 [66]. В то время как интенсивность фоновых линий, соответствующих 120, 125, 225, 295, 345, 388, 470 и 670 см^{-1} , практически не изменяется, при пони-

жении температуры от 140 К ($T > T_c$) до 30 К ($T < T_c$) электронное рассеяние испытывает заметное изменение. При $\Delta\omega \rightarrow 0$ наблюдается существенное падение амплитуды рассеяния, в то время как при $\omega \sim 2\Delta\hbar^{-1}$ происходит возрастание амплитуды. Характер изменения электронного рассеяния может быть описан значениями $2\Delta_0/kT_c = 3,5$ для 1-й и 2-й конфигурации опыта и $2\Delta_0/kT_c = 6,8$ для 3-й конфигурации так же, как в системе YBaCuO.

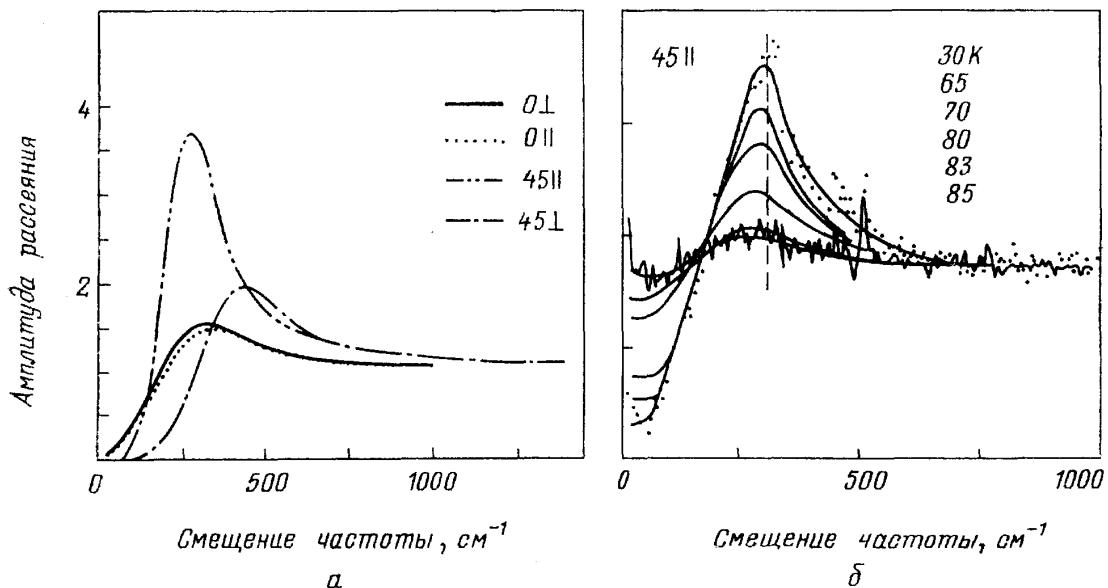


Рис. 14. *a* — Рамановское электронное рассеяние света от плоскости *a*, *b* кристалла для различной поляризации света [60]. *б* — Зависимость от температуры амплитуды электронного рамановского рассеяния от плоскости *a*, *b* кристалла YBaCu [60].

Результаты [67], полученные в таллиевом кристалле, с $T_c = 110$ К, представлены на рис. 16. Полученные зависимости соответствуют, по мнению авторов статьи, значению $2\Delta_0/kT_c = 5$. В дальнейшем авторам удалось обнаружить зависимость рамановского электронного рассеяния от поляризации света и для этих кристаллов. Детальное исследование температурной зависимости электронного рамановского рассеяния в кристалле таллиевого соединения с $T_c \approx 110$ К [68] подтвердили в основном данные работы [67] (см. рис. 16).

Таким образом, эксперименты по рамановскому рассеянию электронов также свидетельствуют о наличии щелевой особенности в спектре распределения возбуждений по энергиям. Однако в отличие от традиционных представлений, во всех исследованных системах полученные характеристики заметно отличаются от следующих из модели БКШ. Отличие состоит в том, что даже при $\Delta\omega \rightarrow 0$ остается заметный вклад в рассеяние. Как и в случае туннельного эффекта, это могло бы быть объяснено, предполагая либо существенную анизотропию Δ , в результате которой размазывается и резкая граница при $\Delta\omega \sim 2\Delta\hbar^{-1}$, либо наличие включений нормальной фазы на поверхности кристалла. При этом из анализа экспериментальных кривых работ [66] следует, что площадь этих «нормальных» участков должна составлять всего лишь 5—10 % от всей площади образца.

5. Объемные характеристики. Во всех перечисленных выше методах определения величины энергетической щели измерения сводились к исследованию поверхностных или приповерхностных характеристик вещества. В традиционных сверхпроводниках, как известно, первые данные о наличии энергетической щели и о ее величине были получены из

результатов исследований объемных свойств сверхпроводников, а именно, температурной зависимости теплоемкости и теплопроводности электронов, магнитных характеристик ядерной системы и т. д. В этом разделе будут рассмотрены возможности получения информации об энергетической щели на основании результатов определения объемных свойств оксидных сверхпроводников.

