

ПРОЯВЛЕНИЕ ПРИРОДЫ НОРМАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ МЕТАЛЛОКСИДОВ В ЭЛЕКТРОННОМ ТУННЕЛИРОВАНИИ

В. М. Свистунов, Ш. Бенячка,¹ А. Плеценик,¹ Ш. Хромик,¹
М. А. Белоголовский, А. И. Хачатуров

Металлооксидные купраты с высокой критической температурой обладают не только аномальными сверхпроводящими характеристиками, но и необычным поведением в нормальном состоянии. Как стало ясно в последнее время, получение информации о несверхпроводящем состоянии этих материалов представляет собой первоочередную задачу для понимания всего комплекса свойств, присущих данным объектам [1]. В настоящей

работе для этой цели использован эффект электронного туннелирования в слоистых структурах, в которых одной из обкладок была пленка YBCO.

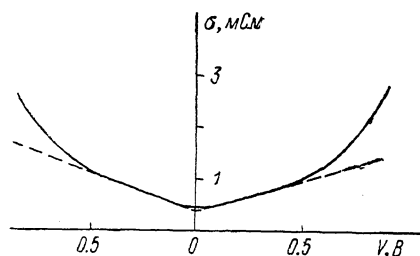


Рис. 1. Дифференциальная проводимость низкоомного туннельного контакта Rb/YBCO. $T=112$ К.

При этом в отличие от подавляющего большинства туннельных исследований, направленных на доказательство существования энергетической щели, нами изучалась дифференциальная проводимость $\sigma(V)$ контактов в гораздо более широкой области напряжений (до нескольких сотен мВ).

Сверхпроводящие поликристаллические пленки YBCO толщиной 7000 \AA изготавливались одновременным термическим испарением компонент Y, Cu, BaO на монокристаллические подложки Al_2O_3 , SrTiO_3 , MgO (их основные свойства, химический состав и сверхпроводящие характеристики описаны ранее в работе [2, 3]). Затем на их поверхность осаждался инжектор — слой свинца толщиной 3000 \AA . На одной подложке располагались два-три образца с размерами 0.5×0.5 мм. Измерения велись по четырехзондовой схеме с использованием хорошо известного модуляционного способа регистрации гармоник с автоматической записью $d^n V/dI^n - V$ на двухкоординатном самописце. Приведенные ниже результаты получены на восьми образцах с доминирующим механизмом проводимости туннельной природы, о чем можно судить по проявлению сверхпроводящей щели инжекторной пленки из свинца. Низкотемпературные измерения велись при температуре 4.2 К. Судя по отсутствию каких-либо проявлений энергетической щели в пленке YBCO, ее поверхностный слой находился в несверхпроводящем состоянии.

¹ Электротехнический институт ЦЭФИ САН, ЧССР.

Изучавшиеся структуры Рb/YBCO можно было условно разделить на два типа: низкоомные (с сопротивлением порядка сотен Ом) и высокоомные (с сопротивлением в несколько кОм и выше). На рис. 1 приведена типичная структура дифференциальной проводимости низкоомного перехода в обсуждаемой области напряжений $|V| < 1$ В, измеренная при температуре 112 К, при которой пленка ВТСП заведомо находилась в нормальном состоянии. Представляется, что полученную кривую можно рассматривать как результат наложения типичной параболической зависимости, обусловленной изменением прозрачности барьера с напряжением смещения [4], на симметричный относительно нуля напряжений линейный ход типа

$$\sigma(V) = \sigma_0(1 + e|V|/C), \quad (1)$$

который простирается по крайней мере до $|V| \sim 500$ мВ (рис. 1, штриховая линия).

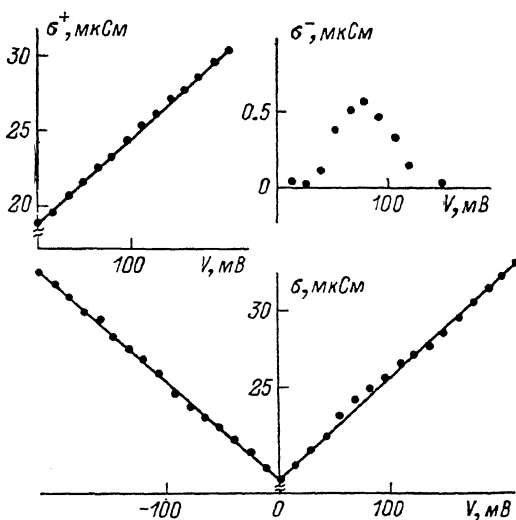


Рис. 2. Дифференциальная проводимость высокоомного туннельного контакта Рb/YBCO.

