

## ВЛИЯНИЕ КВАЗИГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ ДО 65 КБАР НА СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ПЕРЕХОДЫ В $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ , $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_y$

Ю. А. Осипьян, Е. Г. Понятовский, В. Ю. Малышев, Г. И. Пересада,  
И. О. Башкин, В. И. Ращупкин, С. Ф. Кондаков, В. А. Бородин,  
А. Г. Пересада, М. Д. Нерсесян, И. П. Боровинская

Вслед за первыми сообщениями о синтезе окисных соединений с высокими значениями  $T_c$  [1, 2] возник интерес к изучению влияния давления на их свойства. Оказалось, что в области давлений до 20 кбар, достижимых в гидростатических камерах, величина  $T_c(P)$  соединений  $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_y$  и  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_y$  ( $x \approx 0.2$ ) возрастает, причем наклон для окислов первой системы  $dT_c/dP \geq 1$  К/кбар довольно велик [3, 4]. На  $T_c$  соединений  $\text{Y}_{1.2}\text{Ba}_{0.8}\text{CuO}_y$  [5] и  $\text{Y}_x\text{Ba}_{1-x}\text{CuO}_y$  ( $x=0.32-0.42$ ) [6-8] гидростатическое

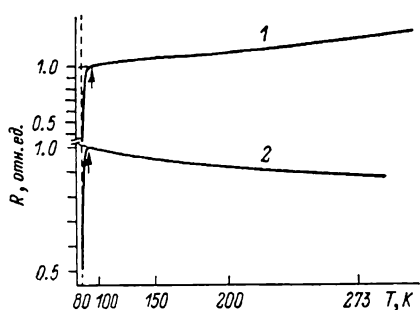


Рис. 1. Экспериментальные кривые  $R(T)$  при нагреве: 1 —  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ ,  $P=53$  кбар; 2 —  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ ,  $P=30$  кбар.

Стрелками отмечены начала переходов.

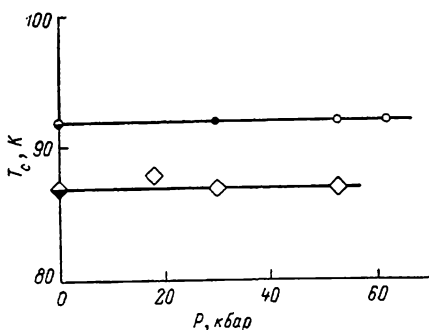


Рис. 2. Зависимости  $T_c(P)$ :  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  (1) и  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  (2).

Светлые точки — нагрузка, темные — разгрузка.

давление в этой области воздействует слабо, так что даже знак наклона  $dT_c/dP$  одних и тех же соединений у различных авторов неодинаков. Использование до 100 кбар наковален Бриджмена, характеризующихся высокой негидростатичностью давления, приводит к постоянному и значительному росту ширины перехода в  $\text{Y}_{0.4}\text{Ba}_{0.6}\text{CuO}_y$  [9], в то время как в гидростатических условиях ширина перехода с давлением уменьшается [7]. Параметры решетки фазы  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_y$  ( $x=0.2, 0.6$ ), обладающей структурой  $\text{K}_2\text{NiF}_4$ , без каких-либо особенностей уменьшаются до давления 70 кбар [10, 11].

В данной работе изучалось влияние квазигидростатического давления до 65 кбар на температуру сверхпроводящего перехода в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  и  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_y$  ( $x=0.1, 0.2$ ), изготовленных известным методом высокотемпературного спекания, и в  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ , полученном методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза [12].

