

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ АНОМАЛИИ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ В АМОРФНОМ АНТИМОНИДЕ ГАЛЛИЯ

С.В.Демисев, Ю.В.Косичкин, А.Г.Ляпин,
Н.Е.Случанко

В смеси аморфной и кристаллической фаз антимионида галлия при низких температурах обнаружены аномалии электрических и магнитных свойств, связанные, по-видимому, со сверхпроводимостью экситонной природы. Сверхпроводящие особенности могут быть прослежены вплоть до $T \sim 100$ К.

1. В качестве систем, перспективных с точки зрения обнаружения высокотемпературной сверхпроводимости длительное время рассматривались композиции из металла и диэлектрика ¹ или из металла и полупроводника ². Для туннельного механизма экситонной сверхпроводимости ² в работе ³ было показано, что появления сверхпроводящих свойств можно ожидать в смесях полупроводниковой аморфной и кристаллической фаз (предполагалось, что роль металла в этом случае мог бы играть аморфный полупроводник). Исходя из стандартных формул

$$T_c \approx \Delta E \exp(-1/g), \quad (1)$$

$$g = \lambda_{ex} - \mu^* \quad (2)$$

для полупроводника с $E_g \sim 1$ эВ и $\omega_p \sim 10$ эВ в ³ была получена оценка $T_c = 70 - 500$ К. Поскольку константа λ_{ex} зависит от соотношения между глубиной проникновения волновой функции в диэлектрик D и размером сверхпроводящих областей L

$$\lambda_{ex} \sim (1 + L/D)^{-1}, \quad (3)$$

условие $g > 0$ налагает ограничение сверху на размер сверхпроводящих частиц: $L \leq L_m \sim 60 \text{ \AA}$ ³. Экспериментально сверхпроводимость в такого рода полупроводниковых системах практически не исследована и настоящая работа посвящена изучению этого вопроса.

2. Для исследования были выбраны объемные образцы системы аморфный – кристаллический антимионид галлия $(a\text{-GaSb})_x (k\text{-GaSb})_{1-x}$, синтезируемые закалкой расплава в условиях высокого давления ⁴. Изменение содержания аморфной фазы от $x = 0$ до $x = 1$ приводит к сильному росту удельного сопротивления образцов и индуцирует при $x = x_c \sim 0,4$ переход металл – изолятор ⁴. Поэтому, в отличие от работы ³, в нашем случае вырожденный кристаллический полупроводник с квазиметаллическим типом проводимости следует отождествить с "металлом", а высокоомный $a\text{-GaSb}$ – с "диэлектриком" (при низких температурах проводимость образцов с $x = 0$ и $x = 1$ отличается в 10^9 раз ⁴). С ростом x происходит уменьшение характерного размера областей кристаллической фазы, облегчается выполнение условия $L < L_m$ и согласно (1) – (3) сверхпроводящие свойства системы могут усиливаться. Способ определения x описан в ⁴.

Для проведения электрофизических измерений к образцам были изготовлены омические контакты. С целью повышения надежности измерений было использовано несколько способов: пайка легкоплавким припоем, электролитическое осаждение меди с последующей подпайкой проводников, а также подварка тонких посеребренных проволок электроискровым методом. Измеряемые температурные и полевые зависимости электропроводности образцов не зависели от технологии изготовления контактов.

3. На кривых $\rho(T)$ для образцов $x \sim 0,3 < x_c$ при $T = T_c \lesssim 10$ К наблюдается излом, который может быть полностью подавлен наложением магнитного поля $H \sim 120$ кЭ (рис. 1). Этот факт в сочетании с измерениями магнитного момента (все исследованные образцы оказались диамагнитными) по нашему мнению указывают на то, что система $(a\text{-GaSb})_x (k\text{-GaSb})_{1-x}$

обладает сверхпроводящими свойствами. При этом конечное сопротивление образца для $T < T_c$ означает, что протекание по сверхпроводящей фазе отсутствует (см. рис. 1) и сверхпроводимость и положительное магнитосопротивление (ПМС) при низких температурах связаны с изолированными кластерами, а растянутость перехода по температуре (см. рис. 1) обусловлена дисперсией сверхпроводящих свойств.

