

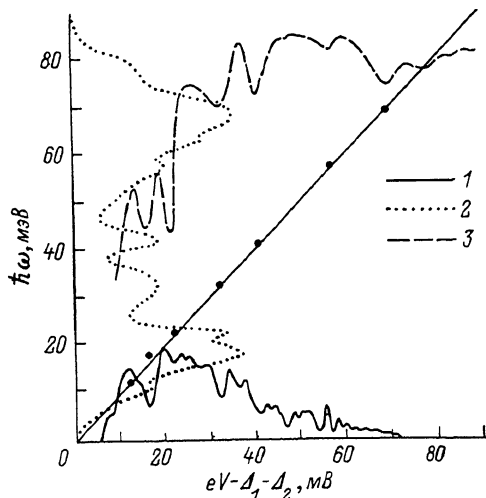
## ПРОЯВЛЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В ТУННЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ

В. М. Свистунов, В. Ю. Таренков, А. И. Дьяченко,  
А. А. Квачев, О. И. Черняк

Хорошо известно, что в туннельной плотности состояний  $N(\omega)$  сверхпроводника отражается взаимодействие электронов с низкочастотными возбуждениями различной природы [1]. В данной работе этот эффект используется для анализа характера низкочастотных мод сверхпроводников типа  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Вклад фононных возбуждений в плотность квазичастичных состояний  $N(\omega)$  находился численным решением уравнений Элиашберга [2] с эффективной функцией электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ)  $g(\omega) = \alpha^2 F(\omega)$ , где  $F(\omega)$  — известная из данных по неупругому рассеянию нейтронов [3, 4] фононная плотность состояний;

Рис. 1. Схема определения соответствия особенностей в измеренной производной туннельного тока контакта  $\text{Pb-I-YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $d^2I/dV^2$ )<sub>эсп</sub> (1) с экстремальными точками фононной плотности состояний  $F(\omega)$   $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [3] (2).

3 — вычисленная производная ( $d^2I/dV^2$ )<sub>теор</sub> туннельного тока. Обращаем внимание на обозначения координатных осей.



$\alpha^2$  — константа, соответствующая матричному элементу ЭФВ (программа вычислений приведена в [5]). Значение  $\alpha^2$  задавалось из условия совпадения расчетной величины критической температуры  $T_c$  с экспериментальной (кулоновский псевдопотенциал варьировался в пределах  $\mu^* = 0.1 \div 0.13$ ). Величина  $T_c$  и параметр энергетической щели  $\Delta_0$  находились непосредственным решением уравнений Элиашберга в комплексной плоскости частоты [2]. Получены значения  $\Delta_0 = 21 \div 23$  мэВ при значении константы связи ЭФВ  $\lambda = 3.5 \pm 0.2$ .

На рис. 1 показаны исходная фононная плотность состояний  $F(\omega)$   $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [3] (точки), рассчитанная вторая производная туннельного тока  $d^2I/dV^2$  контакта сверхпроводник—изолятор—металлооксидный сверхпроводник (пунктир). На этом же рисунке показана экспериментальная кривая  $d^2I/dV^2$ <sub>эсп</sub> для туннельного контакта  $\text{Pb-I-YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .

Туннельный контакт приготавливался на торце слоя керамики (площадь  $0.08 \times 0.3$  мм), имеющей  $T_c = 92 \pm 1$  К и плотность критического тока  $j_c = 200$  А/см<sup>2</sup> ( $T = 77$  К). Пленка свинца толщиной  $d \sim 2000$  Å наносилась на свежеполученный слой керамики в вакууме  $p \sim 10^{-5}$  Тор при  $T = 300$  К. Сопровиление туннельных контактов при комнатной температуре составляло 300—500 Ом и возрастало с уменьшением температуры. Начиная с  $T = 7.2$  К наблюдалась особенность, связанная с раскрытием сверхпроводящей щели  $\Delta_{\text{Pb}}$  (рис. 2). Отношение сопротивлений контакта при нулевом смещении  $V = 0$  и смещении  $V = 2$  мВ,  $R(0)/R(2) = 0.4$  ( $T = 4.2$  К) указывает на туннельный характер значительной части протекающего тока. В области  $V \approx 20$  мВ наблюдался нелинейный ход зависимости  $dI/dV$  (рис. 2), однако классической зависимости, характер-

