

ВЗАИМНАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ФАЗ В МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ВЫСОКОРЕЗИСТИВНЫХ СОСТОЯНИЯХ СПЛАВА $\text{Ga}_{50}\text{Sb}_{50}$

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

Институт физики твердого тела РАН

142432 Черногловка Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 2 марта 1993 г.

Измерены температурные зависимости $R(T)$ сопротивления сплава GaSb на разных стадиях превращения метастабильной металлической фазы высокого давления в разупорядоченное диэлектрическое состояние. По абсолютным значениям R эти стадии заполняют интервал, превышающий восемь порядков. В низкорезистивных состояниях образца при $T \simeq 4,6\text{K}$ наблюдается сверхпроводящий переход. В высокорезистивных состояниях он сменяется при той же температуре резким ростом сопротивления, то есть переходом в диэлектрическое состояние.

Эволюция сверхпроводящего (S -) перехода при приближении к переходу металл (M -) – диэлектрик (I -) изучается уже давно. В трехмерных ($3D$) материалах чаще всего наблюдается квазивозвратный (qrS -) переход^{1,2}: по мере "диэлектризации" образца, т.е. по мере приближения к порогу локализации, S -переход сначала растягивается, а затем становится неполным. Вслед за начальным падением сопротивления R при дальнейшем уменьшении температуры рост R возобновляется.

Простейшее классическое объяснение такого поведения функции $R(T)$ предполагает наличие отдельных включений, S -переход которых шунтирует окружающие их участки матрицы. Тогда возобновление роста R просто отражает температурную зависимость проводимости незашунтированной части матрицы. Разработанные теоретические модели тоже предполагают гранулированную структуру материала, ставя во главу угла кулоновское взаимодействие между заряженными гранулами^{3,4} или свойства джозефсоновских контактов между ними^{5,6}.

Однако в нашей работе² были экспериментальные указания на то, что qrS -переход, возможно, реализуется и в однородно неупорядоченном материале. В связи с этим мы предприняли сравнение температурных зависимостей $R(T)$ выше начала qrS -перехода и ниже его, там, где происходит рост R с уменьшением T . В данной статье излагаются результаты этого сравнения.

Сплав $\text{Ga}_{50}\text{Sb}_{50}$, на котором были произведены эксперименты, относится к числу тех сплавов, которые могут быть при помощи высокого давления получены в метастабильной M -фазе, переходящей при нагреве в разупорядоченную I -фазу⁷⁻⁹. Дозируя отжиг, можно получить ряд промежуточных состояний, в каждом из которых можно измерить температурные зависимости сопротивления при низких температурах. Именно таким образом нами ранее были изучены транспортные свойства $\text{Zn}_{43}\text{Sb}_{57}$ ¹⁰ и $\text{Cd}_{43}\text{Sb}_{57}$ ¹¹. Из анализа эволюции зависимостей $R(T)$ в этих сплавах выяснилось, что процессы трансформации в них идут по-разному. В сплаве Zn-Sb на первом этапе возникают фрактальные структуры I -фазы, утончающие и запутывающие линии тока¹². Для сплава Cd-Sb есть основания полагать, что мы имеем дело с квазиоднородным постепенным преобразованием материала в I -фазу¹¹.

Сплав Ga-Sb, по-видимому, преобразуется по фрактальной схеме. Во всяком случае, увеличив исходное сопротивление образца в 10^8 (!) раз (при исходном удельном сопротивлении ρ порядка 100 мкОм·см), мы так и не получили состояния, которое можно было бы по формальным результатам экстраполяции зависимости $\sigma(T) \equiv \rho^{-1}(T)$ к $T = 0$ назвать I -состоянием (ср., например, с ¹¹). Исследование характера процесса разупорядочения, по-видимому, дело будущего. Мы же здесь сосредоточимся на эволюции S -перехода.

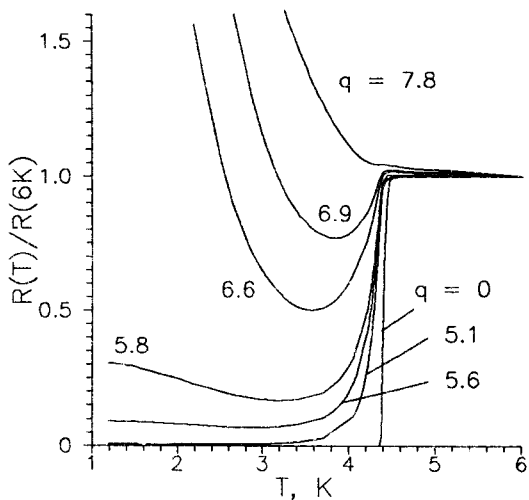


Рис.1. Кривые $R(T)$, нормированные на сопротивление при $T = 6$ К, в различных состояниях образца. Параметр q определен формулой (1)

