

УДК 621.375.55

## ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА РАЗУПОРЯДОЧЕННОГО АНТИМОНИДА ГАЛЛИЯ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

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

У образцов системы аморфный—кристаллический антимонид галлия  $(\alpha\text{-GaSb})_x\text{-}(k\text{-GaSb})_{1-x}$  в области температур  $1.8 \leq T \leq 250$  К исследованы гальваномагнитные эффекты. Характер полевых и температурных зависимостей магнитосопротивления в сочетании с данными по эффекту Холла и магнитными свойствами образцов указывает на то, что в  $(\alpha\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$ , по-видимому, реализуется сверхпроводимость, причем сверхпроводящая фаза представляет собой изолированные включения в объеме образца. Найдено, что с увеличением содержания аморфной фазы  $x$  в образцах сверхпроводящие аномалии усиливаются. Показано, что наблюдаемые гальваномагнитные характеристики образцов согласуются с предсказаниями модели экситонной сверхпроводимости.

Исследование путей радикального повышения критической температуры сверхпроводников недавно увенчалось успехом [1]. В связи с этим широко обсуждаются физические свойства систем, с которыми связаны надежды на значительное повышение критической температуры, и механизмов, реализующих высокотемпературную сверхпроводимость. С точки зрения возможного проявления экситонного механизма сверхпроводимости особое место занимают системы типа «сэндвич», т. е. тонкие металлические пленки, окруженные диэлектрическими или полупроводниковыми покрытиями [2]. Согласно [3], дополнительное увеличение энергии связи куперовских пар в сэндвичах происходит за счет взаимодействия электронов проводимости, туннелирующих из металлической пленки в материал покрытия, с электронными возбуждениями в покрытии.

Основанные на предположениях [3], количественные оценки [4] выполнены для системы, представляющей собой смесь аморфной и кристаллической полупроводниковых фаз, где роль металла в сэндвиче играет аморфный полупроводник, насыщенный дефектами. В этой модели температура сверхпроводящего перехода  $T_c$  определяется выражением [3, 4]

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

$$g = \lambda_{\text{ex}} - \mu, \quad (2)$$

где  $\Delta E$  — средняя энергия спаривания,  $\lambda_{\text{ex}}$  — константа электрон-электронного притяжения,  $\mu$  — параметр кулоновского отталкивания. Величина  $\lambda_{\text{ex}}$  в свою очередь является функцией  $S$ -фактора экранирования,  $r$  — параметра затухания амплитуды волновой функции туннелирующего электрона,  $b$  — относительного времени туннелирования электрона и отношения частот  $\omega_p$  и  $\omega_g$ .

$$\lambda_{\text{ex}} = S r b \mu (\omega_p / \omega_g)^2, \quad (3)$$

$\omega_p$  — плазменная частота,  $\omega_g$  — ширина запрещенной зоны. Условие реализации экситонной сверхпроводимости

$$\lambda_{\text{ex}} - \mu > 0 \quad (4)$$

переписывается [4] в виде  $b > 0.08$ , где

$$b = D/(L + D) \quad (5)$$

( $D$  — средняя глубина туннелирования,  $D \approx 5 \text{ \AA}$  [4]) и приводит к ограничению на  $L$ -размер металлических областей в смеси аморфный—кристаллический полупроводники (АКП):  $L \leq 60 \text{ \AA}$ . Оптимальный с точки зрения [4] характерный размер  $L$  составляет  $L \approx 20 \div 50 \text{ \AA}$ , а температура сверхпроводящего перехода меняется в пределах  $70 \div 500 \text{ K}$  [4].