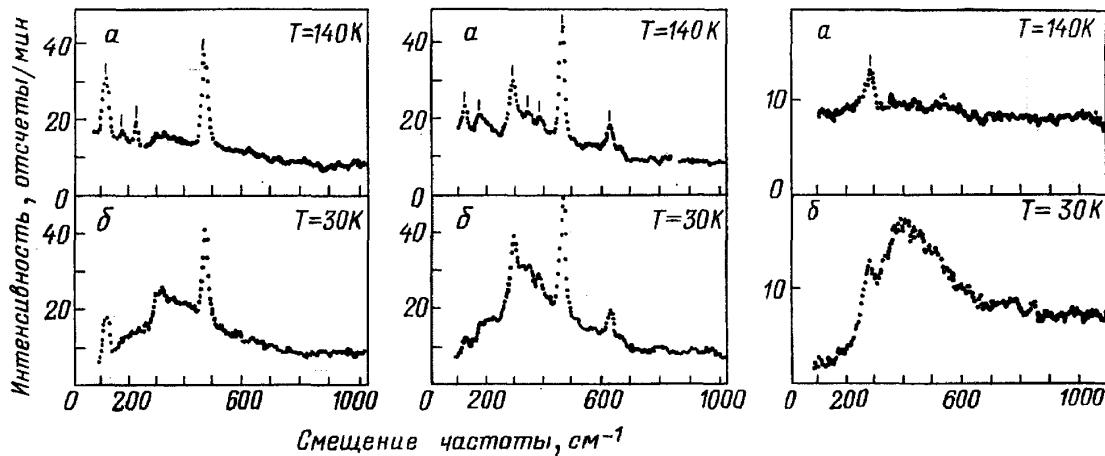


Рис. 15. Спектры рамановского рассеяния от плоскости *a*, *b* кристалла $\text{Bi}_{2.2}\text{Sr}_{1.8}\text{CaCu}_2\text{O}_y$ выше T_c (*a*) и ниже T_c (*b*). Слева — поляризация падающего и рассеянного света вдоль оси *a*, *b* — вдоль оси *b*. Справа — поляризация падающего света, рассеянного вдоль *a* (*a*), рассеянного вдоль *b* (*b*) [66]

Измерения теплоемкости оксидных сверхпроводников были начаты немедленно после открытия таких соединений, вначале на керамических образцах. Как в соединении $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с $0.1 < x < 0.3$, $T_c \sim 35$ К, так и в YBaCu_3O_7 с $T_c \sim 90$ К было установлено наличие линейного члена в теплоемкости $C_e \propto \gamma T$ при $T \rightarrow 0$, который отождествляется с теплоемкостью электронов [69].

Значение этого результата состоит в том, что он ставит под сомнение сам факт наличия щели в энергетическом спектре электронных возбуждений. Действительно, как хорошо известно [2], при наличии щели плотность электронных возбуждений вблизи дна щели, как и их теплоемкость, должна экспоненциально уменьшаться при $T \rightarrow 0$, а именно

$$C_e \propto e^{-\Delta/kT}; \quad (16)$$

при этом в соотношении (16) в случае анизотропии Δ входит Δ_{\min} . Очевидно, что наличие в теплоемкости значительного линейного члена электронного происхождения при $T \ll T_c$ противоречит соотношению (16). Поэтому этот результат подвергался детальному изучению. В качестве объекта исследования были использованы кристаллы YBaCu_3 , и было дополнительно проведено измерение теплоемкости всех примесей, которые могли возникнуть в процессе синтеза образца. Этот анализ [70, 71] показал, что с большой вероятностью линейный член в теплоемкости имеет не электронное происхождение. В работе [72] на основании исследования многих образцов $\text{Y}_x\text{Ba}_{3-x}\text{Cu}_2\text{O}_{7-\delta}$ ($x = 0.9 - 1.1$) была установлена явная корреляция между величиной линейного члена в теплоемкости и вкладом в восприимчивость образца, который следовал закону Кюри и был обусловлен парамагнитными примесями. Авторы этой работы предполагают, что на самом деле линейный член в теплоемкости YBaCu_3 в значительной степени связан с наличием примеси $\text{BaCuO}_{2+\delta}$ в образцах. Тем самым эти работы ставят под сомнение наличие линейного члена в теплоемкости электронов в сверхпроводящей фазе.

Заметим, что имеется работа [73], в которой в кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, проводя детальные прямые измерения разности теплоемкости ΔC образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ в диэлектрической ($y=6$) и сверхпроводящей модификации ($y=7$), авторы показывают, что ΔC изменяется с температурой по соотношениям, подобным теории БКШ, но с $2\Delta_0/kT_c = 6 \pm 0,5$.

