

КВАЗИВОЗВРАТНЫЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ПЕРЕХОД В МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЯХ СПЛАВА Zn-Sb

В.Ф.Гантмахер, В.Н.Зверев, В.М.Теплинский, О.И.Баркалов

Институт физики твердого тела РАН

142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 24 февраля 1994 г.

Исследована зависимость от транспортного тока квазивозвратного сверхпроводящего перехода в высокорезистивных состояниях сплава Zn-Sb. Обнаружены ступеньки напряжения и гистерезис на вольт-амперных характеристиках образца, падение максимального джозефсоновского тока при понижении температуры и кроссовер с джозефсоновской характеристики на туннельную при превышении этого тока.

В работе Лиана и др. [1] был впервые описан возвратный сверхпроводящий (s -) переход в гранулированном металле. На металлооксидном сверхпроводнике Ba-Pb-Bi-O наблюдалось появление и рост сопротивления при температурах ниже температуры перехода T_c . При этом максимальная величина бездиссипативного джозефсоновского тока $I_c = I_c(T)$ на вольт-амперных характеристиках макроскопического образца падала с понижением температуры в области $T \leq (0,5 - 0,6)T_c$.

В работе [1] такое поведение этого материала объяснялось на основе предположения, что туннелирование между s -зернами в нем происходит через вырожденный полупроводник с температурой вырождения, сравнимой с T_c . Это может привести к немонотонной зависимости $I_c(T)$ [2]. Впоследствии аналогичное поведение наблюдалось на высокотемпературном сверхпроводнике K-Ba-Bi-O с T_c в три раза большим [3]. В этой статье будет описано подобное же поведение материала совсем иного состава: метастабильной s -фазы высокого давления сплава Zn-Sb, претерпевающей под влиянием термообработки переход из металлической в диэлектрическую фазу. [4,5]. Сходство поведения этих материалов при большой разнице T_c и различии в химическом составе прослоек между s -гранулами симптоматично. Оно указывает на то, что наблюдаемая эволюция s -отклика определяется структурой гранулированных материалов, а не случайным совпадением каких-либо численных параметров.

Система Zn-Sb относится к числу систем, которые имеют при высоких давлениях и температуре металлическую фазу, допускают ее закалку и сохранение в метастабильном состоянии при температуре жидкого азота неограниченное время, и у которых при нагреве эта металлическая фаза трансформируется в рентгеноаморфное диэлектрическое состояние. Это состояние в свою очередь тоже является метастабильным, но существует некоторый интервал температур, в районе комнатных, где это состояние сохраняется достаточно долго. При правильном выборе состава разупорядоченное состояние оказывается однородным, то есть не имеет включений других фаз. И состав $Zn_{43}Sb_{57}$, с которым мы работали в [4], и состав $Zn_{41}Sb_{59}$, исследовавшийся в настоящей работе, обладают этим свойством.

Аналогичным свойством обладает также сплав Ga-Sb, s -переход в котором исследовался нами ранее [6]. Сплавы в обеих системах: Zn-Sb и Ga-Sb, в

процессе аморфизации увеличивают свой удельный объем примерно на 25% [5]. Это является фактором, способствующим образованию сходных фрактальных структур в процессе трансформации [7].

Заранее изготовленную таблетку сплава $Zn_{41}Sb_{59}$ диаметром 5 мм и толщиной около 1,5 мм выдерживали в камере высокого давления при давлении 70 кбар и температуре 350°С около 2ч. При этом в твердом состоянии происходит переход в фазу высокого давления. Затем температуру снижали до азотной со средней скоростью около 20°С/с, после чего снимали давление. Согласно дебаеграмме, получался поликристаллический образец, имеющий орторомбически искаженную гексагональную структуру.

При азотной температуре таблетка была зажата в держателе двумя парами золотых проволок диаметром 0,5 мм с заточенными концами. Эти проволоки служили также электрическими контактами. Держатель с образцом помещали в криостат, температуру в котором можно было менять от 1,2 до 300 К. Измерения сопротивления проводили в режиме генератора тока.

