

- [6] Efendiev Sh. et al. // PSS (b). 1984. V. 125. N 2. P. 467—475.  
 [7] Kebabcioğlu R., Müller A. // Chem. Phys. Lett. 1971. V 8. P. 59—62.  
 [8] Балтрамеюнас Р., Гаврюшин В., Казлаускас А., Кубертавичюс В., Рачюкайтис Г. Лазеры и оптическая нелинейность. Вильнюс, 1987. С. 144—154.  
 [9] Балтрамеюнас Р., Вайткус Ю., Вишакас Ю., Кубертавичюс В., Рачюкайтис Г. // Изв. АН. СССР, сер. физ. 1982. Т. 46. № 8. С. 1422—1451.  
 [10] Hassan A. // Nuovo Cimento. 1973. V. 13b. N 1. P. 19—23.  
 [11] Шаблаев С., Данишевский А., Субашиев В. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 1. С. 179—186.  
 [12] Шаблаев С., Субашиев В. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 4. С. 1436—1443.

Вильнюсский государственный  
 университет им. В. Капсукаса  
 Вильнюс  
 Азербайджанский государственный  
 университет им. С. М. Кирова  
 Баку

Поступило в Редакцию  
 18 января 1989 г.  
 В окончательной редакции  
 20 марта 1989 г.

УДК 537.312.62

Физика твердого тела, том 31, в. 8, 1989  
 Solid State Physics, vol. 31, N 8, 1989

## ФЛИККЕР-ШУМ В ГРАНУЛЯРНОМ КЕРАМИЧЕСКОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$

А. М. Габович, В. А. Куликов, Л. В. Матвеев, Д. П. Моисеев,  
 В. М. Постников

Поликристаллические оксидные сверхпроводники представляют собой неупорядоченную пористую среду, в которой в определенных областях изменения магнитного поля  $H$  и температуры  $T$  может быть реализовано состояние сверхпроводящего стекла [1], аналогичное спиновому стеклу.

Последнее в реальных экспериментах практически всегда является неравновесным из-за наличия бесконечного набора времен релаксации. В частности, в режиме измерения термоостаточной намагниченности  $M$  после короткого переходного интервала времени  $\tau_0$  наблюдается следующий закон релаксации этой величины [2, 3]:

$$M_{TRM}(t) = M_{TRM}^0 - s \ln(t/\tau_0), \quad (1)$$

где  $s$  — функция от  $T$  и начальной намагниченности  $M_{TRM}^0$ . В сверхпроводящих стеклах — керамиках  $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ , (РРВ),  $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_{4-y}$ ,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  и др. — термоостаточная намагниченность также релаксирует по закону (1) [4, 5].

Широкий спектр времен релаксации в системе должен приводить [2, 3] к появлению равновесного  $1/f$ -шума, избыточного по отношению к тепловому ( $f$ -частота). Спектральная плотность фликкер-шума  $S_M(f)$  и закон релаксации  $M_{TRM}(t)$  (после выключения постоянного поля  $H$ ) связаны между собой соотношением, являющимся следствием флуктуационно-диссипативной теоремы

$$\begin{aligned} S_M(f) &= -\frac{2}{\pi f} \int_0^{\infty} dt \sin(2\pi ft) \frac{d}{dt} \langle M(t) M(0) \rangle = \\ &= -\frac{2T}{\pi f H} \int_0^{\infty} dt \sin(2\pi ft) \frac{d}{dt} M_{TRM}(t), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $M(t)$  — флуктуационная намагниченность в равновесии в момент времени  $t$ ;  $\langle \dots \rangle$  означает среднее по ансамблю; постоянная Больцмана  $k_B=1$ . Отсюда в интервале частот  $\tau_m^{-1} \ll 2\pi f \ll \tau^{-1}$ , где  $\tau_m$  — максималь-

ное время релаксации для систем, релаксирующих по закону (1), получаем [3].

$$S_M(f) = \frac{T_s}{H} \frac{1}{f}. \quad (3)$$

Эксперимент подтвердил существование такого шума в спиновых стеклах [2], поэтому следовало бы ожидать аналогичного результата и для сверхпроводящих стекол.