ной для однородных SIS контактов [1], получено не было. Аналогичное размытие особенности  $dI/dV$  при  $eV = \Delta_1 + \Delta_2$  наблюдалось в [6, 7]. Найти из подобных кривых достоверное значение параметра  $\Delta_{YBaCuO}$  нельзя. Поэтому для определения величины  $\Delta_{YBaCuO}$  оказалась эффективной предлагаемая процедура нахождения соответствия особенностей в  $F(\omega)$  и производной  $d^2I/dV^2$ .

Согласно расчету, пики в  $F(\omega)$  при частотах  $\omega = \omega_i$  должны соответствовать минимумам в  $d^2I/dV^2$  при смещениях  $eV_i = \hbar\omega_i + \Delta_{Pb} + \Delta_{YBaCuO}$  (рис. 1). На рис. 1 фононные частоты  $\omega_i$  отложены по оси ординат ( $\omega$ ), а напряжения  $V_i$  — по оси абсцисс ( $V$ ). Пересечение перпендикулярных линий  $\omega = \omega_i = \text{const}$  и  $V = V_i = \text{const}$  дает множество точек  $\{\omega_i, V_j\}$ , среди которых нужно выбрать точки, принадлежащие прямой  $\hbar\omega_i = eV_j - \Delta_{Pb} - \Delta_{YBaCuO}$ . Из-за погрешностей измерений такой прямой, соединяющей

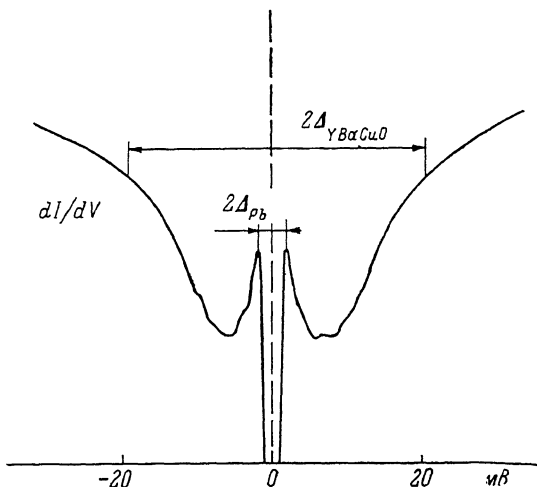


Рис. 2. Первая производная  $dI/dV$  туннельного тока контакта Pb— $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

все особые точки,  $\{\omega_i, V_j\}$  не находится. Однако среди семейства прямых  $\hbar\omega = eV - \text{const}$  всегда можно найти такую прямую, расстояние которой от максимально возможного числа точек  $\{\omega_i, V_j\}$  наименьшее (в смысле метода наименьших квадратов). Именно с этой прямой связано наиболее вероятное соответствие экстремальных точек в  $F(\omega)$  и  $d^2I/dV^2$  (рис. 1). Ее пересечение с осью абсцисс ( $\omega = 0$ ) дает значение  $\text{const} = \Delta_{Pb} + \Delta_{YBaCuO}$ . Для разных образцов по этой методике получена величина  $\Delta_{YBaCuO} = 14 \div 19$  мэВ.

Как видно из рис. 1, положение особенностей экспериментальной и расчетной производной туннельного тока  $d^2I/dV^2$  практически совпадает (при  $\Delta_{Pb} + \Delta_{YBaCuO} = 20.5 \pm 0.5$  мэВ). Что касается ряда особенностей в  $d^2I/dV^2_{\text{эксп}}$ , не имеющих аналогов в фононной плотности  $F(\omega)$ , то столь слабые отличия вполне объяснимы недостаточной точностью (разрешающей способностью) измерений  $F(\omega)$  [3]. Кроме того, упомянутые особенности в  $d^2I/dV^2_{\text{эксп}}$  имеют малую интенсивность для того, чтобы соответствующие им бозонные моды могли существенно влиять на  $T_c$  металлооксида. Несоответствие формы расчетной и экспериментальных кривых  $d^2I/dV^2$  (рис. 1) можно объяснить существенным отличием констант электрон-фононной связи  $\alpha^2$  для мод различных типов (например, «деформационных» и «дышащих» [3, 4]), так как в расчете  $N(\omega)$  величина  $\alpha^2$  полагалась постоянной. Тем не менее это усредненное значение  $\alpha^2$  дает расчетную величину  $\Delta_0 = 21 \div 23$  мэВ, близкую к наблюдаемой в нашем эксперименте ( $\Delta_{YBaCuO} = 19 \pm 0.5$  мэВ). Отметим, что в производной туннельного тока  $d^2I/dV^2$  «дышащие» моды ( $\hbar\omega \geq 60$  мэВ) отражаются крайне слабо (рис. 1).