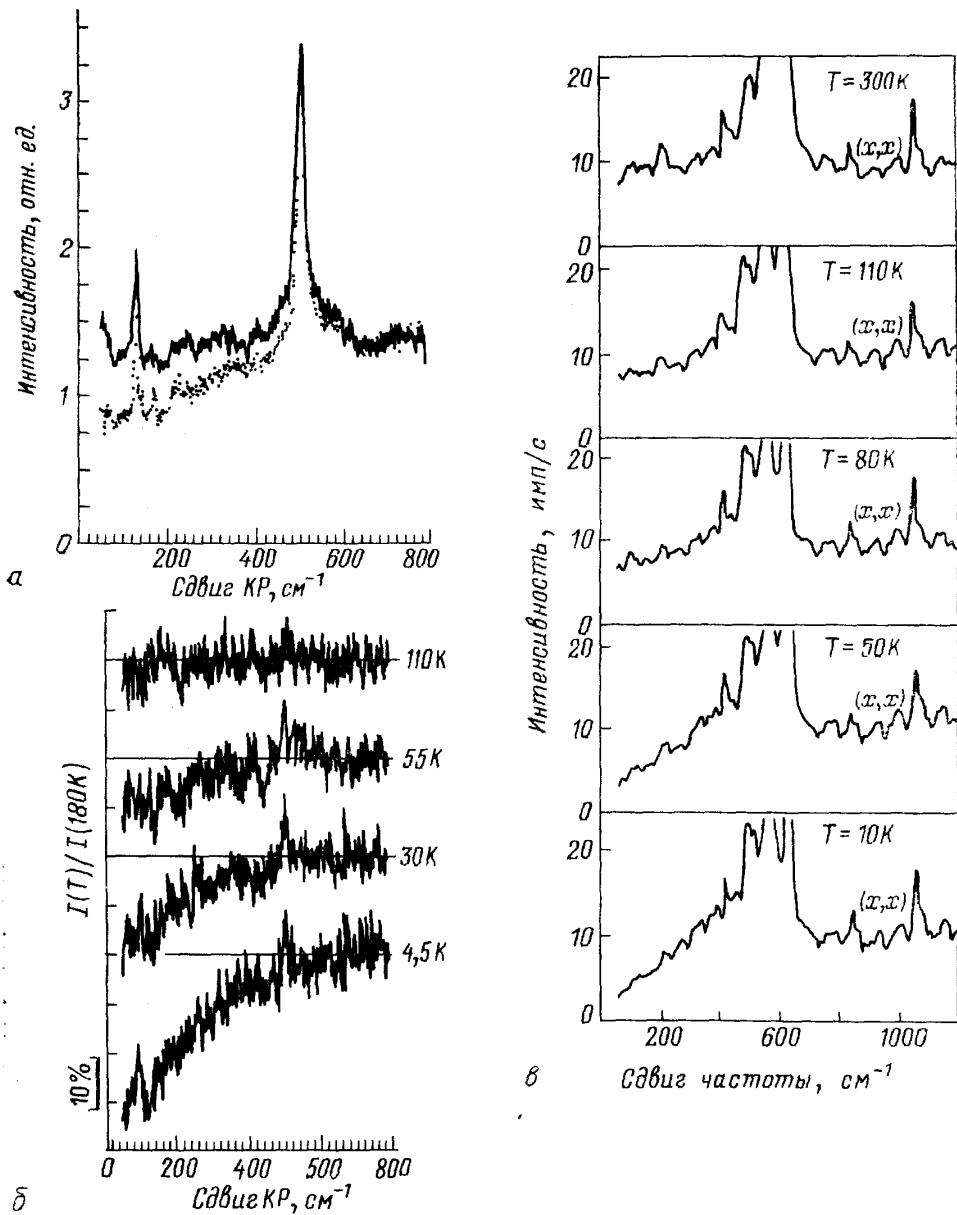


Рис. 16. *a* — Спектр комбинационного рассеяния света от монокристалла $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCuO}_8$ при $T=180$ К ($T>T_c$) (сплошная линия) и $T=4,5$ К ($T<T_c$) (точки). *б* — Температурная зависимость отношения $I(T)/I(180$ К). Горизонтальные линии — $I(T)/I(180$ К) = 1 [67]. *в* — Температурная зависимость амплитуды комбинационного рассеяния от кристалла $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ ($T_c=105$ К) согласно [68].

Рассматривая этот результат, надо учитывать, что он содержит предположение о равенстве теплоемкости решетки в сверхпроводящей и не-сверхпроводящей модификации исследуемого вещества, что, учитывая существенное различие их спектра колебаний решетки (это установлено, например, оптическими методами), не является очевидным.

В висмутовых и таллиевых соединениях ситуация более однозначна. В висмутовых соединениях, начиная с первых исследований [74], не было обнаружено линейного члена в теплоемкости. Признаки линейного члена в теплоемкости таллиевых соединений авторы [75] связывали с

возможным присутствием магнитных примесей, как и в YBaCu -соединениях. Аналогичные выводы были сделаны и в результате исследования [76] керамических образцов со структурой 2223, 2212 и 221 TlCaBaCu -соединений.

Измерения теплоемкости кристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ и $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ в интервале 2—15 К [77] показали, что некоторые отклонения от закона Дебая для температурной зависимости теплоемкости решетки могут быть связаны с мягкими оптическими модами ($\omega_0 \sim 37$ К) и проявлением спиновой стекольной теплоемкости магнитных изолированных примесных ($\sim 1\%$) атомов меди. Линейный электронный член в теплоемкости отсутствовал с точностью измерений ($\gamma < 1$ Дж/моль К²).

Как уже указывалось, результаты измерений температурной зависимости теплоемкости оксидных сверхпроводников не могут быть использованы для определения с достаточной надежностью величины энергетической щели. Эти измерения позволяют получить лишь верхнюю оценку плотности возбуждений в сверхпроводнике вблизи дна щели путем сравнения электронной теплоемкости при $T \sim T_c$ (например, по скачку теплоемкости при T_c) и оценок возможной величины линейного члена при $T \rightarrow 0$. Результаты исследования таллиевых и висмутовых соединений показывают, что плотность возбуждений при $T \ll T_c$ составляет около 6% от N_0 , где N_0 — плотность возбуждений в нормальной фазе при $T > T_c$.

Теплопроводность κ оксидных сверхпроводников вследствие их малой удельной электропроводности определяется в основном переносом тепла фононами. Термопроводность всех исследованных до настоящего времени соединений в области вблизи T_c при $T < T_c$ возрастает, что, очевидно, связано с уменьшением рассеяния фононов на электронах вследствие их спаривания. Из этих данных может быть определено характерное время рассеяния фононов на электронах [78]. Для YBaCu оно составляет 10^{-12} с. Определение величины щели по характеру изменения $\kappa(T)$ вблизи T_c не представляется надежным.

Поглощение звука в металлах при $T \sim 20$ К определяется в основном взаимодействием звука с колебаниями решетки [79], например, в четырехфононных столкновениях с перебросами. В оксидных сверхпроводниках, кроме этих процессов, оказываются существенны также взаимодействия звука с мягкими оптическими модами колебаний кислородных и других комплексов. Все это приводит к тому, что до последнего времени не удалось надежно установить величину и температурную зависимость поглощения звука на электронах проводимости, которая, как известно [2], могла бы быть использована для определения энергетической щели.

Электроны, окружающие ядро атома, изменяют его резонансную частоту ЯМР (сдвиг Найта) и приводят к появлению определенной температурной зависимости времени спин-решеточной релаксации T_1 . Переход в сверхпроводящее состояние сопровождается изменением этих величин и позволяет получить информацию об энергетической щели [2]. Такие измерения были проведены как в лантановых, так и в иттриевых системах. Было получено, что изменению времени спин-решеточной релаксации в $\text{La}_{2.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ соответствует, по данным [80] $2\Delta/kT_c = 3.6 - 3.8$ и по данным [81] $2\Delta_0/kT_c = 7.1$. Для иттриевого оксида было обнаружено в работах [80, 82] два времени, соответствующих $2\Delta_0/kT_c = 8$ и 1,2. В дальнейшем [83] было выяснено, что $2\Delta_0/kT_c = 8,3$ и 2,4 в иттриевых соединениях соответствуют двум неравнозначным позициям меди в этом оксиде, Cu_1 и Cu_2 соответственно. В последнее время [84] был установлен также факт заметного изменения сдвига Найта при понижении температуры в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, который для атомов Cu_1 удовлетворительно совпадал с представлениями модели БКШ в предположении $2\Delta_0/kT_c = 3.8$.