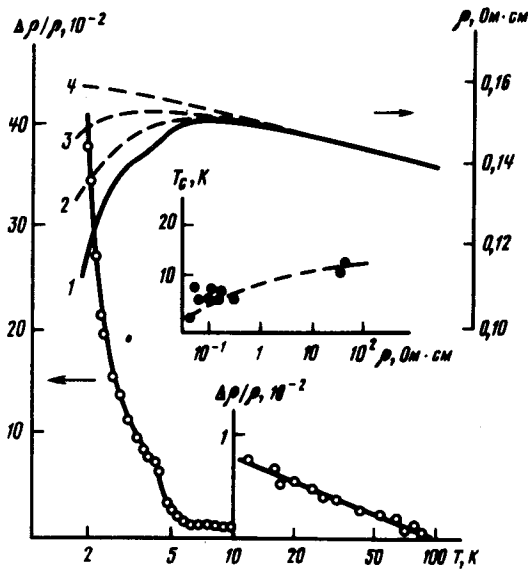


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления в различных магнитных полях: 1 – 0 кЭ, 2 – 20, 3 – 40, 4 – 120 и температурная зависимость магнитосопротивления в поле 120 кЭ у образца с $x \sim 0,3$

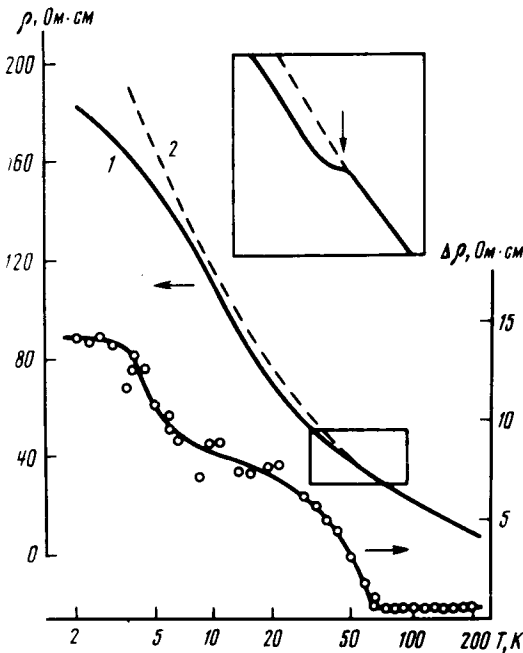


Рис. 2

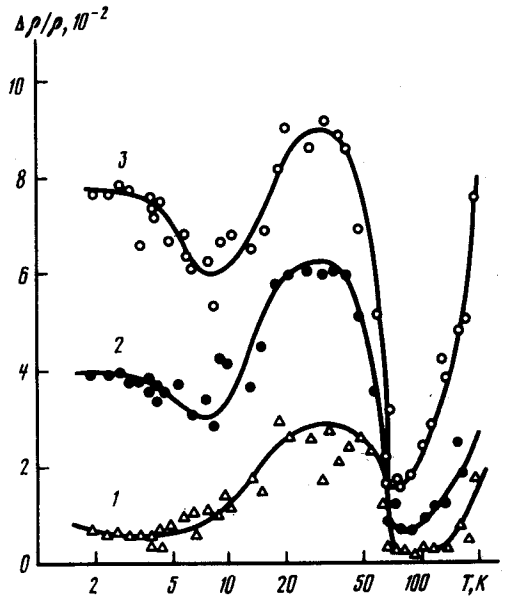


Рис. 3

Рис. 2. Данные $\rho(T)$ и $\Delta\rho(T)$ для образца с $x \sim 0,7$. Участок кривой $\rho(T)$ в рамке показан на вставке в увеличенном виде. 1 – 0 кЭ, 2 – 120 кЭ

Рис. 3. Магнитосопротивление у образца с $x \sim 0,7$: 1 – 40 кЭ, 2 – 80, 3 – 120

Исследуемая в настоящей работе смесь аморфной и кристаллической фаз была устойчивой в области $T \lesssim 340$ К и кривые $\rho(T)$ в этом температурном интервале являются полностью обратимыми при неоднократных циклах сканирования по температуре. При нагреве образцов выше 340 К начинается кристаллизация аморфной фазы ($x \rightarrow 0$), сопровождающаяся необратимым уменьшением ρ . В результате такого процесса изменялась и величина T_c , относящаяся к обратимой части кривой $\rho(T)$ — температура излома вначале уменьшалась, а по достижении $x = 0$ сверхпроводящие особенности исчезали (максимальная температура отжига не превышала 370 К).

Отметим, что T_c имеет тенденцию к росту с увеличением степени разупорядочения, мерой которой может служить $\rho(T_c)$ (вставка на рис. 1). Такое поведение противоречит теоретическим представлениям⁵, по которым при $x \rightarrow x_c$ T_c должна уменьшаться из-за роста кулоновского параметра μ^* вследствие ухудшения экранировки. Согласно модели, изложенной в п. 1, при наличии дисперсии величины L для фиксированного значения T существует максимальный размер $L(T)$, такой что кластеры с $L < L(T)$ находятся в сверхпроводящем состоянии, а с $L > L(T)$ — в нормальном. При понижении температуры происходит сканирование по размерам сверхпроводящих областей. $L(T)$ возрастает, достигая L_m в пределе $T \rightarrow 0$ и переход поэтому имеет протяженный характер. При отжиге происходит увеличение размера кристаллических областей, что в соответствии с (1) — (3) дает уменьшение T_c . Рост T_c с разупорядочением можно объяснить аналогично, так как с увеличением x и ρ размер кластера L уменьшается⁴. Таким образом в рассматриваемой модели сверхпроводящие свойства *a*-GaSb получают естественное объяснение.

