

[7] Lam D. J., Veal B. W., Ellis D. E. // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 12. P. 5730—5739.

[8] Herman F., Skillman S. Atomic structure calculations. Prentice Hall, Englewood Cliffs, N. Y., 1963.

Московский  
государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
16 февраля 1990 г.

УДК 538.945

© Физика твердого тела, том 32, № 8, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 8, 1990

## МЕХАНОЭМИССИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

А. Г. Липсон, Д. М. Саков, В. А. Кузнецов, В. В. Громов

В процессе механического воздействия на твердые тела, сопровождающегося образованием свежей поверхности, может наблюдаться механоэмиссия электронов [1, 2]. Длительность существования тока механоэмиссии и ее интенсивность в общем случае определяются электропроводностью образцов и их кристаллической структурой. По этой причине механоэмиссия практически не наблюдается при разрушении металлов и низкоомных полупроводников в условиях значительной утечки заряда через объем и поверхность образцов. Кроме того, в некристаллических веществах — диэлектриках (стеклах) — длительность эмиссии лежит в микросекундных интервалах и для ее регистрации требуется специальная техника [3].

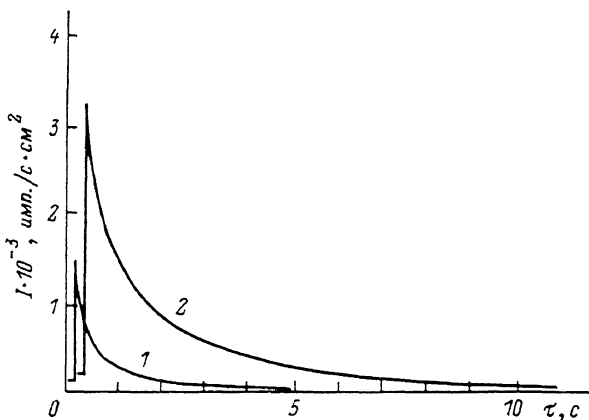
В данной работе с использованием обычной аппаратуры, применяемой для регистрации механоэмиссии [2], была обнаружена механоэмиссия сверхпроводящей керамики состава  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , обладающей в исходном состоянии при комнатной температуре удельным сопротивлением 1 мОм·см.

Исследовались образцы  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  в виде таблеток диаметром 10 и толщиной 1 мм, с плотностью 5.4 г/см<sup>3</sup>, полученные методом твердофазного синтеза [4] и спрессованные при давлении 10 кбар. Образцы, не содержащие примесей посторонних фаз, кроме сверхпроводящей орторомбической (согласно данным рентгенофазового анализа), имели температуру сверхпроводящего перехода 91—92 К и металлический характер температурной зависимости электросопротивления в интервале 95—500 К. Часть образцов проходила отжиг в вакууме  $\sim 10^{-6}$  Тор при температуре 623 К в течение 30 мин. Другая часть образцов была подвергнута  $\gamma$ -облучению на кобальтовой пушке (доза  $10^6$  рад). Скол образцов осуществлялся в вакууме  $\sim 10^{-6}$  Тор таким образом, что образующаяся трещина и поверхность скола образца оказывались непосредственно на расстоянии  $\sim 2$  см от входа детектора электронов ВЭУ-6. Поперечное сечение скола (эмиттирующая поверхность) было строго фиксированным и составляло  $10 \times 1$  мм. Время пробега каретки электронного потенциометра КСП-4 (задержка регистрации) 0.5 с.

Полученные данные представлены на рисунке. Как видно, исходные (не подвергавшиеся отжигу) образцы демонстрируют малый выход электронов со свежесформированной поверхности скола, а длительность эмиссии составляет  $\sim 5$  с (кривая 1). У образцов, подвергнутых отжигу в вакууме при 623 К, эмиссионная сумма процесса (площадь под кривой кинетики механоэмиссии) в несколько раз больше, чем у исходных, причем длительность механоэмиссии увеличивается в этом случае до 11 с (кривая 2).

Облучение образцов (доза  $10^6$  рад) не приводит к сколько-нибудь существенному изменению механоэмиссионных характеристик образцов по сравнению с исходными образцами сверхпроводника, не подвергавшимися отжигу (кривая 1). Уменьшение электропроводности керамики может также приводить к существенному возрастанию эмиссионной суммы процесса механоэмиссии [2]. Измерение при комнатной температуре электросопротивления  $\rho$  необлученных образцов после их отжига показало, что величина  $\rho$  возрастает примерно в 4 раза по сравнению с исходной и составляет 3.6 мОм·см. Кроме того, в результате отжига при 623 К образцы перестают переходить в сверхпроводящее состояние при  $T > 77$  К. Полученные данные свидетельствуют о существенной потере кислорода керамическими образцами в процессе отжига в вакууме, так что значение  $x$  в исходной формуле керамики  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  становится, по-видимому, больше 0.5 [5].

Измерения также показали, что  $\gamma$ -облучение образцов дозой  $10^6$  рад практически не оказывает влияния на изменение электрических характе-



Кинетика механоэмиссии при сколе образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  в вакууме.