Измерения сопротивления постоянному току проводили четырехконцовым способом в камерах тороидального типа на цилиндрических образцах размерами  $\varnothing 5.5 \times 2$  мм, размещаемых в канале катлитового контейнера соосно с ним. Спай хромель-алюмелевой термопары отделяли от образца фторопластовой шайбой толщиной 1 мм. Изменения давления осуществляли при комнатной температуре, точность определения давления  $\pm 5\%$ . Внешнее охлаждение камеры жидким азотом позволяло опу-

ститься по температуре до 80 К. Чтобы не разогревать камеру, запись зависимости  $R(T)$  проводили во время кратковременной подачи (15—20 с) напряжения на внутренний электронагреватель и последующего охлаждения сборки.

Характерные кривые нагрева  $R(T)$   $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  и  $\text{GdBaCu}_3\text{O}_y$  изображены на рис. 1. Из их формы видно, что сверхпроводящий переход в исследованных образцах размыт и не успевает завершиться при охлаждении до 80 К. Выше перехода исходный  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  обладал металлическим типом проводимости ( $dR/dT > 0$ ), который сохранился до 63 кбар. Однако после разгрузки до 30 кбар знак  $dR/dT$  изменился на обратный.  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  с самого начала в нормальной фазе имел проводимость полупроводникового типа, и характер ее температурной зависимости под воздействием давления не изменялся. Во всех циклах кривая  $R(T)$  при нагреве лежит немного ( $\sim 0.05 R$ ) ниже кривой охлаждения. Вероятно, это вызвано градиентами температуры в самом образце.

Численно величину  $T_c$  принимали равной температуре начала сверхпроводящего перехода. Значения  $T_c$  как функция давления представлены на рис. 2. Независимость  $T_c$  от давления свидетельствует об отсутствии фазовых переходов сверхпроводящей фазы в этих соединениях при комнатной температуре во всем исследованном интервале давлений. О том же свидетельствует и гладкая зависимость электросопротивления от давления: по мере нагружения камеры от 15 до  $\sim 60$  кбар сопротивление плавно уменьшалось на 20—25 %. После полной разгрузки пресса образцы сохраняли сверхпроводящие свойства.

Совершенно другим образом проявлялось воздействие давления на соединения  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_y$  ( $x=0.1, 0.2$ ). Спеченные образцы имели  $T_c=38$  К для  $x=0.2$  и  $T_c=31$  К для  $x=0.1$  и двухступенчатую форму перехода, подобную той, что описана в [4] (эти измерения при атмосферном давлении проведены индуктивным методом). Если бы  $T_c$  этих окислов возрастала с тем же наклоном  $dT_c/dP \simeq 1$  К/кбар, что и в системе  $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_y$  [3], то выше 45 кбар она стала бы больше температуры жидкого азота. Однако даже при давлении 65 кбар сверхпроводящий переход в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_y$  выше 80 К мы не наблюдали. После разгрузки до атмосферного давления переход в сверхпроводящее состояние не происходил в спрессованных образцах вплоть до 1.5 К. Такое поведение  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_y$  согласуется с высказывавшимся ранее предположением о том, что сверхпроводимость в соединениях этого класса может быть связана с неидентифицированной фазой, выпадающей на границах зерен [2, 3]. По-видимому, эффект последействия давления на  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_y$  связан с необратимым изменением фазового состава или тонкой структуры исследованных образцов под влиянием сдвиговых напряжений в условиях квазигидростатики. Поэтому представляется интересным подробно изучить эффект последействия квазигидростатического давления на структуру и фазовый состав соединений этого класса.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Bendorz J. G., Müller K. A. Z. Phys. B, 1986, vol. 64, N 22, p. 189—193.
- [2] Wu M. K., Ashburn J. R., Torng C. J., Hor P. H., Meng R. L., Gao L., Huang Z. J., Wang Y. Q., Chu C. W. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 9, p. 908—910.
- [3] Chu C. W., Hor P. H., Meng R. L., Gao L., Huang Z. J., Wang Y. Q. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 4, p. 405—407.
- [4] Yomo S., Murayama C., Takahashi H., Mori N., Kishio K., Kitasawa K., Pueki K. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 5, p. L603—L605.
- [5] Hor P. H., Gao L., Meng R. L., Huang Z. J., Wang Y. Q., Forster K., Vassiliou J., Chu C. W., Wu M. K., Ashburn J. R., Torng C. J. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 9, p. 911—912.
- [6] Murata K., Ihara H., Tokumoto M., Hirabayashi M., Terada N., Sensaki K. Kimura Y. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 4, L471—L472.
- [7] Yoshida H., Morita H., Noto K., Kaneko T., Fujimori H. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 5, p. L867—L868.
- [8] Akahama Y., Endo S., Noguchi S., Okuda K. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 5, L871—L872.