Нас интересовал набор промежуточных состояний между исходной метастабильной металлической фазой и разупорядоченной диэлектрической фазой. Переход из одного промежуточного состояния в другое осуществляли нагревом образца до 155-160 К и выдержкой его при этой температуре в течение 5-10 мин. под контролем непрерывного измерения сопротивления, которое постепенно увеличивалось. Выдержку прерывали с таким расчетом, чтобы сопротивление образца при низкой температуре увеличилось в 2-3 раза. Никакой режим изменений температуры в области ниже 120 К на состоянии образца не сказывался.

Текущее состояние образца мы будем характеризовать параметром q , определяемым через его сопротивление при $T = 8$ К:

$$q = \lg(R/R_{in})_{T=8K},$$

где R_{in} – сопротивление в начальном состоянии, для которого $q = 0$. Величина R_{in} составляла 0,25 мОм, что соответствовало удельному сопротивлению порядка $20 \div 30$ мкОм·см. Выбор 8 К в качестве температуры, при которой производится нормировка, определяется температурой s -перехода в начальном состоянии: $T_c(q = 0) \approx 6,8$ К.

Эволюция s -отклика на Zn-Sb очень похожа на ту, которая ранее в аналогичных условиях наблюдалась в Ga-Sb [6]. Но в работе [6] внимание было сосредоточено на состояниях с самыми большими q , когда сохраняется лишь аномальная компонента s -отклика, то есть когда ниже T_c происходит не падение, а рост сопротивления. В этой статье будут в основном рассматриваться промежуточные состояния, в которых s -переход на постоянном токе имеет типичный квазивозвратный вид.

На рис.1 приведены кривые $R(T)$ в состоянии $q = 6,5$, снятые при различных измерительных токах (под R при этом подразумевается отношение напряжения U на потенциальных контактах к измерительному току I). Вид кривой $R(T)$ зависит от величины измерительного тока. При увеличении тока глубина минимума падает. При еще большем токе пропадает уже сам минимум, и сопротивление растет с понижением температуры везде ниже температуры перехода T_c . Глубина минимума при малом токе в какой-то мере зависит от уровня наводок и случайных переменных сигналов в подво-

дящих электрических цепях. Но до нуля в данном состоянии сопротивление уменьшить нельзя. Поэтому такой переход называется квазивозвратным [8, 9].

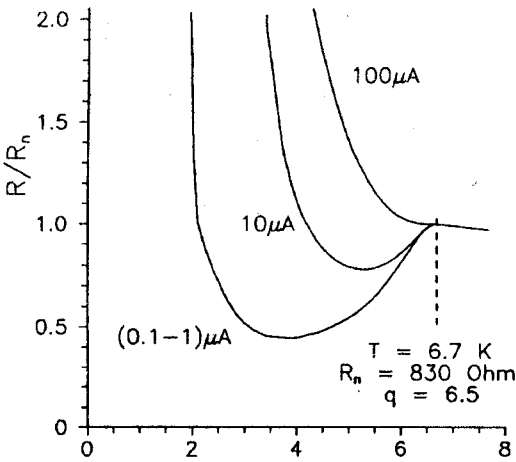


Рис.1. Зависимость $R(T)$ от состояния $q = 6, 5$ при различных измерительных токах

Для построения простейшей модели квазивозвратного перехода представим себе трехмерную решетку из s -зерен, разделенных промежутками из несверхпроводящего материала. При некотором разбросе значений нормальных сопротивлений r_n этих промежутков в доле α связей джозефсоновский ток может оказаться подавленным из-за квантовых флуктуаций [10]. Тогда через них будет течь лишь туннельный ток квазичастиц, который экспоненциально мал из-за наличия s -щели Δ :

$$i \approx (U/r_n)(\Delta/T) \exp(-\Delta/T). \quad (2)$$

Если доли $1 - \alpha$ недостаточно для возникновения бесконечного s -кластера, то сопротивление образца R при температуре T_c упадет, но не до нуля. При дальнейшем понижении температуры сопротивление R начнет расти за счет экспоненциального роста туннельных сопротивлений в соответствии с (2). Таким образом, s -отклик нашего гранулированного материала формируется за счет конкуренции двух его компонент [11]: джозефсоновской, которая создается s -токами между s -гранулами, и туннельной, которая определяется в основном s -щелью Δ .