Удобным модельным объектом для проверки предсказаний [3-4], на наш взгляд, является объемный аморфный антимонид галлия — GaSb, синтезированный недавно методом быстрой закалки расплава в условиях высокого давления [5]. Образцы GaSb в зависимости от условий синтеза представляют собой смесь аморфной и кристаллической фаз  $(a\text{-GaSb})_x \cdot (k\text{-GaSb})_{1-x}$ , причем содержание аморфной фазы  $x$  контролируемым образом варьируется в широких пределах ( $0 \leq x \leq 1$ ) [5]. В системе  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$  изучен переход металл—изолятор при плавном возрастании  $x$  [6], найдено значение критической концентрации  $x_c \approx 0.4$  и установлено соответствие между величиной удель-

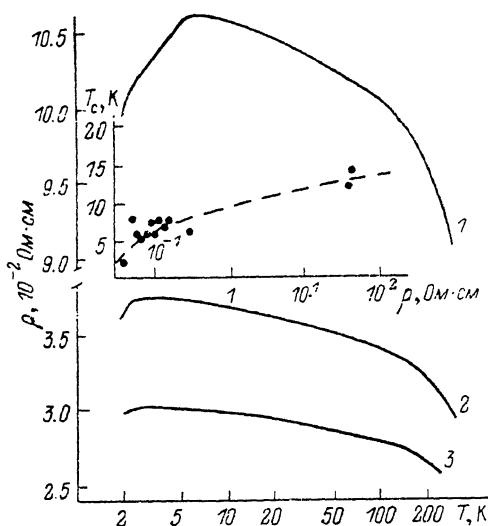


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$   $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$  ( $x \approx 0.3$ ) до и после отжига (кривые 1—3 соответственно). На вставке — изменение параметра  $T_c$  как функции сопротивления образцов системы  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$ .

ного сопротивления и степенью разупорядочения в исследуемых соединениях.

Типичные температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$  образцов  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$  с малым содержанием  $x$  ( $x \leq 0.3$ ) приведены на рис. 1. Рост  $\rho(T)$  с понижением температуры от комнатной  $T \approx 300 \text{ K}$  сменяется в окрестности гелиевой температуры резким падением удельного сопротивления (кривая 1), причем величина эффекта  $\rho(1.7 \text{ K})/\rho(T_c)$  меняется от образца к образцу и составляет  $0.4 \div 0.9$ , где  $T_c$  — температура излома  $\rho(T)$ . На вставке к рис. 1 отложена величина  $T_c$  как функция сопротивления  $\rho(T_c)$  исследованных образцов антимонида галлия. Отжиг  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$ , проведенный в две стадии по схеме, аналогичной [7], обуславливает сдвиг особенности вниз по шкале температур (рис. 1, кривые 2, 3) и резкое уменьшение ее амплитуды. Кривая 3, соответствующая полностью кристаллизованному антимониду галлия ( $x \approx 0$ ), практически не содержит низкотемпературной аномалии  $\rho(T)$ .

С целью выяснения природы особенностей, присутствующих на кривых удельного сопротивления  $\rho(T)$ , нами исследовались температурные и полевые зависимости  $\rho(T, H)$  в интервале температур  $1.7 \leq T \leq 300 \text{ K}$  в полях до  $150 \text{ кЭ}$ . Измерения проводились на установке «Соленоид» ИОФ АН СССР. Положительное магнитосопротивление (ПМС)  $\Delta\rho/\rho = f(T, H)$  в  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$  для составов  $x \leq 0.3$  (рис. 2, 3), так же как и  $\rho(T)$ , характеризуется присутствием ряда особенностей. Как видно из рис. 2, 3, температура  $T_c$  является выделенной точкой на температурных и полевых зависимостях магнитосопротивления. Так, ниже  $T_c$  на кривых  $\Delta\rho/\rho = f(T, H)$  появляются участки резкого роста магнитосопротив-

ления с полем (рис. 3) и при понижении температуры (рис. 2). Магнитное поле  $H > 100$  кЭ полностью подавляет отмеченные аномалии удельного сопротивления (рис. 2, кривая 2), причем «восстановленная» зависимость