Измерения спектра шума в области низких частот  $f \geq 1 \div 10$  Гц бесконтактным методом с помощью СКВИД-магнитометра были проделаны в работах [6-8] для различных высокотемпературных сверхпроводников (керамик и монокристаллов), помещенных во внешнее магнитное поле  $H \geq 0.5$  Э. Фликкер-шум, связанный с перераспределением потока между ячейками джозефсоновской сети, действительно наблюдался, причем его величина и спектральные характеристики существенно зависели от  $H$ .

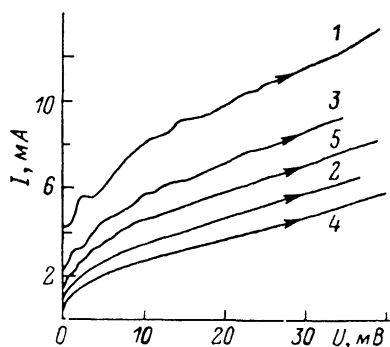


Рис. 1. ВАХ образца  $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$  при  $T=4.2$  К.

1 — в магнитном поле Земли  $H=H_c$ ; 2, 4 — образец охлажден в поле  $H=5$  и  $10$  Э соответственно; 3 — прямой ход ВАХ после снятия поля  $H=5$  Э; 5 — после выключения поля  $H=10$  Э.

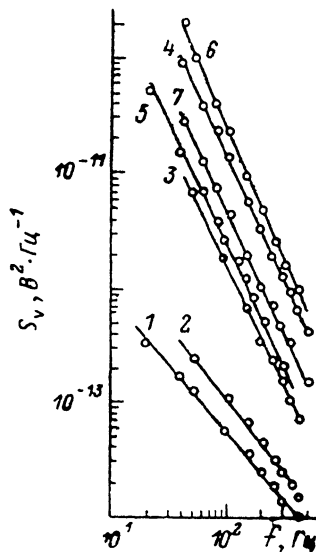


Рис. 2. Зависимость спектральной плотности резистивного шума  $S_V$  от частоты.

1-3 — после охлаждения в поле  $H=H_c$ , рабочий ток  $I_1=5$ ,  $I_2=6$ ,  $I_3=7$  мА; 4, 6 — после охлаждения в поле  $H=5$  и  $10$  Э соответственно; 5, 7 — магнитное поле выключено. 4-7 —  $I_1=5$  мА.

К сожалению, в изученных объектах картину усложняет наличие двойников в кристаллах и (или) зернах поликристаллов, что делает интерпретацию в рамках модели сверхпроводящего стекла [1] неоднозначной и не исключает более традиционного объяснения релаксации вида (1).

Вместо этого нами сделаны измерения на керамике ВРВ с  $X=0.25$ , где сложности с двойникованием отсутствуют и в полях  $H < H_{c1} \approx 12$  Э [9] необратимое поведение намагниченности связано исключительно с фрустрацией слабых межзеренных связей. В отличие от работ [6-8] в данной работе в образцах ВРВ с  $T_c \approx 10$  К при  $T=4.2$  К измерялся не магнитный, а резистивный шум со спектральной плотностью  $S_V \sim S_M$ . Конечное сопротивление появлялось после переключения со сверхпроводящей ветви (сопротивление  $R=0$ ) вольт-амперной характеристики (ВАХ) на одночастичную, после выбиралась соответствующая рабочая точка (рис. 1). Образец в форме параллелепипеда  $1.5 \times 2 \times 12$  мм включался по четырехзондовой схеме. Анализ шумов производился анализатором спектра СК4-72 в диапазоне частот  $20-500$  Гц. Измерение осуществлялось батарейным милливольтметром с помощью малошумящего усилителя с полевым транзистором на входе. Ток через образец залавался от батарейного источника тока через RC-фильтры. Время ожидания для реализации равновесного спектра шума было  $\tau_0 \approx 3 \div 4$  мин. Эта величина должна намного превышать значение  $1/f_{\min} = 0.05$  с. По-видимому, такого

запаса достаточно поскольку в аналогичных системах—спиновых стеклах — для осуществления равновесного шума требовалось, чтобы  $\tau_0 \gg \gg 10^3/f_{\min}$  [2].