ристик образцов. Поэтому, вероятно, и не наблюдается заметных изменений механоэмиссии электронов по сравнению с исходными образцами. Кроме того, образующиеся в данной керамике под действием  $\gamma$ -облучения электронные центры окраски, по-видимому, нестабильны во времени вследствие высокой электропроводности образцов и в связи с этим не могут внести заметного вклада в увеличение механоэмиссии.

Таким образом, механоэмиссия оказывается довольно чувствительным методом, откликающимся на изменение содержания кислорода в керамике. Вместе с тем наличие механоэмиссии электронов со свежесформированной поверхности сверхпроводников  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  может указывать на «диэлектрический» характер их электронно-дырочной подсистемы, несмотря на металлический ход температурной зависимости сопротивления данной керамики. Этот экспериментальный факт является в свою очередь дополнительным аргументом в пользу представления о высокотемпературных сверхпроводниках как о легированных изоляторах Мотта [6]. Поскольку деформация в керамиках типа 1—2—3 определяется движением дислокаций или двойниковых границ [7], то механизм механоэмиссии в этих керамиках может быть связан с выносом дислокациями на поверхность скола электронов, сорванных, например, с отрицательных ионов кислорода, расположенных в междоузлиях решетки сверхпроводника [5] или с образующихся при сколе в приповерхностном слое электронных  $F$ -центров окраски. Последующая рекомбинация этих электронов на кислородных вакансиях свежесформированной поверхности скола могла бы привести к Оже-процессу передачи энергии соседним электронам и их выходу в вакуум по аналогии с механоэмиссионными процессами в диэлектрических щелочно-галогидных кристаллах [2].

- [1] Дерягин Б. В., Кротова Н. А., Смилга В. П. Адгезия твердых тел. М.: Наука, 1973. 296 с.
- [2] Липсон А. Г., Кузнецов В. А., Саков Д. М. и др. // ДАН СССР. 1987. Т. 294. № 5. С. 1161—1164.
- [3] Dickinson J. T., Donaldson E. E., Park M. K. // J. Mat. Sci. 1981. V. 16. N 10. P. 2987—2998.
- [4] Липсон А. Г., Петров С. В., Кузнецов В. А. и др. // ДАН СССР. 1989. Т. 306. № 6. С. 1409—1412.
- [5] Lenger B., Wilhelm M., Jobst V. e. a. // Sol. St. Comm. 1988. V. 65. N 12. P. 1545—1548.
- [6] Горьков А. П., Копнин Н. Б. // УФН. 1988. Т. 156. № 1. С. 117—134.
- [7] Песчанская Н. Н., Смирнов Б. И., Шпейзман В. В. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 8. С. 176—185.

Институт физической химии  
АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
20 февраля 1990 г.

УДК 538.214 : 541.571.3

© Физика твердого тела, том 32, № 8, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 8, 1990

## К ТЕОРИИ РАСЧЕТА ЭФФЕКТА БЛОКИРОВАНИЯ ВОДОРОДА В МЕТАЛЛАХ

*М. Н. Зубцов, В. Г. Гаврильев*

Теоретическое описание эффектов блокирования водорода в металлах требует знания потенциала протон-протонного взаимодействия  $V_{\text{нн}}$ . Следуя [1, 2], представим полный потенциал в виде суммы деформационного потенциала  $V_{\text{Si}}$  и экранированного кулоновского потенциала  $V_e$ .

Вклад  $V_{\text{Si}}$  обычно рассчитывается на основе данных о фоновых спектрах и концентрационных зависимостях спонтанных деформаций в гармоническом приближении [1]. Для вычисления  $V_e$  воспользуемся предложенным в работе [3] представлением

$$V_e(r) = \frac{2e^2}{\pi r} \int_0^{\infty} \frac{dq}{q} \frac{\sin(rq)}{\varepsilon(q)}. \quad (1)$$

В этой работе было показано, что ни при каких известных авторам представлениях для  $\varepsilon(q)$  и ни при каких значениях числа экранирующих электронов  $Z_e$  на атом металла в рамках гармонического приближения для  $V_{\text{Si}}$  не удастся описать экспериментально наблюдаемый эффект блокирования [1], т. е. получить значения, удовлетворяющие условию

$$(V_{\text{Si}} + V_e)_r \geq T_e, \quad r = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

В связи с этим авторами сделан вывод о том, что несоответствие между полученным результатом и экспериментальными фактами обусловлено не учтенной в потенциале  $V_{\text{Si}}$  ангармоничностью.

На наш взгляд, полученный отрицательный результат имеет иное происхождение. Использованные в работе [3] выражения для  $\varepsilon(q)$  содержат модельные параметрические представления обменного потенциала. Соответствующие численные значения этих параметров определялись численными значениями интегралов от функции распределения числа частиц, а не самой этой функцией. При этом терялась зависимость от особенностей поведения функции распределения. Вместе с тем именно эти особенности определяют эффект блокирования.

В работе [4] была предложена непараметрическая линеаризованная функция отклика, в которой учтено нелокальное обменное взаимодействие.