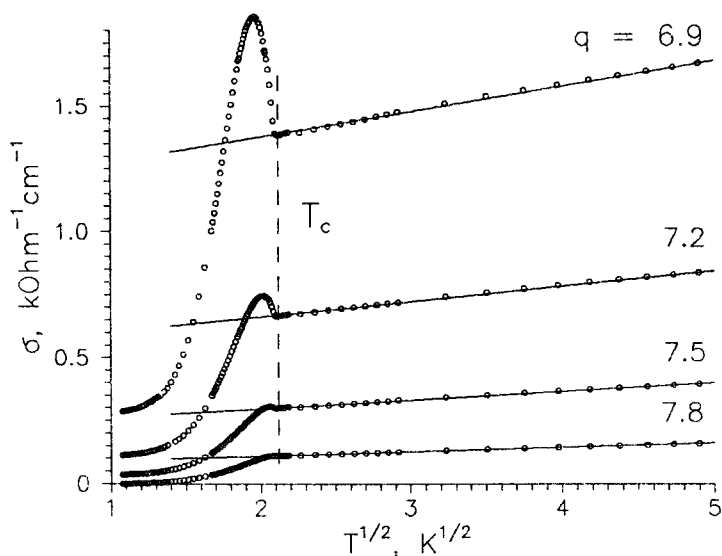


Рис.2. Электропроводность $\sigma(T)$ в области температур $T < 25$ К в различных состояниях образца. Выше T_c функция $\sigma(T)$ хорошо описывается формулой (2)

Рис.1 и рис.2, представляющие в разных осях одну и ту же совокупность экспериментальных данных, позволяют описать суть обнаруженного явления.

Будем характеризовать состояние образца параметром q

$$q = \lg(R/R_{in})_{T=6\text{K}}, \quad (1)$$

где R_{in} – сопротивление образца в начальном состоянии. Из зависимости $R(T)$ видно, что первые четыре порядка изменений R не сопровождаются изменениями S -перехода. Это подтверждает, что трансформация затронула лишь часть образца. При этом физические свойства тех областей, где сохранился S -переход, существенно не изменяются, но их объем быстро уменьшается, а топология усложняется. Такой процесс описывается, например, фрактальной моделью¹². Увеличение q до 5 приводит к появлению хвостов на переходе, а затем к qrS -переходу^{1,2}: сопротивление, не достигнув нуля, начинает расти с понижением температуры. Однако, как видно из кривой $q = 7, 8$, в высоко-резистивных состояниях вообще нет "естественного" S -отклика: переход при температуре T_c происходит, но сопротивление не падает, а нарастает во всем интервале температур $T < T_c$.

Как видно из рис.2, при $T > T_c$ и достаточно больших q изменения проводимости пропорциональны $T^{1/2}$, что согласуется с представлениями о квантовых поправках к проводимости из-за слабой локализации и ee -взаимодействия¹³. Сравнение зависимости $\sigma(T)$ при $T < T_c$ с функцией

$$\sigma_0(T) = \sigma_0(0) + \alpha T^{1/2}, \quad (2)$$

которая является экстраполяцией функции $\sigma(T)$ из области $T > T_c$, показывает, что разность $\sigma(T) - \sigma_0(T)$ меняет знак при некоторой температуре T^* . Возьмем в качестве характеристики состояния образца значение $\sigma_0(0)$ и отложим в зависимости от него температуры T_c и T^* . Тогда на плоскости (σ_0, T) образуются три области, которые можно назвать M -, S - и I -областями – см. рис.3.

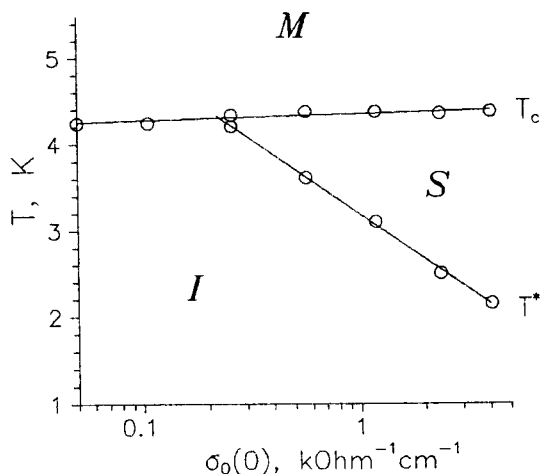


Рис.3. Диаграмма, иллюстрирующая изменения при низких температурах электронных свойств сплава $\text{Ga}_{50}\text{Sb}_{50}$ в процессе трансформации метастабильного состояния

Эти названия условны. Их условность связана с тем, что эволюция материала происходит, как указывалось выше, через ряд неоднородных состояний.

Простейшее предположение состоит в том, что мы имеем четкое разбиение вещества на M - и I -фазы. Тогда, поскольку на обсуждаемом этапе трансформации уже нет бесконечного M -кластера, линии тока пересекают последовательность $M-I-M-I\dots$ областей при $T > T_c$ и, соответственно, последовательность $S-I-S-I\dots$ областей при $T < T_c$.

