

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 669.854'892'3787 : 537.311.3 : 538.214 : 538.632

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ<sup>1</sup> В СИСТЕМЕ La—Sr—Cu—OВ. Л. Кожевников, К. Р. Крылов, А. И. Пономарев,  
М. В. Садовский, И. М. Цидильковский, С. М. Чешницкий

После недавно опубликованной работы Беднорца и Мюллера [1], обнаруживших в системе La—Ba—Cu—O резкое падение сопротивления при  $T \approx 35$  К, появился ряд сообщений об исследованиях свойств аналогичных керамик с Sr и Ca вместо Ba (см., напр., [2—4]). Было подтверждено, что сверхпроводимость появляется при температурах, заметно превышающих критическую температуру  $T_c = 23,6$  К бывшего «рекордсмена»  $Nb_3Ge$ .

Мы исследовали гальваномагнитные эффекты в системе  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$  с  $x=0,04$ ; 0,10; 0,17 и 0,30 в интервале  $4,2 \leq T \leq 77$  К в магнитных полях до  $B=5$  Тл. Образцы готовились по стандартной керамической технологии из оксидов  $La_2O_3$ ,  $SrO$  и карбоната  $SrCO_3$  марки о.с.ч. в атмосфере воздуха. У образца с  $x=0,04$  проводимость имеет полупроводниковый характер, у остальных — металлический. На рис. 1 приведены тем-

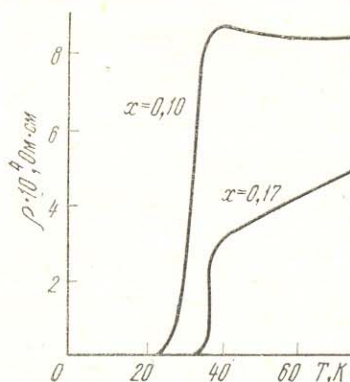


Рис. 1. Зависимость сопротивления образцов 2, 3 от температуры.

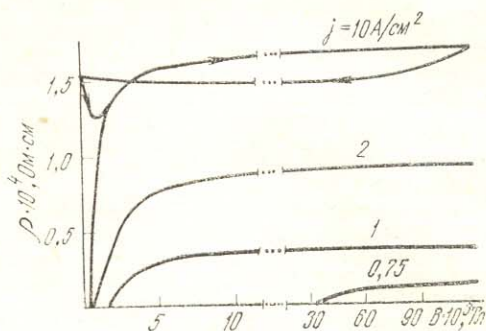


Рис. 2. Зависимость сопротивления образца 2 от магнитного поля при разных плотностях тока ( $T=4,2$  К).

пературные зависимости удельного сопротивления  $\rho$  для образцов 2 ( $x=0,10$ ) и 3 ( $x=0,17$ ). У образца 2 резкое падение сопротивления начинается при 43 К, а ниже 23 К мы не смогли зарегистрировать падения напряжения на образце при плотностях тока  $j < 33$  А/см<sup>2</sup> и чувствительности измерительной установки  $10^{-8}$  В. При  $j \approx 33$  А/см<sup>2</sup> начинается резкий рост сопротивления, характерный для перехода сверхпроводника в нормальное состояние. В интервале  $43 < T < 77$  К  $\rho$  убывает на  $\sim 3\%$ , а от 77 до 300 К возрастает почти вдвое. У образца 3 падение сопротивления до аппаратного нуля происходит в довольно узком интервале 37—33 К. При  $T > 37$  К  $\rho$  монотонно возрастает. Для образца 3  $j_c = 27$  А/см<sup>2</sup>.

Измерения магнитной восприимчивости  $\chi$  образцов 2 и 3 показали, что при  $T < T_c$   $\chi < 0$ , как в диамагнетиках, что является свидетельством преобладания сверхпроводящей фазы в образцах. При  $T > T_c$  образцы парамагнитны. Если охлаждать образцы в отсутствие магнитного поля, диамагнитная восприимчивость  $|\chi|$  больше, чем при охлаждении в поле. При охлаждении в отсутствие поля наблюдается нестабильность при 4—5 К.

Измерения эффекта Холла на образцах 1—3 в интервале 4,2—77 К показали, что в нормальной фазе преобладает дырочная проводимость. Это подтверждается измерениями термоЭДС на образце с  $x=0,17$  в интервале 10—77 К [5]. Концентрации  $p$  и подвижности  $R\sigma$  дырок, вычисленные по коэффициенту Холла и проводимости, составляют: для образца 1  $p = 6 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $R\sigma \approx 1$  см<sup>2</sup>/В·с; для образцов 2, 3  $p \approx 10^{21} - 10^{22}$  см<sup>-3</sup>,  $R\sigma = 1 - 6$  см<sup>2</sup>/В·с.

На рис. 2 представлены зависимости  $\rho(B)$  для образца 2 при  $T=4,2$  К и различных  $j$ . При всех токах от 0,75 до 40 А/см<sup>2</sup> сопротивление при некоторых значениях

<sup>1</sup> Основные экспериментальные результаты были доложены 4 марта 1987 г. на IX Уральской школе по физике полупроводников.