Однако при анализе этих экспериментов предполагалось, что проводимость в оксидных сверхпроводниках осуществляют электроны атомов меди. Эта точка зрения в настоящее время подвергнута ревизии, так как результаты исследований спектров различных атомов этих соединений показали, что электроны проводимости оксидов связаны в основном с атомами кислорода. Оказалось, что в оксидных сверхпроводниках имеется две группы электронов — электроны проводимости (дырки), связанные с атомами кислорода, и электроны, локализованные вблизи атомов меди. Сверхпроводимость связана с электронами проводимости (дырками), магнитные свойства и их изменение — с электронами меди. Конечно, эти две системы взаимосвязаны между собой, однако очевидно, что по магнитным характеристикам ядер меди определить величину щели затруднительно. Дополнительным аргументом в пользу этого представления является установление факта значительного (до трех порядков) уменьшения времени спин-решеточной релаксации ($1/T_1$) ядер Cu^{63} при изменении x в соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_x\text{O}_{6.9}$ от 7 до 6,65 [85].

Эти представления в последнее время становятся все более популярными (см. обзор [86] с обширной дополнительной литературой). В [87] была количественно рассмотрена модель, предполагающая наличие в YBaCu двух сортов электронов. Принимая разумные параметры, например, $2\Delta_0/kT_c = 3,9$ для спаривающихся р-дырок, авторы сумели получить выражения, удовлетворительно описывающие все эксперименты по спиновой релаксации в YBaCu . Все это показывает, что необходим еще дополнительный анализ для того, чтобы по измерениям характеристик ядерной системы получать информацию об энергетическом спектре возбуждений в оксидных сверхпроводниках.

Естественно, информация о наличии и величине энергетической щели может быть получена не только перечисленными выше методами, которые охватывают основной круг исследований в этом направлении. Были использованы и иные подходы к определению щели, например, исследования температурной зависимости поглощения 9 ГГц излучения [88] в пленке YBaCu , использование андреевского отражения [89, 90]. Эти направления еще не получили широкого развития, и здесь мы не будем их разбирать.

6. Заключение. В настоящее время, по-видимому, нет оснований полагать, что у оксидных сверхпроводников отсутствует энергетическая щель в спектре возбуждений. Конечно, в ряде экспериментальных работ вид обнаруженных щелевых особенностей существенно отличается от того, что мы привыкли видеть у традиционных сверхпроводников. К этим отклонениям относится, во-первых, отсутствие резкого изменения характеристик вблизи края щели в области максимума плотности возбуждений и, во-вторых, проявление во многих экспериментальных криевых конечной плотности возбуждений у дна зоны.

Вначале мы обсудим, какие экспериментальные и другие причины могут привести к таким отклонениям. Затем сопоставим результаты определения Δ_0 различными методами у исследованных оксидов.

Отсутствие резкого максимума вблизи края щели обычно связывается с предложением, что в действительности экспериментальные результаты распределены около среднего значения Δ_0 с дисперсией $\delta\Delta_0$. Это предположение кажется весьма правдоподобным, поскольку в измерениях используется обычно конечная площадь образца и, например, методом СТМ продемонстрировано, что величина щели может изменяться вдоль поверхности кристалла (см. рис. 5, 6). Это изменение может быть связано, например, у $\text{YBaCu}_x\text{O}_{7-\delta}$ с различным дефицитом кислорода δ , а в случае попыток использовать очистку поверхности образца химическим травлением — и с различной степенью загрязнения поверхности.

В то же время в ряде работ [23, 34] было показано, что в отдельной малой области контакта характеристики перехода могут быть чрезвычайно резкими и приближаться к идеальной (см. рис. 5). К уширению особенностей может приводить также наличие анизотропии Δ_0 и зависимость Δ_0 от поляризации света, которая проявляется в опытах по рамановскому рассеянию.

Все вышесказанное свидетельствует о том, что с большой вероятностью уширение особенностей у края щели в действительности объяснимо указанными выше тривиальными причинами и его не следует относить к фундаментальным свойствам вещества.

Объяснить таким способом конечную плотность возбуждений у дна щели (при $eV < \Delta$ или $\Delta\omega < \Delta\hbar^{-1}$) можно, лишь если предположить, что имеется группа электронов, у которых при переходе образца в сверхпроводящее состояние не возникает изменение спектра с щелью конечной величины. Такая ситуация могла бы быть связана, например, с наличием точек или пояса на поверхности Ферми, где величина щели обращается в нуль.

Определим относительную концентрацию нормальных электронов, которые остаются при $T \rightarrow 0$ у дна щели $\beta = N_s/N_0$. Для этого могут быть использованы результаты туннельных измерений, где

$$\beta \sim \frac{dI}{dV} \Big|_{V \rightarrow 0} \left(\frac{dI}{dV} \Big|_{eV > \Delta} \right)^{-1},$$

результаты исследования амплитуды рамановского рассеяния электронов A , где

$$\beta = A_{\Delta\omega \rightarrow 0} A_{\Delta\omega}^{-1} > \frac{2\Delta_0}{\hbar},$$

результаты измерения теплоемкости электронов C_e , где

$$\beta = \frac{C_e}{T} \Big|_{T \rightarrow 0} \left(\frac{C_e}{T} \Big|_{T > T_c} \right)^{-1}.$$

В табл. I были собраны величины β , определенные различными методами. Мы отразили в таблице лишь минимальные значения β , поскольку всегда в эксперименте могут присутствовать различные факторы, приводящие к увеличению этой величины. Например, в опытах по туннельному эффекту это могут быть включения нормальных областей в площадь контакта, ток нетуннельного происхождения и т. п. Поэтому, видимо, наименьшее значение β соответствует наиболее чистым условиям эксперимента, приближающимся к тем, в которых будут получены истинные характеристики оксидных сверхпроводников. Как видно из приведенных в таблице данных, во всех исследованных оксидных сверхпроводниках концентрация неспаренных электронов не превосходит 5—10% от полного числа электронов проводимости.

Может быть предложено, по крайней мере, три альтернативных объяснения этому факту. Во-первых, не исключено, что конечная величина β отражает степень совершенства приготовляемых в настоящее время оксидных сверхпроводников и в действительности показывает, какова доля нормальных включений в образцы, например, включений несверхпроводящей фазы. В пользу этого предположения свидетельствует, например, факт постепенного уменьшения величины β по мере улучшения условий опыта, например, в исследованиях теплоемкости оксидов.