- [9] *Okai B., Takahashi K., Ohta M.* Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 5, L820—L821.  
 [10] *Terada N., Ihara H., Hirabayashi M., Sensaki K., Kimura Y., Murata K., Tokumoto M., Shimomura O., Kikegawa T.* Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 4, L510—L511.  
 [11] *Takahashi H., Murayama C., Yomo S., Mori N., Kichio K., Kitazawa K. Fueki K.* Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 4, L504—L505.  
 [12] *Мержанов А. Г., Боровинская И. П.* ДАН СССР, 1972, т. 204, № 2, с. 366—369.

Институт физики твердого тела АН СССР  
 Черноголовка  
 Московская область

Поступило в Редакцию  
 2 октября 1987 г.

УДК 538.245

Физика твердого тела, том 30, в. 3, 1988  
 Solid State Physics, vol. 30, № 3, 1988

## ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ НА НОСИТЕЛЯХ ЗАРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$

*Н. Н. Лошкарева, Ю. П. Сухоруков, Б. А. Гижевский,  
 Н. М. Чеботаев, А. А. Самохвалов*

Эффект Фарадея (ЭФ) в магнитных полупроводниках обусловлен вкладом различных механизмов, из которых наиболее изученным является межзонный эффект Фарадея. Кроме работ по халькогенидам европия [1], в литературе отсутствуют данные об эффекте Фарадея на свободных носителях заряда в магнитных полупроводниках. Цель данной работы —

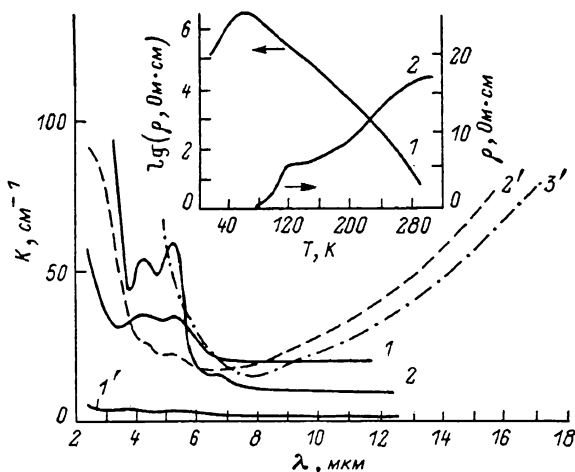


Рис. 1. Дисперсия коэффициента поглощения монокристаллов  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$   $p$ -типа (1, 2) и  $n$ -типа (1', 2', 3') при различных температурах.

$T, K$ : 1, 1' — 293; 2, 2' — 80; 3' — 25. Вставка — температурная зависимость электросопротивления образцов 1 и 2.

исследование влияния концентрации носителей заряда на спектральную зависимость фарадеевского вращения в  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$ . Подобные исследования, в частности, позволяют получить дополнительную информацию об электронном спектре и параметрах носителей заряда в ферромагнитных полупроводниках.

Спектры поглощения и фарадеевского вращения образцов  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  исследовались в диапазоне длин волн 2.5—25 мкм и в интервале температур 25—300 К на модернизированном спектрометре ИКС-21 в магнитном поле 3.5 кЭ, при котором достигается магнитное насыщение образца. Электросопротивление образцов измерялось методом Ван-дер-Пау. Концентрация носителей определялась из эффекта Холла.