

ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МОНОКРИСТАЛЛАХ BiSrCaCuO С РАЗНЫМИ T_c

С.И. Веденеев, В.А. Степанов

Проведены туннельные исследования монокристаллов BiSrCaCuO с $T_c = 65$ К и 23 К. Из туннельных данных численным обращением уравнения Элиашберга для щели восстановлены спектральные плотности ЭФВ $\alpha^2(\omega)F(\omega)$. Сравнение этих функций между собой и с фоновым спектром $F(\omega)$ указывает на сильное ЭФВ и его определяющую роль в образовании сверхпроводящих пар электронов.

Настоящая работа является продолжением туннельных исследований¹ монокристаллов высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-x}$ (BSCCO). Наши образцы в¹ содержали две фазы с температурами сверхпроводящего перехода $T_c = 65$ К и 28 К, для которых величины отношения $2\Delta(4,2\text{ К})/kT_c$ составляли 7,1 и 7, соответственно. Следует подчеркнуть, что указанные значения T_c определялись из температурной зависимости энергетической щели ВТСП $\Delta(T)$. В то время как сверхпроводящий переход монокристаллов BSCCO, измеренный обычным резистивным методом, лежал в области 74–87 К.

На рис. 3 в¹ хорошо видна структура при напряжениях выше энергетической щели BSCCO, которая исчезала при переходе образцов в нормальное состояние. В обычных сверхпроводниках такая структура на производных вольт-амперных характеристик (ВАХ) связывается с электрон-фононным взаимодействием (ЭФВ) и мы, пренебрегая анизотропией последнего, из туннельных данных восстановили спектральную плотность ЭФВ $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ ². Аналогичная обработка результатов туннельных исследований $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ и $\text{Eu}_1\text{V}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ была выполнена нами в³. Эти результаты, а также данные по температурной зависимости сопротивления, комбинационному рассеянию и фотолюминесценции других авторов свидетельствуют о сильном ЭФВ в ВТСП. Для изучения связи ЭФВ с T_c в оксидных сверхпроводниках, мы попытались сравнить вид функции $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ двух фаз BSCCO с высокой и низкой T_c .

Туннельные исследования проводились на монокристаллах BSCCO, состоящих почти из одной высокотемпературной фазы, и на монокристаллах BSCCO, состоящих из одной низкотемпературной фазы. Метод изготовления образцов и методика туннельных экспериментов описаны в¹. Величины энергетических щелей и T_c в случае обеих фаз, определенные из зависимостей $\Delta(T)$, составляли $\Delta^B = 20$ мэВ, $T_c = 65$ К и $\Delta^H = 7,2$ мэВ, $T_c = 23$ К для высоко- и низкотемпературной фаз, соответственно. Указанные значения дают величину отношения $2\Delta(4,2\text{ К})/kT_c \approx 7$, как и в¹.

На верхних частях рис. 1 и 2 приведены первые (1) и вторые (2) производные ВАХ "точечных" туннельных переходов BSCCO–Nb ($T = 4,2$ К). Данные на рис. 1 относятся к образцу с $T_c = 65$ К, а на рис. 2 – к образцу с $T_c = 23$ К. Большие максимумы на кривых (1) определяют величины суммы $\Delta_{\text{BSCCO}} + \Delta_{\text{Nb}}$. При $eV > \Delta_{\text{BSCCO}} + \Delta_{\text{Nb}}$ видна дополнительная структура, общий вид которой воспроизводится на обоих рисунках. Следует особо отметить, что и в случае образца с $T_c = 23$ К эта структура исчезала при переходе его в нормальное состояние и, таким образом, исчезновение последней при $T > T_c$ уже нельзя объяснить температурным размытием, как это можно было сделать в случае образцов с высокими T_c . Указанное обстоятельство является дополнительным подтверждением связи этой структуры с ЭФВ в ВТСП. (Разумеется структура сохранялась при переходе ниобия в нормальное состояние).