Во-вторых, возможно, что у оксидных сверхпроводников щель действительно зануляется на некоторой линии вдоль поверхности Ферми. В пользу этого предположения свидетельствует линейное изменение амплитуды рамановского рассеяния с $\Delta\omega$ при малых $\Delta\omega$.

Наконец, нельзя исключить, что конечное значение β отражает специфику оксидных сверхпроводников. А именно если в традиционных сверхпроводниках величина энергетической щели много меньше всех частот колебаний решетки, то у оксидных сверхпроводников ряд частот колебаний меньше энергетической щели, что могло бы влиять на распределение возбуждений по энергиям. В применении к рамановскому рассеянию эти идеи развиваются в работе [91]. В пользу этого предположения свидетельствует факт смещения рамановских линий ω_0 при переходе в сверхпроводящее состояние, что указывает на наличие значительного электрон-фононного взаимодействия.

В настоящее время недостаточно данных, чтобы выбрать между этими возможностями. Автор обзора полагает, что прежде чем строить различные теоретические модели, необходимо исключить первое, тривиальное объяснение. Исторический ход развития, например, туннельной спектроскопии в традиционных сверхпроводниках, показывает, что существенные отклонения от стандартных характеристик обычно оказываются связанными с несовершенством использованных методик приготовления переходов.

Обратимся теперь к результатам измерения величины Δ_0 у различных оксидных сверхпроводников. В табл. II собраны наиболее убедительными методами

Таблица II. Значения $2\Delta_0/kT_c$ в оксидных сверхпроводниках, определенные различными методами

Вещество	$2\Delta_0/kT_c$ (... \perp (ab) ... \parallel a, b ...)	Метод	Литература
$\text{Ba}_1\text{Pb}_x\text{Bi}_{1-x}\text{O}_3$	3,2 4	Т ИК	[38] [54]
$\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ ($0,4 < x < 0,6$)	3,9—4,4 4	Т ИК	[39] [54]
$\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$	4,95	Т	[10]
$\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	5 $5,2 \pm 0,2$ и $1,35 \pm 0,05$ 5 $4,4 \pm 0,1$... 5,8... 3,6... 7,5 и 1,7 4—6 4,8 3,5 7—8 ... 8... 3... 5,2 и 1,9 7,3 $5,5 \pm 1,6$ и 3 ± 2	Т Т Т Т Т Т Т Т ИК ИК КР КР	[19] [34] [19] [24] [33] [34] [35] [36] [50] [53] [54] [55] [59] [60]
Bi—Sr—Ca—Cu—O	4,9—5,3 4,5—6,5 8,7 7 $6,3 \pm 0,3$ 6,3 $5,5 \pm 0,6$... $6,2 \pm 0,3$... 3,3 $\pm 0,3$... 6,8 и 3,5 $8 \pm 1,4$ 7	Т Т Т Т Т Т Т Т КР ФЭ ФЭ	[40] [41] [42] [43, 44] [45] [46] [95] [96] [62] [49—51] [52]
Tl—Ba—Ca—Cu—O	$6,1 \pm 0,5$ $6,9 \pm 0,8$ 5 3,5	Т Т КР КР	[44] [48] [67] [68]

ные измерения ширины щели различными методами (Т—туннельный эффект, ИК—инфракрасное отражение или поглощение, КР—комбинационное рассеяние, ФЭ—фотоэлектронная эмиссия). Значения $2\Delta_0/kT_c$, соединенные пунктиром, отражают результаты, полученные при исследовании анизотропии Δ_0 , справа $\Delta_0 \perp a, b$. Как видно из таблицы, для всех сверхпроводниковотношения $2\Delta_0/kT_c$ группируются около $2\Delta_0/kT_c = 5-6$. Эта величина существенно превосходит значение теории БКШ $2\Delta_0/kT_c = 3,5$, но приближается к значениям, обнаруженным у традиционных сверхпроводников с сильной связью; так у свинца $2\Delta_0/kT_c = 4,2-4,5$, у Nb₃Sn — 4,4, у сверхпроводящих аморфных пленок висмута $2\Delta_0/kT_c = 4,6-4,9$ и т. д.

Как видно из табл. II, у оксидных сверхпроводников имеет место значительная анизотропия Δ_0 . А именно, величина Δ_0 , параллельная плоскости a, b , превосходит более чем в полтора раза значение Δ_0 в направлении, перпендикулярном этой плоскости. Значительная анизотропия Δ_0 наблюдалась ранее и у традиционных сверхпроводников. Так, например, у олова в зависимости от кристаллографического направления отношение $2\Delta_0/kT_c$ изменяется от 4,3 до 2,7 [92], тем самым по величине анизотропии Δ_0 оксидные сверхпроводники не отличаются от традиционных. При наличии анизотропии Δ_0 кажется вполне естественным, что в некоторых направлениях величина $2\Delta_0/kT_c$ будет значительно превосходить $2\Delta_0/kT_c = 3,52$ — величину, полученную в стандартной теории БКШ для изотропного случая. Заметим, что даже в рамках изотропной модели сверхпроводника, если использовать последовательное рассмотрение электрон-фононного взаимодействия, проведенное Элиашбергом, можно получить значение $2\Delta_0/kT_c \approx 5-6$ путем учета следующих членов разложения этой величины по T_0/ω_B [93, 94] (ω_B — характеристическая для взаимодействия энергия фононов), хотя, по-видимому, эту процедуру нет оснований использовать при анализе сильно анизотропных сверхпроводников.

Таким образом, как видно из вышесказанного, исследования спектра электронных возбуждений оксидных сверхпроводников свидетельствуют, что большинство щелевых характеристик оксидных высокотемпературных сверхпроводников по крайней мере качественно не отличаются от ранее полученных у традиционных низкотемпературных сверхпроводников. Этот вывод, конечно, не может служить доказательством того, что в этих соединениях сверхпроводимость тоже обусловлена тем же электрон-фононным взаимодействием. В настоящее время, видимо, можно лишь утверждать, что даже в рамках традиционной модели сверхпроводимости типа БКШ могут быть поняты основные результаты исследований энергетического спектра возбуждений у нового класса сверхпроводящих соединений.