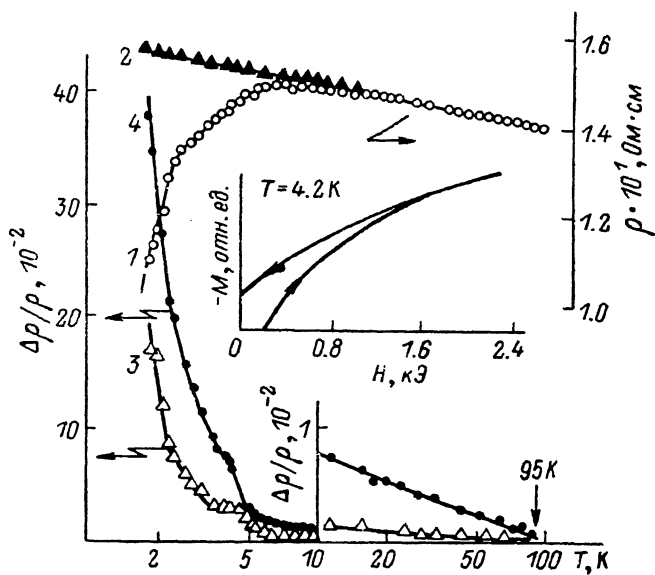


Рис. 2. Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T)$   $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$  ( $x \approx 0.3$ ) (1 —  $H=0$ , 2 —  $H=120$  кЭ) и магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho=f(T)$  (3 —  $H=20$ , 4 —  $H=120$  кЭ).

На вставке — изменение намагниченности  $M(H, T=4.2$  К) в магнитном поле.

$\rho(T, H=120$  кЭ) монотонна во всем интервале температур, используемом в настоящей работе, и при  $1.7 \leq T \leq 100$  К представляет собой линейную в координатах  $\rho(\lg T)$  функцию температуры.

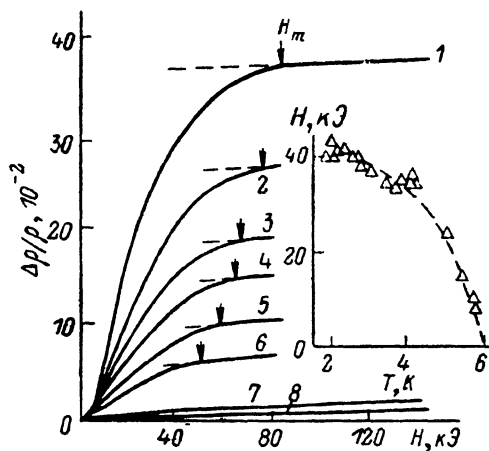


Рис. 3. Полевые зависимости магнитосопротивления образца  $(a\text{-GaSb})_{0.3}(k\text{-GaSb})_{0.7}$  при различных температурах.  $T$ , К: 1 — 1.91, 2 — 2.11, 3 — 2.32, 4 — 2.6, 5 — 3.05, 6 — 4.2, 7 — 5.2, 8 — 7.0. На вставке — кривая критических полей  $H_c(T_c)$ .

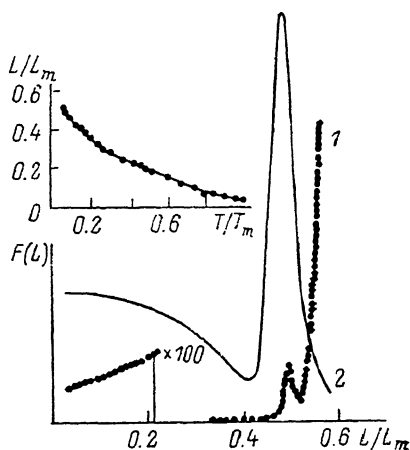


Рис. 4. Функция распределения сверхпроводящих областей по размерам  $F(L)$  в  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$ : 1 —  $x \approx 0.3$ , 2 —  $x \approx 0.7$ . На вставке — зависимость  $L/L_m=f(T/T_m)$ .