Для восстановления функции $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ из туннельных данных наряду с приведенными на рис. 1 и 2 необходимо иметь также зависимость $[-dV/dI(V)]_N$, относящуюся к нормальному состоянию туннельного перехода. Последняя должна измеряться при той же температуре, что и температура исследования сверхпроводящего состояния. Это необходимо для

нормировки входных данных в ЭВМ. В случае ВТСП выполнить это условие с помощью магнитного поля не удастся. Нельзя использовать и зависимость $-dV/dI(V)$, измеренную при $T > T_c$, поскольку проводимость туннельных переходов на основе ВТСП очень сильно зависит от температуры, что, по-видимому, связано с наличием в них неспаренных электронов даже при $T \ll T_c$. Мы изучили температурную зависимость проводимости туннельных переходов в ВТСП и пришли к заключению, что для грубого приближения $[-dV/dI(V)]_N$ можно использовать зависимость $-dV/dI(V)$, записанную при 4,2 К, но не имеющую "щелевой" и "фононных" особенностей. Спектральная плотность ЭФВ $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ для двух фаз BSCCO, полученная в результате численной обработки туннельных данных, с указанным

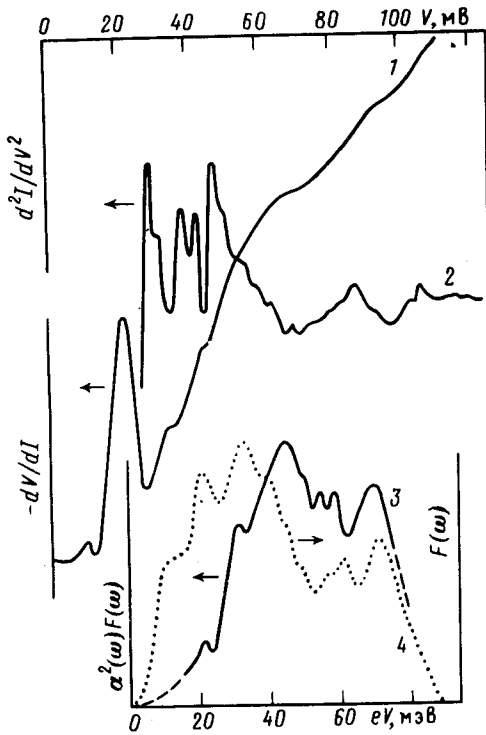


Рис. 1

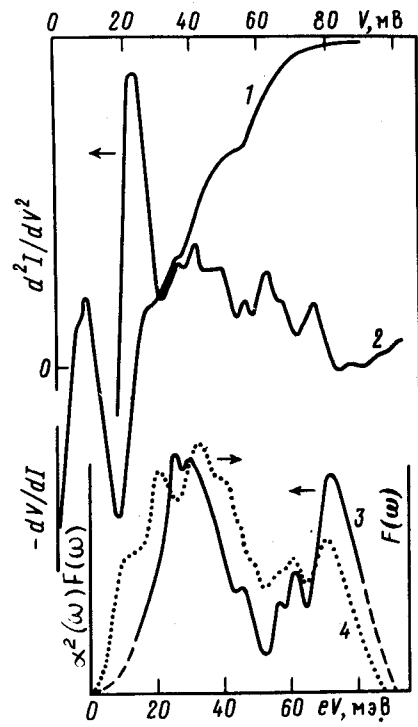


Рис. 2

Рис. 1. и рис. 2. Первые (1) и вторые (2) производные вольт-амперных характеристик туннельных переходов $\text{BiSrCaCuO} - \text{Nb}$, изготовленных на монокристаллах с $T_c = 65$ К и 23 К, соответственно. $T = 4,2$ К. Кривые (3) – спектральные плотности ЭФВ $\alpha^2(\omega)F(\omega)$, а (4) – фононный спектр $F(\omega)$ из данных по рассеянию нейтронов