Интересно, что ПМС, резко возрастающее для $T \lesssim T_c$, не обращается в нуль при $T = T_c$, а имеет протяженный участок спада и лишь при $T \geq 100$ К с экспериментальной точностью $\Delta\rho/\rho \approx 0$ (см. рис. 1). При этом для $T \lesssim 77$ К и $H \lesssim 150$ кЭ холловская подвижность μ не зависит от магнитного поля и составляет $\sim 0,5$ см²/В·с, что позволяет оценить лоренцовский вклад в ПМС: $\Delta\rho/\rho \sim 0,5 (\mu \cdot H)^2 \sim 2 \cdot 10^{-7}$ для $H = 120$ кЭ (в рассматриваемом диапазоне полей на полевых зависимостях ПМС и ЭДС Холла отсутствуют признаки магнитного вымораживания или наличия двух групп носителей). Если предположить, что у $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$ существуют области размером $L < L(T_c \sim 10$ К), то протяженный участок спада ПМС можно было бы связать с возникновением экситонной высокотемпературной сверхпроводимости¹⁻³, а относительно небольшая величина ПМС обусловлена низкой концентрацией кластеров малых размеров. Справедливость этого допущения может быть проверена на образцах с большим содержанием аморфной фазы, где доля малых частиц кристаллической фазы должна возрасти и относительная амплитуда ПМС при высоких температурах также должна увеличиться.

4. В интервале концентраций $x \sim 0,7 > x_c$ для исследуемых образцов характерна активационная температурная зависимость $\rho(T)$ на фоне которой при $T \approx 63$ К наблюдается особенность, сопровождающаяся сильным ПМС (рис. 2). Данный эффект нельзя связать с обычной прыжковой проводимостью, поскольку ПМС в этом случае для $H = \text{const}$ описывается гладкой функцией в координатах $\Delta\rho/\rho = f(T)$ ⁶, а в эксперименте наблюдается сложная немонотонная зависимость (рис. 3). Величина $\Delta\rho = \rho(H) - \rho(0)$ как функция температуры имеет существенно более простой вид (см. рис. 2): для $T > 63$ К $\Delta\rho$ невелико и практически не изменяется с температурой, при $T = 63$ К ПМС резко возрастает, достигая насыщения при $T \sim 15$ К, а в области $T \lesssim 5$ К наблюдается второй участок роста. Сложная форма кривой $\Delta\rho/\rho$ (см. рис. 3) возникает в результате деления $\Delta\rho(T)$ на $\rho(T)$ (см. рис. 2). Низкотемпературная особенность $\Delta\rho(T)$ расположена при $T \sim T_c$ в низкоомных образцах (см. рис. 1) и, по-видимому, обусловлена сверхпроводимостью кластеров того же размера, что и в случае $x \sim 0,3$. При этом амплитуда ПМС в области $10 \text{ К} \lesssim T \lesssim 60 \text{ К}$ отнесенная к значению ПМС для $T \lesssim 10$ К у образца с $x \sim 0,7$ больше по сравнению со случаем $x \sim 0,3$ (см. рис. 1, 2), как это и должно быть в нашей модели. Кроме того, темпе-

ратура начала роста ПМС (63 К при $H = 120$ кЭ) при уменьшении H смещается в область более высоких температур.

Дополнительным аргументом в пользу существования высокотемпературной сверхпроводимости в системе $(a\text{-GaSb})_x (k\text{-GaSb})_{1-x}$ может служить наличие гистерезиса на кривых $\rho(H)$ при $T \lesssim 100$ К для $x \sim 0,3$ и $T \lesssim 60 - 70$ К для $x \sim 0,7$, связанное, вероятно, с захватом потока в сверхпроводнике второго рода. Для окончательного выяснения природы высокотемпературных аномалий необходимо детальное изучение магнитных свойств, что представляет собой предмет отдельного исследования.

Авторы признательны А.А.Минакову и Ю.В.Бугославскому, выполнивших измерения магнитных свойств образцов, а также С.В.Поповой, В.И.Ларчеву и Г.Г.Скороцкой, любезно предоставивших образцы $a\text{-GaSb}$.

Литература

1. Гинзбург В.Л. ЖЭТФ, 1964, 47, 2318.
2. Allender D., Bray J., Bardeen J. Phys. Rev., 1973, B7, 1020.
3. Han Ru-qi, Han Ru-Shan, Liu Fu-sui, Chao Chung-hsien. J. Non-Cryst. Sol., 1980, 35 - 36, 141.
4. Александрова М.М., Демишев С.В., Косичкин Ю.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 182.
5. Anderson P.W., Muttalib K.A., Ramakrishnan T.V. Phys. Rev., 1983, B28, 117.
6. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979, с. 207.