Предположим, что сопротивление I -областей R_I имеет туннельную природу: $R_I \equiv R_{MIM}$. Хотя в точке перехода сопротивления M -участков R_M скачком обращается в нуль, но если

$$R_I \gg R_M, \quad (3)$$

то общее сопротивление цепи практически не изменится. Однако, при температурах $T \ll T_c$ туннельное сопротивление R_{SIS} может оказаться очень большим: $R_{SIS} \gg R_{MIM}$, что и приведет к наблюдаемому эффекту.

Адекватность такого объяснения предстоит проверить измерениями влияния магнитного поля и тянущего напряжения. Однако, уже сейчас видно его слабое место. Для того, чтобы туннелирование было основным механизмом проводимости I -области, ее соответствующий размер d_I не должен превышать десятков ангстрем. Введя удельные сопротивления ρ_I и ρ_M , можно неравенство (3) представить в виде

$$\rho_I d_I \gg \rho_M d_M, \quad (4)$$

где d_M – размер M -областей вдоль линий тока. Надо полагать, что в состояниях $q > 7$, где dc -отклик в точке T_c сменил знак и справедливы неравенства (3) и (4), величины d_I и d_M одного порядка. Вряд ли в этих условиях образец может рассматриваться как механическая смесь двух фаз. Более естественен квантовомеханический подход, рассматривающий образец, как единое целое. Тогда диэлектрическое состояние может оказаться следствием одного из таких явлений, как волна спиновой плотности, или фазовое расслоение¹⁴, или кристалл из электронных пар¹⁵. В этой же связи можно также отметить сделанное в¹⁶ предположение о конечной величине параметра порядка и существовании куперовских пар на I -стороне $S-I$ -перехода в $2D$ -случае.

Подобное явление: кроссовер от падения сопротивления в точке фазового перехода к его росту, обусловленный изменениями условий эксперимента, наблюдался в квазиодномерном проводнике $TaSe_3$ ¹⁷. Сходство подчеркивается тем обстоятельством, что размерность проводящих областей во фрактальной структуре может быть довольно низкой. Однако природа наблюдавшегося на $TaSe_3$ явления до конца не выяснена.

Таким образом, по мере трансформации металлического метастабильного сплава $Ga_{50}Sb_{50}$ во все более высокорезистивное состояние, его dc -отклик в точке электронного фазового перехода меняет знак, то есть резкое падение сопротивления сменяется на его резкий рост. То, что оба этих процесса начинаются при одной и той же температуре, указывает на внутреннюю связь между ними. Если наблюдаемое явление и является суперпозицией двух процессов в разных компонентах многофазной системы, то эти процессы имеют одну и ту же исходную физическую природу.

Авторы благодарны В.Е.Антонову, С.С.Мурзину и Е.Г.Понятовскому за обсуждение работы, Т.Поздняковой – за техническую помощь. Работа была поддержана грантом Американского физического общества.

-
1. M.Kunchur, Y.Z.Zhang, P.Lindenfeld et al., Phys. Rev. B **36**, 4062 (1987).
 2. В.Ф.Гантмахер, В.Н.Зверев, В.М.Теплинский, О.И.Баркалов, Письма в ЖЭТФ **56**, 311 (1992).
 3. К.Б.Ефетов, ЖЭТФ **78**, 2017 (1980).
 4. E.Šimánek, Phys. Rev. B **26**, 237 (1982).
 5. T.H.Lin, X.Y.Shao, M.K.Wu et al., Phys. Rev. B **29**, 1493 (1984).
 6. M.F.A.Fisher, Phys. Rev. B **36**, 1917 (1987).
 7. И.Т.Белаш, В.Ф.Дегтярева, Е.Г.Понятовский, В.И.Ращупкин, ФТТ **29**, 1788 (1987).
 8. E.G.Ponyatovsky, I.T.Belash, and O.I.Barkalov, J. Non Cryst. Sol. 117/118, 679 (1990).
 9. E.G.Ponyatovsky and O.I.Barkalov, Mater. Sci. Rep. **8**, 147 (1992).
 10. О.И.Баркалов, И.Т.Белаш, В.Ф.Гантмахер и др., Письма в ЖЭТФ **48**, 561 (1988).
 11. В.М.Теплинский, В.Ф.Гантмахер, О.И.Баркалов, ЖЭТФ **101**, 1698 (1992).
 12. В.Ф.Гантмахер, С.Э.Есипов, В.М.Теплинский. ЖЭТФ **97**, 373 (1990).
 13. B.L.Altshuler and A.G.Aronov, In: Electron-Electron Interactions in Disordered Systems, Ed. by A.L.Efros and M.Pollak (North-Holland, Amsterdam, 1985), p.1.
 14. А.А.Горбацевич, Ю.В.Копяев, И.В.Токатлы, ЖЭТФ **101**, 971 (1992).
 15. R.Moulopoulos and N.W.Ashcroft, Phys. Rev. Lett. **69**, 2555 (1992).
 16. M.A.Paalanen, A.F.Hebard and R.R.Ruel, Phys. Rev. Lett. **69**, 1604 (1992).
 17. Y.Tajuma and K.Yamada, J. Phys. Soc. Jpn. **69**, 495, 3307 (1984).