Резистивный шум в оксиде  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  измерялся в работах [10, 11], однако в [10]  $1/f$ -шум наблюдался лишь выше  $T_c$ , так что он не связан с рассматриваемыми нами явлениями, а в [11] ввиду иного характера ВАХ для  $\text{Y—Ba—Cu—O}$ , нежели для ВРВ, измерения по необходимости проводились вблизи  $T_c$  и выше.

Исследования резистивного шума представляют практический интерес, поскольку работа сверхпроводящих переключателей или болометров связана с выходом из состояния с  $R=0$ . Кроме того, четырехзондовый метод чувствителен к перераспределению магнитного потока внутри образца, в то время как СКВИД-магнитометр реагирует только на изменение суммарного магнитного потока в образце и может регистрировать шум сверхпроводящих экранов, усложняя интерпретацию результатов [12].

На рис. 2 приведена полученная нами зависимость логарифма спектральной плотности шума  $S_V$  от логарифма частоты  $f$ . Кривые 1, 2 представляют зависимость  $S_V \sim 1/f^{1.2}$ , полученную при охлаждении образца в магнитном поле Земли с вертикальной составляющей  $H_c \approx 0.5$  Э. Этот шум не наблюдался выше  $T_c$  и связан с появлением сверхпроводящего состояния. Зависимости 1, 2 соответствуют рабочим точкам на ВАХ с  $I_1=5$  и  $I_2=6$  мА (рис. 1, кривая 1). При рабочем токе  $I_3=7$  мА наблюдается изменение наклона зависимостей в координатах  $\lg S_V - \lg f$  и кривая 3 подчиняется закону  $S_V \sim 1/f^{2.5}$ . Были также проведены измерения при токе  $I_1=5$  мА во внешнем приложенном магнитном поле  $H_1=5$  Э с вертикальной ориентацией вдоль образца. При этом охлаждение до  $T=4.2$  К проводилось в магнитном поле (режим FC). Изменение ВАХ показано на рис. 1 (кривая 2). Как видно из рис. 2 (кривая 4), в этом случае реализуется зависимость  $S_V \sim 1/f^{2.5}$ . После снятия магнитного поля ВАХ восстанавливается не полностью из-за частичного захвата магнитного потока. Однако закон изменения спектральной плотности от частоты не меняется (кривая 5). Аналогичное поведение было получено в магнитном поле  $H_2=10$  Э (кривая 6) и после снятия поля  $H_2$  (кривая 7). Следует отметить, что амплитуда шума тем больше, чем больше измерительный ток, значение магнитного поля  $H$  или величина захваченного магнитного потока. Это согласуется с нелинейным поведением скорости релаксации магнитного потока в малых полях, обнаруженным нами ранее [13]. Поскольку используемые магнитные поля меньше первого критического магнитного поля  $H_{c1} \approx 12$  Э для монокристалла ВРВ ( $x=0.25$ ) [9] (отсутствие вихрей Абрикосова в зернах керамики), можно считать, что в данном случае появление фликкер-шума связано с реализацией состояния сверхпроводящего стекла в объеме образца, а не с крипом потока Кима—Андерсона [14].

Релаксация магнитного потока, захваченного в пористой структуре керамики, и его перераспределение вследствие фрустрации связей, определяющих фазу параметра порядка в каждом отдельном зерне, по-видимому, должны приводить к появлению магнитного фликкер-шума. Аналогично флуктуации напряжения в резистивном канале сверхпроводящей керамики связаны с влиянием перераспределяющегося магнитного потока в порах на сопротивление токопроводящего бесконечного кластера. Переход от закона  $S_V \sim 1/f^{1.2}$  к закону  $S_V \sim 1/f^{2.5}$ , вероятно, связан с изменением закона релаксации в токовом состоянии либо при возрастании измерительного тока, либо при увеличении магнитного поля. Механизмом, приводящим к этому изменению, может быть появление направленного движения квантов магнитного потока под действием силы Лоренца (переход от режима, аналогичного крипу потока, к режиму вязкого течения [14]). Другая причина может заключаться в разрушении макроскопического числа сверхпроводящих контуров, т. е. в исчезновении состояния сверхпроводящего стекла.