На рис.2 приведены вольт-амперные характеристики образца при двух температурах. Следует обратить внимание на три их особенности. Во-первых, гистерезис и наличие ступенек напряжения при росте тока. Они связаны, по-видимому, с наличием множества параллельных джозефсоновских цепей и перераспределением токов при насыщении отдельных каналов. Подобные ступени наблюдались, например, на искусственных низкоразмерных сетях джозефсоновских контактов [12, 13].

Вторая особенность кривых на рис.2 – понижение с температурой критического тока I_c , разрушающего джозефсоновскую компоненту s -отклика. Конечно, в способе определения I_c , который поясняется на рис.2 пунктиром, есть некоторый произвол. Но он мало может повлиять на общий вид кривой $I_c(T)$, на низкотемпературной ветви которой происходит падение I_c почти на два порядка – см. рис.3. В одиночном контакте нормальное сопротивление r_n

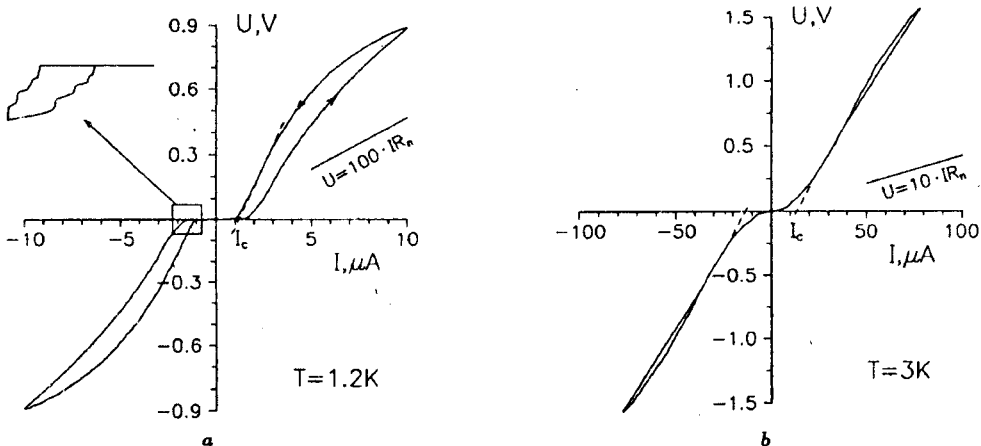


Рис.2. Вольт-амперные характеристики образца в состоянии $q = 6,2$ при двух температурах. Для сравнения приведены нормальные характеристики $U = IR_n$ (см. текст). На вставке на рис.2а начало петли показано в увеличенном масштабе (в частности, вертикальный масштаб увеличен в 10 раз)

связано с максимальным джозефсоновским током i_c соотношением

$$r_n i_c(T) = \frac{\pi \Delta(T)}{2e} \operatorname{th}(\Delta(T)/2T), \quad r_n i_c(0) = \pi \Delta(0)/2e. \quad (3)$$

Обычно считается, что r_n не зависит от температуры. Это естественно, если проводимость в контакте осуществляется за счет прямого туннелирования между берегами. Но возможны также s -контакты через полупроводниковые прослойки [2] или через изолятор с локализованными резонансными центрами [14,15]. Тогда более естественно предполагать рост r_n с понижением температуры. Это может повлиять на характер зависимости $i_c(T)$ [2]. Экспериментально этот вопрос мало изучен. Однако максимум на кривой $i_c(T)$ наблюдался и на одиночных контактах, например, на структурах Sn-Sn-Sn [16]. Отметим также работу [17], где сообщается о максимуме на кривой $i_c(T)$, измеренной на изолированной межзеренной границе в бикристалле Ва-К-Bi-O.

Третья особенность видна из сравнения обсуждаемых s -характеристик с характеристиками нормальных контактов $U = IR_n$, определенных экстраполяцией температурной зависимости $R_n(T)$ из нормальной области ($R_n = 380$ Ом при $T = 8$ К, 425 Ом при 3 К и 470 Ом при 1,2 К). Для того, чтобы на графиках рис.2(а, б) были одновременно видны s - и нормальные характеристики, масштаб по оси ординат для последних пришлось увеличить, соответственно, в 100 и в 10 раз. По порядку величины эти коэффициенты соответствуют значениям входящей в уравнение (2) функции $\exp(\Delta/T)$, поскольку величина щели Δ в нашем материале порядка 10 К. Это означает, что при разрушении током джозефсоновских связей система переходит в режим туннельной характеристики. Кроссовер с джозефсоновской на туннельную характеристику наблюдался не только в гранулированных средах [1, 3], но и на одиночных контактах [18]. Для такого кроссовера необходимо, чтобы ток i_c был много