выше допущением, приведена на нижних частях рис. 1 и 2 сплошными линиями (3). В качестве программы для ЭВМ использовались две стадии программы⁴ и одна – программы⁵. Точками (4) на этих рисунках показан фононный спектр $F(\omega)$ BSCCO, полученный в Карлсруе из данных по рассеянию нейтронов при $T = 5$ К и любезно нам предоставленный доктором Б.Ренкером уже после обработки наших туннельных данных. Видно, что энергетическое положение максимумов в функциях $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ и $F(\omega)$ совпадает, но в случае низкотемпературной фазы BSCCO совпадает и общая форма спектров. Ранее при изучении простых сверхпроводников такое совпадение этих функций однозначно указывало на определяющую роль ЭФВ в механизме сверхпроводимости. На рис. 3 для наглядности все три спектра приведены вместе. Масштаб по вертикальной оси подобран так, чтобы амплитуда основного максимума в трех кривых совпадала. Функция $\alpha^2(\omega)F(\omega)$, приведенная

сплошной линией (1), относится к образцу с $T_c = 65$ К, пунктиром (2) – $T_c = 23$ К, а точками (3) приведен фоновый спектр $F(\omega)$ для BSCCO. У первого образца спектр $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ уже и отсутствует "провал" в области 40–60 мэВ. Это может служить указанием на увели-

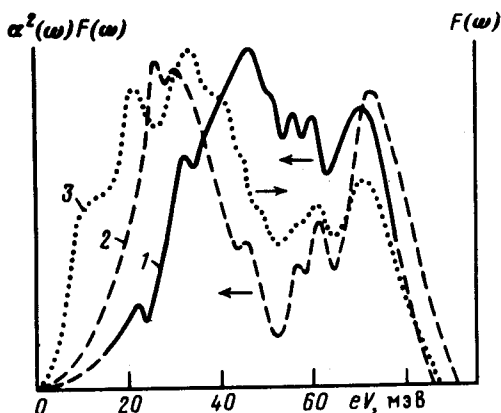


Рис. 3. Функции $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ для образцов с $T_c = 65$ К (1) и 23 К (2), а также фоновый спектр $F(\omega)$ (3)

чение ЭФВ в BSCCO на средних фоновых частотах с ростом T_c . Здесь, однако, следует заметить, что аналогичное изменение самого фоновый спектра $F(\omega)$ наблюдалось у ВТСП 1–2–3⁶ при переходе от сверхпроводящей к несверхпроводящей фазе, поэтому для более строгого анализа нужны точные количественные расчеты. Из-за указанных выше допущений мы не приводим численные значения для $\alpha^2(\omega)F(\omega)$, константы λ и кулоновского псевдопотенциала μ^* . Но амплитуда фоновой структуры на ВАХ туннельных переходов и большая величина отношения $2\Delta/kT_c$ указывают на сильное ЭФВ и большую величину константы ЭФВ λ в BSCCO. А поскольку фоновые частоты в этом сверхпроводнике распространяются до 90 мэВ, то, в принципе, модель ЭФВ может дать наблюдаемые величины T_c в исследуемом оксидном сверхпроводнике.

Авторы выражают большую благодарность М.О.Птицыну за помощь при обработке экспериментальных данных на ЭВМ и д. Б.Ренкеру за предоставление фоновый спектра BSCCO до опубликования.

Литература

1. Веденеев С.И., Казаков И.П., Максимовский С.Н., Степанов В.А. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 585.
2. Булаевский Л.Н., Веденеев С.И., Долгов О.В. и др. Труды I Всесоюзного совещания по ВТСП. Харьков, 1988, 3, 3.
3. Bulaevskii L.N., Dolgov O.V., Kazakov I.P. et al. Supercond. Sci. Technol., 1988, 1, 205.
4. Hubin W.N. Technical Report 182, Dept. of Phys., Univ. of Illinois, 1970.
5. Дьяченко А.И. Препринт ДонФТИ-81-17, Донецк, 1981.
6. Renker B., Gompf F., Gering E. et al. Z. Phys. B, 1988, 1.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 марта 1989 г.