Список литературы

- [1] John S., Lubensky T. C. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 7. P. 4815—4825.
- [2] Гинзбург С. Л. // Использование ядерных реакторов и ускорителей в физике конденсированного состояния. Л., ЛИЯФ, 1986. С. 3—277.
- [3] Kogan Sh. M. // Sol. St. Comm. 1981. V. 38. N 11. P. 1015—1018.
- [4] Клименко А. Г., Блинов А. Г., Веснин Ю. И., Стариков М. А. // Письма в ЖЭТФ. Приложение. 1987. Т. 46. С. 196.
- [5] Габович А. М., Моисеев Д. П., Панаитов Г. И., Постников В. М., Прихотько А. Ф., Сидоренко А. С. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 6. С. 649—652.
- [6] Klimentko A. G., Blinov A. G., Matizen E. V., Samoylov P. P., Fedorov V. E. // Preprint 88-23. Novosibirsk, Institute of Inorganic Chemistry, 1988. 13 p.
- [7] Куропятник И. Н., Матизен Э. В., Романенко А. И., Самойлов П. П., Федоров В. Е., Черевко А. Г. // Тр. XXV Всес. совещ. по физике низких температур. Ч. I. Секция «Сверхпроводимость». Л., 1988. С. 16—17.
- [8] Воронин А. Н., Ефремова Р. И., Клименко А. Г., Матизен Э. В., Иванникова Н. В., Козеева Л. П., Павлюк А. А., Подберезская Н. В., Смирнов С. Н. // Тр. I Всес. совещ. по сверхпроводимости. Т. I. Харьков, 1988. С. 157—158.
- [9] Габович А. М., Моисеев Д. П. // УФН. 1986. Т. 150. № 4. С. 599—623.
- [10] Testa J. A., Song Y., Chen X. D., Golben J., Lee S-I., Patton B. R., Gaines J. R. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 4. P. 2922—2925.
- [11] Ricketts B. W., Driver R., Welsh H. K. // Sol. St. Comm. 1988. V. 67. N 2. P. 133—136.
- [12] Кларк Дж. // Слабая сверхпроводимость. Квантовые интерферометры и их применение. М.: Мир, 1980. С. 7—65.
- [13] Габович А. М., Моисеев Д. П., Панаитов Г. И., Постников В. М., Сидоренко А. С., Симонов А. Ю. // Тр. I Всес. совещ. по высокотемпературной сверхпроводимости. Т. I. Харьков, 1988. С. 126—127.
- [14] Тинкхам М. Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980. 310 с.

Институт физики АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
22 марта 1989 г.

УДК 539.216.2 : 535

Физика твердого тела. том 31, в. 8, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, N 8, 1989

## МЕХАНИЗМ РЕВЕРСИВНЫХ ФОТОИНДУЦИРОВАННЫХ ЭФФЕКТОВ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ $As_2S_3$

В. Н. Корнелюк, И. В. Савицкий, О. И. Шпотюк, И. И. Ясковец

Изучение механизма фотоиндуцированных изменений (ФИИ) свойств халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) — актуальная задача физики твердого неупорядоченного состояния [1]. Большинство исследователей отдает предпочтение модели фотоструктурных превращений [2], но единого мнения относительно природы ФИИ до настоящего времени не существует. В [3] термообратимые фотостимулированные эффекты объясняются перезарядкой дефектных центров ХСП, при которой не происходит трансформации химических связей. Для подтверждения данного механизма привлекаются результаты исследования ФИИ спектров комбинационного рассеяния света в слоях  $As_2S_3$  [4]. Единственное имеющееся на сегодняшний день прямое доказательство наличия фотоструктурных превращений в ХСП методом рамановской спектроскопии [5] не представляется столь убедительным, так как отжиг образцов проводили при относительно высоких температурах (порядка  $T_g$ ), допускающих возможность фазовых переходов типа кристаллизация—аморфизация, существенно отличающихся от обычных ФИИ [4]. Попытки обнаружения реверсивной составляющей ФИИ в длинноволновых ИК