поля насыщается, причем величина  $\rho_{нас}$  возрастает с увеличением  $j$ . При токах 10—40 А/см<sup>2</sup> значения  $\rho_{нас}$  сближаются. Но даже при  $j=40$  А/см<sup>2</sup>  $\rho_{нас}$  остается в несколько раз меньше, чем  $\rho$  нормальной фазы. Измерения  $\rho(B)$  при  $j=10$  А/см<sup>2</sup> показали, что с ростом  $B$  до 5 Тл, а также при продольной и поперечной конфигурациях  $B$  и  $j$  величина  $\rho_{нас}$  остается практически неизменной. Рост  $\rho(B)$  начинается с некоторого порогового поля  $B^*$ , которое уменьшается с током: при  $j=1$  А/см<sup>2</sup>,  $B^*=1,6 \times 10^{-3}$  Тл,  $j=10$  А/см<sup>2</sup>  $B^* \approx 4 \cdot 10^{-4}$  Тл. Кривые  $\rho(B)$  возрастают до  $\rho_{нас}$  примерно по закону  $\rho \approx (B-B^*)^{1/2}$ . Такие же закономерности имеют место для образца 3. Необходимо обратить внимание на обнаруженные гистерезисные явления: кривые  $\rho(B)$  при возрастании и уменьшении  $B$  не совпадают. Как видно из рис. 2, при  $j=10$  А/см<sup>2</sup> с уменьшением поля до нуля величина  $\rho$  не возвращается к исходному значению. Сопротивление удается вернуть к исходному значению лишь после нагрева до  $T \approx 77$  К. При  $B=0$  остаточное сопротивление очень медленно убывает: за 30 мин  $\rho$  уменьшилось на 4%. Эти результаты показывают, что в исследованных образцах происходит «замораживание» в метастабильном резистивном состоянии и последующая временная релаксация по набору аналогичных состояний, близких по энергии. Такое поведение, по нашему мнению, однозначно свидетельствует в пользу реализации «сверхпроводящего стекла» (ср. с [9]).

Обнаруженный нами переход в состояние с конечным сопротивлением существенно отличается от обычного перехода сверхпроводника II рода в резистивное состояние [6]. Последний происходит при токах, превышающих критический ток сверхпроводника  $j_c$ , тогда как в наших измерениях конечное сопротивление возникает при  $j < j_c$ . Возникающее при обычном резистивном переходе сопротивление линейно по внешнему магнитному полю и выходит на насыщение в полях  $B$  порядка верхнего критического поля  $B_{c2}$ , на много порядков превышающего экспериментальные значения полей, при которых мы наблюдали  $\rho_{нас}$ .

Представляется разумным связать обнаруженный переход с гранулярной природой исследуемой системы и ее возможным переходом в магнитном поле в состояние «сверхпроводящего стекла» [7, 8]. Такой переход происходит в полях  $B \approx B^* \sim (\Phi_0/S)$ , где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока, а  $S$  — среднее сечение эффективного контура сверхпроводящего тока в перколяционной сетке гранул (не обязательно совпадающее со средним сечением гранулы). Именно в полях  $B \approx B^*$  наблюдались типичные проявления неэргодического поведения, аналогичные таким же явлениям в спиновых стеклах, при измерениях магнитной восприимчивости в системе La—Ba—Cu—O [8]. Такие же явления наблюдаются на наших образцах 2 и 3.

«Сверхпроводящее стекло» возникает (при  $B \approx B^*$ ), когда внешнее магнитное поле разрушает полную фазовую когерентность в системе, которая поддерживается (при  $B \rightarrow 0$ ) слабыми связями между отдельными сверхпроводящими гранулами. Эти связи обусловлены джоулевым туннелированием или эффектами близости [7—8]. Состояние «сверхпроводящего стекла» характеризуется наличием в системе кластеров замкнутых сверхпроводящих токов, которые могут находиться в большом числе метастабильных состояний, незначительно различающихся по энергии. При низких температурах происходит «захват» системы в одном из таких состояний, и последующая релаксация к основному состоянию может происходить за макроскопические времена. Установленная нами зависимость порогового поля  $B^*$  от тока  $j$  представляется качественно и может быть обусловлена эффектами типа джоулевого разогрева прослоек нормальной фазы между гранулами при превышении критического тока для данной связи. Это должно приводить к эффективному росту  $S$ , наблюдаемому при увеличении  $j$ .

Возникновение омического сопротивления при переходе в фазу «сверхпроводящего стекла» связано с обращением в нуль концентрации сверхпроводящих электронов  $n_s$  [8], что ведет к исчезновению майснеровского отклика. К сожалению, вопрос о величине проводимости в этой фазе теоретически совершенно не исследован.

Институт физики металлов  
УО АН СССР

Поступило в редакцию  
31 марта 1987 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bednorz J. G., Müller K. A. Possible High  $T_c$  Superconductivity in the Ba—La—Cu—O System.— Zs. Phys., 1986, **B64**, p. 189.
2. Bednorz J. G., Müller K. A., Takashige M. Superconductivity in Alkali-Earth Substituted  $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}$ . Preprint, January, 1987. — 19 p.
3. Cava R. L., van Dover R. B., Batlogg B., Rietman E. A. Bulk Superconductivity at 36 K in  $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$ .— Phys. Rev. Letters, 1987, **58**, p. 408—410.
4. Кожевников В. Л., Чешницкий С. М., Давыдов С. А. и др. Сверхпроводимость и теплоемкость соединений  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_{4-y}$ .— ФММ, 1987, **63**, вып. 4, с. 625—626.
5. Кожевников В. Л., Лончаков А. Т., Фотиев В. А. и др. ТермоЭДС и теплопроводность La—Sr—Cu—O.— ФММ, 1987, **64**, см. наст. вып., с. 191—192.
6. Тинкхам М. Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980.—310 с.
7. Ebnner C., Stroud D. Diamagnetic susceptibility of superconducting clusters: Spin-glass behaviour.— Phys. Rev., 1985, **B31**, p. 165—171.

8. John S., Lubensky T. C. Phase transitions in disordered granular superconductor near percolation.— *Phys. Rev.*, 1986, **B34**, p. 4815—4825.

9. Bednorz J. C., Müller K. A., Takashige M. Flux trapping and superconductive glass state in  $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}$ . Preprint, Desember, 1986.

---