Это указывает на их слабое взаимодействие с квазичастичными возбуждениями в сверхпроводнике.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что в спектре бозонных возбуждений, регистрируемых как особенности второй производной туннельного тока, отсутствуют заметные проявления нефоновой природы (магноны, плазмоны и т. д.), связанные с долгоживущими модами, энергия которых  $\hbar\omega \leq 100$  мэВ. Однако экспериментальные значения  $T_c$  и близкие к эксперименту значения параметра  $\Delta_{\text{УВаСнО}}$  получаются при величинах константы связи  $\lambda = 3.5 \pm 0.3$ , несколько больших для обычного механизма ЭФВ [1, 2].

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Свистунов В. М., Белоголовский М. А. Туннельная спектроскопия квазичастичных возбуждений в металлах. Киев: Наукова думка, 1986. 148 с.
- [2] Проблема высокотемпературной сверхпроводимости / Под ред. В. Л. Гинзбурга и Д. А. Киржница. М.: Наука, 1977, с. 400.
- [3] Rhyne J. J., Neumann D. A., Gotaas J. A. et al. Phys. Rev. B, 1987, vol. 36, N 4, p. 2294—2297.
- [4] Паршин П. П., Землянов М. Г., Черноплеков Н. А. и др. В кн.: Сверхпроводимость. М., 1988, в. 2. с. 34.
- [5] Дьяченко А. И. Препринт ДонФТИ-81-17. Донецк, 1981.
- [6] Gray K. E., Hawley M. E., Moge E. R. Proceedings of the Berkley workshop on novel mechanisms of superconductivity. Berkley, California, 1987, p. 611—624.
- [7] Ekino T., Akimitsu J. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 4, p. 452—453.

Донецкий физико-технический  
институт АН УССР  
Донецк

Поступило в Редакцию  
6 июля 1988 г.

УДК 537.812.62

Физика твердого тела, том 30, в. 11, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 11, 1988

## ВЛИЯНИЕ ЗАМЕНЫ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА М НА СПЕКТРЫ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКИ $\text{MВa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

О. В. Мисочко, М. Д. Нерсесян

Исследования комбинационного рассеяния (КР) света в высокотемпературных сверхпроводниках внесли значительный вклад в понимание физики этих новых материалов [1—5]. Изучение фононных мод важно для понимания свойств новых соединений, даже если механизм высокотемпературной сверхпроводимости окажется не связанным с электрон-фононным взаимодействием. Большинство измерений КР проведено для системы  $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ; исследования соединений  $\text{MВa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , где М — редкоземельный элемент (РЗЭ), немногочисленны [6, 7]. В настоящей работе нами исследовано замещение Y рядом РЗЭ (La, Sm, Eu, Ho, Gd, Er) на спектры КР.

Образцы изготавливались в виде таблеток размером  $5 \times 5 \times 3$  мм из сверхпроводящего спека, полученного методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза [8] с дальнейшей термообработкой таблеток при  $910\text{—}930^\circ\text{C}$  в течение нескольких часов. Сверхпроводящий переход регистрировался измерением сопротивления на постоянном токе четырехконтактным методом, а также по температурной зависимости высокочастотной восприимчивости  $\chi(T)$ . Все образцы имели переход в сверхпроводящее состояние при  $T \approx 90$  К с полушириной  $5\text{—}10$  К. Это позволяет предположить, что образцы имеют орторомбическую структуру (группа симметрии  $D_{2h}^1(Pnmm)$ ). Элементарная ячейка орторомбического кристалла