На высокоомных переходах, для которых резкий квадратичный рост барьерного вклада в $\sigma(V)$ проявляется в более далекой области напряжений, зависимость (1) можно надежнее зарегистрировать на эксперименте. На рис. 2 представлена кривая $\sigma(V)$ для высокоомного туннельного контакта, измеренная при 4.2 К. На левой вставке к рис. 2 изображена четная часть проводимости $\sigma^+(V) = [\sigma(V) + \sigma(-V)]/2$, которая хорошо описывается формулой (1);² на правой вставке приведена нечетная часть $\sigma^-(V) = [\sigma(V) - \sigma(-V)]/2$. Наблюдаемую в ней структуру в районе напряжений до 120 мВ можно связать с собственно-энергетическими эффектами. Для того чтобы подтвердить это предположение и выяснить природу взаимодействия, ответственного за изменение электронной энергии, тщательно измерялась вторая производная $d^2V/dI^2 - V$ и рассчитывалась добавка $\delta (d^2I/dV^2) = d\sigma^-/dV$ (рис. 3, а). Поскольку изучаемые металлооксиды обладают сравнительно малой энергией Ферми ϵ_F , то, согласно [6], собственно-энергетический вклад в них может достигать заметной (по сравнению с обычными металлами) величины порядка $\bar{\omega}/\epsilon_F$, где $\bar{\omega}$ — характерная энергия элементарных возбуждений, с которыми взаимодействуют электроны. На основе разработанной в [7] процедуры была восста-

² Для некоторых высокоомных образцов на фоне линейной зависимости (1) появлялась особенность типа «пик проводимости», которая после вычета фона описывалась формулой $\sigma(V) = A - \ln(e|V| + 1.3 k_B T)$ и, по-видимому, обусловлена спиновым рассеянием туннелирующего электрона [6].

повлена спектральная функция $g(\omega)$ (ненормирована) элементарных возбуждений, формирующих собственно-энергетическую добавку к электронной энергии (рис. 3, б сплошная линия). Эта функция по местоположению своих особенностей удовлетворительно согласуется с известной из нейтронных измерений [8] фононной плотностью состояний для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (рис. 3, б, штриховая линия). Таким образом, можно утверждать, что электрон-фононная связь играет заметную роль в изученных металлооксидах.

Обсудим теперь природу наблюдаемой в четной части проводимости зависимости (1). В принципе подобные аномалии возникают при наличии в барьере проводящих гранул (механизм Целлера—Гьевера [9]), однако область соответствующих им напряжений значительно меньше, чем на рис. 1, 2. Для количественного описания полученных в настоящей работе данных требуется предположение о малых размерах гранул (10—30 Å)

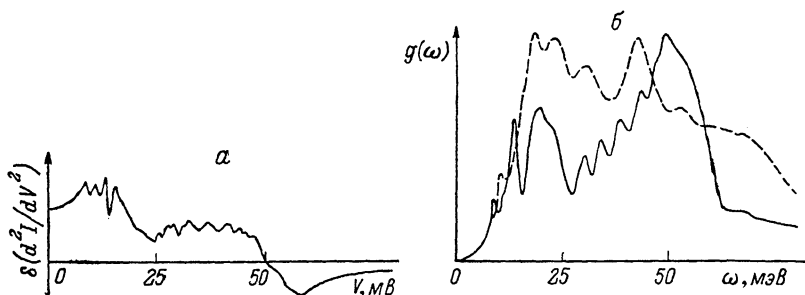


Рис. 3.

и малой величине диэлектрической проницаемости ($\epsilon \sim 1$), что вызывает сомнение в применимости механизма [9]. С другой стороны, можно предположить, что наблюдаемая аномалия (1) присуща энергетической структуре металлооксидных соединений и является результатом электрон-электронных корреляций, как например, в теории резонансных валентных связей Андерсона [1]. Последняя теория не только не накладывает существенных (по отношению к эксперименту) ограничений на область существования линейного вклада (1), но и позволяет получить разумное значение параметра C . Действительно, согласно выражениям (13), (14) из [1], C имеет величину порядка $10 J$, где J — антиферромагнитный обменный интеграл, равный в этих материалах 800—1000 К. Тогда $C \sim 1$ эВ в неплохом согласии с $C \approx 0.4$ эВ из рис. 1, 2 (обратим внимание на то, что C очень слабо зависит от сопротивления контакта).

Таким образом, в едином туннельном исследовании несверхпроводящего слоя на поверхности YBCO выявлена существенная роль эффектов электрон-электронных корреляций, а также электрон-фононного взаимодействия в изучаемом металлооксиде. Такой на первый взгляд противоречивый вывод находит свое объяснение в рамках последних теоретических представлений о природе нормального состояния обсуждаемых металлооксидов [10], согласно которым в них существуют две электронные подсистемы: локализованная (магнитная) и делокализованная, обеспечивающая перенос зарядов. В первой из них заметную роль играют электрон-электронные корреляции, в то время как проявление электрон-фононного взаимодействия может быть существенно во второй подсистеме.