Исследованию энергетической щели в спектре возбуждений новых оксидных сверхпроводников посвящено множество (более 300) экспериментальных работ. Однако ряд вопросов еще ждет своего решения. Так, еще не выяснено, связаны ли изменения характеристик сверхпроводника в широком интервале энергий $\sim 8kT_c$ действительно с щелевыми особенностями, или это есть проявление интерференционных эффектов, приводящих, например, к появлению дополнительных особенностей при $2\Delta_0$ и т. д. Не завершена проблема определения возможной плотности возбуждений вблизи дна щели. И наконец, не выяснено является ли величина Δ_0 у совершенных монокристаллов оксидных сверхпроводников постоянной величиной или она флюктуирует вдоль поверхности. Вероятно, эти вопросы будут выяснены в ближайшем будущем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] London F.//Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1935. V. 152. P. 24.
- 2 Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer J. R.//Phys. Rev. 1956. V. 106. P. 168; 1957. V. 108. P. 1175.
- 3 Боголюбов Н. Н., Зубарев Д. Н., Церковников Ю. Л.//ДАН СССР, 1956. Т. 117. С. 1189.
- 4 Горьков Л. П.//ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 735.
- 5 Bednorz J. O., Müller K. A.//Zs. Phys. Kl. B. 1986. Bd 64. S. 189.
6. Giaever I.//Phys. Rev. Lett. 1960. V. 5. P. 147, 464.
Giaever I. et al.//Phys. Rev. 1962. V. 126. P. 941.
7. Pan S. et al.//Ibidem. Ser. B. 1987. V. 35. P. 7220.
- 8 Hawley M. E. et al.//Ibidem. P. 7224.
- 9 Kirtley J. R., Tsuei C. C. et al.//Ibidem. P. 7216.
- 10 Fein A. P., Kirtley J. R. et al.//Ibidem. 1988. V. 37. P. 9738.
- [11] Gijs M. A. M. et al.//Ibidem. P. 9837.
- 12 Gonelly R. S. et al.//Ibidem. 1989. V. 39. P. 2261.
- 13 Gallagher M. C. et al.//Ibidem. 1988. V. 37. P. 7846.
- 14 Edgar A.//J. Phys. Ser. C. 1987. V. 20. P. L1009.
- 15 Iguchi I.//Physica. Ser. B+C. 1987. V. 148. P. 322.
- 16 Van Bentum P. J. M.//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 843.
- 17 Kirtley J. R. et al.//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26, Suppl. 26—3.
- 18 Zeller H. R., Giaever I.//Phys. Rev. 1969. V. 181. P. 798.
- 19 Kirtley J. R. et al.//J. Vac. Sci. and Technol. Ser. A. 1988. V. 6. P. 259.
- 20 Емельченко Г. А. и др.//ФНТ. 1988. Т. 14. С. 736.
- [21] Kirtley J. R., Tsuei C. C. et al.//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. P. 997.
- 22 Nag K. W. et al.//Ibidem. P. 993.
- 23 Володин А. П., Хайкин М. С.//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 466; High Temperature Superconductivity from Russia//Progress in High T_c Superconductivity/Eds. A. I. Larkin, N. V. Zavaritsky.—Singapure a. o.: World Scientific, 1989.—P. 201.
- 24 Александров И. В., Володин А. П. и др.//Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 287.
- 25 Володин А. П. и др.//Ibidem. 1988. Т. 48. Ч. 457.
- 26 Moog E. R. et al.//J. Low Te, p. Phys. 1988. V. 71. P. 398.
- 27 Kirk M. D. et al.//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 35. P. 8850.
- 28 Kwo J. et al.//M²HTSC Conference. Stanford, July 23—28, 1989.
- 29 Geerk J. et al.//Zs. Phys. Kl. B. 1989. Bd 73. S. 329.
- 30 Cannavacionio M. et al.//[28].
- [31] Cavalier J. R. et al.//Ibidem. "
- 32 Gurvitch M. et al.//Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 1008.
- 33 Tsai J. S., Takeuchi I. et al.//Physica. Ser. C. 1988. V. 153. P. 1385.
- 34 Заварыцкий и др.//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Прил. С. 23; Novel Superconductivity/Eds S. A. Wolf, V. Z. Kresin.—New York; London: Plenum Press, 1987. P. 871.
- 35 Holm V. et al.//Zs. Phys. Kl. B. 1987. Bd 69. S. 173.
- 36 Moreland J. et al.//Cryogenics. 1987. V. 27. P. 277; Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 35. P. 8711; 8856; Japan. J. Appl. Phys. 1987. Suppl. 26—3, V. 26. P. 999.
- 37 Marsiglio R., Hirsh J. E.//Physica. Ser. C. 1989. V. 159. P. 153.
- 38 Akimutsi I. et al.//Japan. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. Suppl. 26—3. P. 995.
- 39 Zasadzinski J. F. et al.//Physica. Ser. C. 1989. V. 158. P. 519; [28].
- 40 Hasegawa T. et al.//Japan. J. Appl. Phys. 1989. V. 28. P. 179.
- [41] Viera S. et al.//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 38. P. 9295.
- 42 Ikuta H. et al.//Japan. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. P. L1038.
- 43 Lee M. et al.//Phys. Rev. Ser. B. 1989. V. 39. P. 801.
- 44 Tao H. et al.//[28].
- Tao H., Tsui J. S. et al.//Physica. Ser. C. 1989. V. 158. P. 83.
45. Quittmann C. et al.//USSR—FRG Bilateral Seminar. Tallinn.—October 29, November 10—5, 1989.
46. Muang Q. et al.//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 40. P. 9366.
47. Веденеев С. И. и др.//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 585.
48. Moreland J. et al.//Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. P. 1463.
49. Chang Y. et al.//Phys. Rev. Ser. B. 1989. V. 39. P. 4740
50. Imer J. M., Patthey F. et al.//Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 336.
51. Manzke R. et al.//Europhys. Lett. 1989. V. 9. P. 477.
52. Olsen C. G. et al.//Science. 1989. V. 245. P. 731.
53. Minami F., Kimura T. et al.//Phys. Rev. Ser. B. 1989. V. 39. P. 4788.
54. Абрюков А. А., Фальковский Л. А.//ЖЭТФ. 1961. Т. 40. С. 262.
55. Timusk T., Tanner D. B.//Physical Properties of High T_c Superconductors //Ed D. Ginsberg. Singapore, 1989.—Ch. 7. a. o.: World Scientific, 1989.—Ch. 7
56. Thomas G. A. et al.//Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 1313.
57. Schlesinger Z. et al.//Physica. Ser. C. 1988. V. 153—155. P. 1734
58. Collins R. T. et al.//Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 422.
59. Schutzmann J. et al.//Europhys. Lett. 1989. V. 8. P. 679
60. Klein M. V., Dierker S. B.//Phys. Rev. Ser. B. 1984. V. 29. P. 4976.