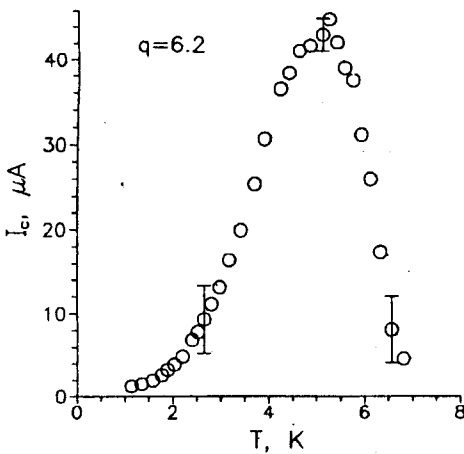


Рис.3. Зависимость максимального джозефсоновского тока через образец от температуры в состоянии образца $q = 6,2$

меньше значения, определенного формулой (3):

$$i_c \ll \pi \Delta / 2e r_n. \quad (4)$$

Вероятно, неравенство (4) имеет место в контактах, промежуточных между высокоомными контактами с $r_n \approx \hbar/e^2$, где $i_c = 0$ [10], и низкоомными, где справедливы формулы (3).

Итак, в s -среде, в трехмерной системе туннельных контактов, часть из которых обладала джозефсоновскими свойствами, наблюдались квазивозвратный s -переход, гистерезис и ступеньки напряжения на вольт-амперных характеристиках, падение максимального джозефсоновского тока при понижении температуры и кроссовер с джозефсоновской на туннельную характеристику.

Авторы благодарны Е.Г.Понятовскому за помощь и интерес к работе. Работа выполнялась в рамках проекта 93-02-3271 Фонда фундаментальных исследований России.

1. T.H.Lin, X.Y.Shaoh, M.K.Wu et al., Phys. Rev. B **29**, 1493 (1984).
2. И.Ф.Ицкович, Р.И.Шехтер, ФНТ **7**, 863 (1981).
3. Н.В.Аншукова, В.Б.Гинодман, А.И.Головашкин и др., ЖЭТФ **97**, 1635 (1990).
4. О.И.Баркалов, И.Т.Белаш, В.Ф.Гантмахер и др., Письма в ЖЭТФ **48**, 561 (1988).
5. E.G.Ponyatovsky and O.I.Barkalov, Mater. Sci. Rep. **8**, 147 (1992).
6. В.Ф.Гантмахер, В.Н.Зверев, В.М.Теплинский и др., ЖЭТФ **104**, 3217 (1993).
7. В.Ф.Гантмахер, С.Э.Есипов, В.М.Теплинский, ЖЭТФ **97**, 373 (1990).
8. M.Kunchur, Y.Z.Zhang, P.Lindenfeld et al., Phys. Rev. B **36**, 4062 (1987).
9. Y.Liu, D.B.Naviland, B.Nease, and A.M.Goldman, Phys. Rev. B **47**, 5931 (1993).
10. M.P.A.Fisher, Phys. Rev. Lett. **57**, 885 (1986).
11. В.Ф.Гантмахер, В.Н.Зверев, В.М.Теплинский, О.И.Баркалов, ЖЭТФ **105**, 423 (1994).
12. H.S.J.van der Zant, F.C.Fritschy, T.P.Orlando, and J.E.Mooij, Physica B **165-166**, 969 (1990).
13. L.L.Sohn, M.T.Tuominen, M.S.Rzchowski et al., Phys. Rev. B **47**, 975 (1993).
14. Л.Г.Асламазов, М.В.Фистуль, ЖЭТФ **83**, 1170 (1982).
15. И.А.Девятов, М.Ю.Куприянов, ЖЭТФ **104**, 3897 (1993).
16. H.Akoh, O.Liengme, M.Iansity et al., Phys. Rev. B **33**, 2038 (1986).
17. И.В.Рошин, В.Н.Степанкин, Ю.П.Яловец и др., Письма в ЖЭТФ **59**, 159 (1994).
18. R.C.Dynes, R.Sharifi, A.Pargellis et al., Physica C **185-189**, 235 (1991).