Список литературы

- [1] Anderson P. W., Zou Z. // Phys. Rev. 1988. V. 60. N 2. P. 132—135.
- [2] Chromik Š., Beňačka Š., Plecenik A., Levarsky J., Šmatko V., Schilder J., Štrbik V. // Czech. J. Phys. 1987. V. B37. N 12. P. 1317—1320.
- [3] Beňačka Š., Svistunov V. M., Plecenik A., Chromik Š., Sati Š. // Sol. St. Comm. 1988. V. 68. N 7. P. 753—757.

- [4] Wolf E. L. Principles of Electron Tunneling Spectroscopy. Oxford: Oxford University Press, 1985. 576 p.
 [5] Shen L. Y. L., Rowell J. M. // Phys. Rev. 1968. V. 165. N 2. P. 566—577.
 [6] Белоголовский М. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 2. С. 564—566.
 [7] Свистунов В. М., Белоголовский М. А., Черняк О. И., Хачатуров А. И., Кивачев А. П. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 5. С. 1781—1791.
 [8] Паршин П. П., Землянов М. Г., Черноплеков Н. А. и др. // Сверхпроводимость. М., ИАЭ, 1988. В. 2. С. 34.
 [9] Zeller H. R., Giaever I. // Phys. Rev. 1969. V. 181. N 2. P. 789—899.
 [10] Элиашберг Г. М. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 65. С. 275—278.

Донецкий физико-технический
 институт АН УССР
 Донецк

Поступило в Редакцию
 24 августа 1988 г.
 В окончательной редакции
 30 января 1989 г.

УДК 539.196

Физика твердого тела, том 31, в. 6, 1989
 Solid State Physics, vol. 31, № 6, 1989

ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ В ИОННОЙ МОДЕЛИ

В. Р. Белослудов, М. Ю. Лаврентьев, С. А. Сыскин

К настоящему времени выполнен ряд работ [1-6] по исследованию колебательных спектров высокотемпературных сверхпроводников $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Эти работы дали возможность установить положение основных особенностей в ИК и КР спектрах, а также поляризацию соответствующих колебаний. Активно разрабатываются различные теоретические подходы к изучению решеточной динамики ВТСП [7-9]. Нами предлагается модель межатомных взаимодействий в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, которая позволяет провести расчеты колебательных свойств этой системы.

Модель основана на предположении о доминирующем характере ионной связи по сравнению с металлической (так, в [10] отмечено, что в формировании ионной связи вносят вклад около 20 электронов на элементарную ячейку, а в формировании металлической связи участвуют всего 1—2 электрона проводимости на ячейку). Она включает в себя взаимодействие зарядов и короткодействующий отталкивательный потенциал типа Борна—Майера

$$\varphi_{AB}(r) = Z_A Z_B r^{-1} + b_{AB}^{\beta} \exp\{(r_A + r_B - r)/\rho\},$$

$$Z_{A, B} = f e_{A, B},$$

где e_A, e_B — валентности атомов А, В; f — степень ионности (в нашей модели $f=0.45$); $b=60$ кДж/моль; $\beta_{++}=1.5$; $\beta_{+-}=1.125$; $\beta_{--}=0.75$; $\rho=0.3333$ Å; $r_{A, B}$ — ионные радиусы атомов А, В. Был выбран вариант распределения зарядов, в котором $e_O = -2$, $e_{\text{Cu}(1)} = +2$; $e_{\text{Cu}(2)} = +3$; $e_Y = +3$, $e_{\text{Ba}} = +2$, где Cu (2) — атомы меди, расположенные в медь-кислородных цепочках; Cu (1) — атомы меди, расположенные в медь-кислородных слоях.

Расчет показал, что собственные частоты колебаний лежат в интервале 0—680 см^{-1} , причем низкочастотные колебания (0—200 см^{-1}) соответствуют преимущественно движениям тяжелых атомов (Y, Ba, Cu). Высоко-частотные колебания соответствуют смещениям атомов кислорода. Верхняя граница колебательного спектра равна приблизительно 680 см^{-1} и соответствует колебаниям атомов кислорода из медь-кислородных слоев (O_2, O_3) в плоскости слоев. A_g -колебания, активные в КР спектре, имеют частоты 117, 135, 309, 404 и 520 см^{-1} . Три из них с максимальными частотами соответствуют колебаниям кислородных атомов (эксперимен-