- [61] *Абрикосов А. А., Фальковский Л. А.*//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 236.
62. *Dierker S. B. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 853.
63. *Cooper S. L., et al.*//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 37. P. 5920.
64. *Hackl R. et al.*//Ibidem. 1988. V. 38. P. 7133; [28].
65. *Thomsen G., Müller P.*//[55] — Ch. 8.
66. *Yamanaka A., Kimura T.*//Japan. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. P. L1902.
67. *Максимов А. А., Тартаковский И. И., Тимофеев В. Б.*//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 50. С. 44.
68. *Krantz M. C., Rosen H. I. et al.*//Preprint.—Lawrence Berkeley Lab., 1989.
69. *Molnar S. von et al.*//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 37. P. 3762.
70. *Lesjaunis J. C., et al.*//Phys. Lett. Ser. A. 1988. V. 129. P. 185.
- [71] *Kuetzler R. et al.*//Sol. State Commun. 1988. V. 65. P. 1529.
72. *Eckert A.*//J. Low Temp. Phys. 1988. V. 73. P. 241.
73. *Lozan J. M., Mizza K. A.*//Physica Ser. C. 1988. V. 153. P. 1020.
74. *Kumagai K., Nakamuza Y.*//Ibidem. Ser. 152. P. 286.
75. *Fisher R. A., Kim S. et al.*//Phys. Rev. Ser. B. 1988. V. 38. P. 11940.
76. *Junod A., Eckert A.*//Physica Ser. C. 1989. V. 159. P. 245.
77. *Urbach J. S. et al.*//Phys. Rev. Ser. B. 1989. V. 39. P. 12391.
78. *Заварицкий Н. В., Самойлов А. В., Юргенс А. А.*//Письма ЖЭТФ, 1988. Т. 48. С. 221.
79. *Мэзон У.*//Физическая акустика/Под ред. П. Л. Фабелинского. М.: Мир, 1968.— Т. 36. Гл. 6.
80. *Алексашин Б. А., Верховский С. В. и др.*//ФММ. 1987. Т. 46. С. 39; Письма ЖЭТФ. 1987. Приложение. С. 51.
- [81] *Lee M. et al.*//Phys. Rev. Ser. B. 1987. V. 36. P. 2378.
82. *Seidel H. et al.*//Europhys. Lett. 1988. V. 5. P. 648.
83. *Warren U. W. et al.*//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1860.
84. *Takigawa M. et al.*//Phys. Rev. Ser. B. 1989. V. 39. P. 7371.
85. *Ishida K., Kitaoka Y., et al.*//J. Phys. Soc. Japan. 1988. V. 57. P. 2897.
86. *Lütgemeier H.*//8th Intern. Conference on Hyperfine Interactions. Praga, August 14—19, 1989.
87. *Завидов А. Ю. и др.* Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. С. 179.
88. *Porch A. et al.*//J. Phys. Ser. F. 1988. V. 18. P. 1547.
89. *Hoevers H. F. C. et al.*//Physica. Ser. C. 1988. V. 152. P. 105.
90. *Van Bentum P. J. M. et al.*//Ibidem. V. 153. P. 1378.
- [91] *Monien H.*//Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 911.
92. *Заварицкий Н. В.*//ЖЭТФ. 1963. Т. 45. С. 1836; 1965. Т. 48. С. 837.
93. *Гейликман Б. Г., Кресин В. З.*//ФТТ. 1966. Т. 7. С. 2659.
94. *Mitrovic B. et al.*//Phys. Rev. Ser. B. 1984. V. 29. P. 184.
95. *Kussmaul A. et al.*//High T_c -update 3, 1989. No. 17.
96. *Briceno G.*//Ibidem. No 21.

РЕФЕРАТЫ ПУБЛИКУЕМЫХ СТАТЕЙ

530.182

Самоорганизация в активных распределенных средах (Сценарии спонтанного образования и эволюции диссипативных структур). Кернер Б. С., Осипов В. В. «Успехи химических наук». Сентябрь 1990 г. Т. 160, вып. 9. С. 1—73. Рассматриваются различные сценарии самоорганизации в широком классе неравновесных физических, химических и биологических систем. Подчеркивается, что во многих системах малоамплитудные диссипативные структуры (ДС) не образуются и уже в точке расслоения их однородного состояния в них скачкообразно возникают ДС большой амплитуды в виде страт, пятен или сгустков. Обсуждаются методы построения и исследования устойчивости таких ДС для произвольных уровней неравновесности системы. Отмечается, что многие сценарии самоорганизации не связаны с потерей устойчивости ДС данного вида, а определяются эффектом локального пробоя, причем в реальных системах самоорганизация определяется спонтанным возникновением и последующей эволюцией autosolitonов (локализованных ДС). Обсуждаются условия, при которых в системах в отсутствие течений возникает турбулентность, представляющая собой сложную картину случайного возникновения и исчезновения взаимодействующих autosolitonов в различных областях системы. Отмечается, что в газовой и полупроводниковой плазме могут возникать ДС в виде многих шнурков тока или доменов электрического поля, причем их образование не связано с видом вольт-амперной характеристики системы. Обсуждаются некоторые явления самоорганизации в системах, в которых кроме статических могут возникать пульсирующие ДС и автоволны, а также— при наличии в системах течений (потоков вещества). На основе общих результатов теории самоорганизации объясняются свойства ДС, обнаруженные и изученные в последние годы при численных и экспериментальных исследованиях физических систем различной природы. Табл. 2. Ил. 28. Библиогр. ссылок 179 (215 назв.).

530.182

Self-organization in active distributed media (Scenarios of spontaneous formation and evolution of dissipative structures). Kerner B. S., Osipov V. V. Uspekhi Fizicheskikh Nauk. September 1990. V. 160, No. 9. Pp. 1—73. Various scenarios of self-organization in a wide class of nonequilibrium physical, chemical and biological systems are outlined. It is emphasized that in many systems small amplitude dissipative structures (DS) are not being formed and already in the point of stratification of their homogeneous state large amplitude DS occur jump-like as strata, spots or bunches. The methods to construct and investigate these DS stability for arbitrary levels of the system non-equilibrium are discussed. It is noted that many scenarios of self-organization are not due to the DS stability loss, but are determined by the local breakdown effect, and in real systems the self-organization is defined by a spontaneous occurrence and a subsequent evolution of autosolitons (localized DS). The conditions are discussed under which in the systems without flows a turbulence takes place representing a complicated picture of a random appearance and disappearance of interacting autosolitons in different parts of the systems. 2 tabls. 28 figs. 179 refs. (215 titls.).

539.213.32

Аморфные металлические сплавы. Золотухин И. В., Калинин Ю. Е. «Успехи физических наук». Сентябрь 1990 г. Т. 160, вып. 9. С. 75—110. Обзор экспериментальных данных о структуре, дефектах структуры и структурной релаксации в аморфных металлических сплавах (АМС). Рассмотрены также упругие и неупругие свойства и влияние неупорядоченного расположения атомов на ферромагнитные свойства АМС. Детально обсуждаются магнитоупругие явления: ΔE -эффект и магнитомеханическое затухание. Обсуждается возможность применения АМС в микроэлектронике, при производстве видеозаписывающей аппаратуры и различного рода преобразователей и датчиков. Табл. 3. Ил. 15. Библиогр. ссылок 151.

539.213.32

Amorphous metallic alloys. Zolotuchin I. V., Kalinin Yu. E. Uspekhi Fizicheskikh Nauk. September 1990. V. 160, No. 9. Pp. 75—110. This is an experimental data review concerning structure, defects of structure and a structural relaxation in the amorphous metallic alloys (AMA). Elastic and inelastic properties as well as a random arrangement of atoms influence on the ferromagnetic properties of AMA are considered. Magnetoelastical phenomena such as ΔE -effect and magnetomechanic damping are discussed in detail. The possibility of AMA employment in microelectronics, videorecording equipment, convertors and devices of different types are examined. 3 tabls. 15 figs. 151 refs.

534.212 + 621.378.325

Лазерная динамическая оптоакустическая диагностика конденсированных сред. Егерев С. В., Лямшев Л. М., Пученков О. В. «Успехи физических наук». Сентябрь 1990 г. Т. 160, вып. 9. С. 111—154.— (Новые приборы и методы исследований). Лазерная динамическая оптоакустическая диагностика — быстро развивающийся в последние годы метод исследования вещества, использующий лазерную генерацию кратковременных акустических возмущений и регистрацию этих возмущений — откликов вещества с высоким времененным разрешением — для последующего анализа тонкой структуры отклика, несущего информацию о свойствах образцов. Даны основные понятия разновидностей метода. Обобщен опыт его применения для анализа неоднородных жидких и твердых образцов, процесса кристаллизации из расплава, диэлектриков, пленок поверхностью активных веществ. Табл. 1. Ил. 21. Библиогр. ссылок 100.

534.212 + 621.378.325

Laser optoacoustic transient pulse diagnostics of condensed matter. Uspekhi Fizicheskikh Nauk September 1990. V. 160, No. 9, Pp. 111—154.— (New instruments and methods of investigations). Laser optoacoustic transient pulse diagnostics is a recently developed tool for probing of the condensed matter. This method is based on a laser generation of short acoustic transient processes and a registration of medium acoustic responses with high time resolution for a subsequent analysis of their fine structure which contains information about properties of the sample. The basic notions of this method are given. A variety of methods which enables to investigate inhomogeneous liquid and solid samples, crystallization processes, dielectrics, surface-active substances films on liquids is cited. 1 table. 21 figs. 100 refs.

538.945

Фотоэмиссионная спектроскопия высокотемпературных сверхпроводников. Максимов Е. Г., Саврасов С. Ю. «Успехи физических наук». Сентябрь 1990 г. Т. 160, вып. 9. С. 155—176.— (Из текущей литературы). Краткий обзор результатов, полученных методами фотоэмиссионной спектроскопии высокотемпературных сверхпроводников. Основное внимание удалено выяснению природы электронного состояния этих материалов в нормальном состоянии. Изложены также очень кратко экспериментальные и теоретические основы фотоэмиссионной спектроскопии. Ил. 20. Библиогр. ссылок 27 (33 назв.).

538.945

Photoemission spectroscopy of high- T_c superconductors. Maksimov E. G., Savrasov S. Yu. Uspekhi Fizicheskikh Nauk. September 1990. V. 160, No. 9. Pp. 155—176.— (From the current literature). A brief review of the results obtained by the technique of photoemission spectroscopy in high-temperature superconductors is given. The main attention is paid to the origin of normal state electronic structure in these materials. Experimental and theoretical basis of photoemission spectroscopy is also briefly outlined. 20 figs. 27 refs. (33 titles).

Успехи физических наук, т. 160, вып. 9

Редактор В. В. Власов

Технический редактор А. П. Колесникова

Корректор Н. Дронова

Сдано в набор 01.07.90 Подписано к печати 12.09.90. Формат 70Х108/16. Бумага книжно-журнальная. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 18,2. Усл. кр. отт. 18,9. Уч.-изд. л. 19,2. Тираж 3482 экз. Заказ № 182. Цена 2 р.

Адрес редакции: 117071 Москва В-71, Ленинский проспект, 15,
Tel. 234-08-25

2-я типография издательства «Наука». 121099 Москва, Шубинский пер., 6