В диапазоне температур выше критической  $T > T_c$  также наблюдается положительное магнитосопротивление  $\Delta\rho/\rho=f(T, H)$  (рис. 2, 3), обращающееся в нуль лишь в окрестности  $T \sim 100$  К.

Оценки по порядку величины «лоренцевского» вклада  $\Delta\rho/\rho \sim (\mu_x H)^2$  в исследуемом образце  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$  с учетом подвижностей

$\mu_x \approx 0.6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (см. таблицу) приводят к значениям  $\Delta \rho/\rho \approx 10^{-7}$ , что на 4—5 порядков меньше реально наблюдаемого ПМС  $\Delta \rho/\rho$  ( $T=10 \text{ К}$ ,  $H=120 \text{ кЭ}$ )  $\approx 0.8 \%$ .

Следует отметить, что значения подвижности  $\mu_x$  и концентрации  $p_x$  в  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$ , приведенные в таблице, получены из измерений коэффициента Холла  $R_x(H, T)$ . Полевые зависимости  $R_x(H, T_0=77 \text{ К})$  линейны вплоть до  $H=150 \text{ кЭ}$  и отвечают положительному знаку носителей во всех исследуемых образцах независимо от уровня легирования исходного монокристалла GaSb. В таблице представлены характерные значения  $\mu_x$  и  $p_x$ , а также  $\rho$  и  $T_c$  для составов с  $x \leq 0.3$ .

Измерения намагниченности  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$  при гелиевой температуре (см. вставку на рис. 2) выявили диамагнитный характер отклика системы на внешнее поле, что позволяет связать низкотемпературные аномалии  $\rho(T, H)$  со сверхпроводимостью в системе аморфный—кристаллический антимонид галлия. Во всяком случае альтернативный

Образец	$T_c, \text{ К}$	$10^{-2} \rho, \text{ Ом} \cdot \text{см}$	$p_x, \text{ см}^{-3}$	$\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
1	7.05	4.9	$2.6 \cdot 10^{20}$	0.5
2	6.3	14.3	$7.5 \cdot 10^{19}$	0.6
3	4.6	6.5	$5.4 \cdot 10^{19}$	1.8
4	3.2	3.7	$1.9 \cdot 10^{20}$	0.9

подход, позволяющий естественным образом интерпретировать наблюдаемые особенности, в настоящее время отсутствует. Экспериментальные данные (рис. 2, 3) использовались далее для построения фазовой  $H-T$  диаграммы (см. вставку на рис. 3). Для оценок вида зависимости  $H_c(T_c)$  применялась приближенная процедура, согласно которой критическое поле  $H_c(T_0)$  определялось как  $H_c(T_0) = 1/2 H_m(T_0)$  (рис. 3). Производная  $dH_c/dT(T_c)$ , оцененная из зависимости  $H_c(T_c)$ , составляет  $\sim 19 \text{ кЭ/К}$ .

Таким образом, положительное магнитосопротивление в системе  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$  в интервале температур  $T < T_c$ , по-видимому, обусловлено сверхпроводимостью, причем следует еще раз подчеркнуть общую тенденцию увеличения  $T_c$  с ростом сопротивления (см. вставку на рис. 1), т. е. с увеличением степени беспорядка в антимониде галлия [7]. Это обстоятельство само по себе нетривиально, поскольку, как было показано ранее в [8], увеличение беспорядка в системе вызывает рост эффективного кулоновского отталкивания и вследствие этого падение критической температуры перехода  $T_c$ . В то же время увеличение  $T_c$  с ростом содержания аморфной фазы в смеси  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$  находит объяснение в рамках модели [3, 4] туннельного механизма экситонной сверхпроводимости. Действительно, поскольку степень разупорядочения определяется характерным размером частиц в системе АКП, оптимальные с точки зрения [3, 4] условия ( $L \leq 60 \text{ \AA}$ ) соответствуют составам  $x$  вблизи  $x \approx 1$ , и, таким образом, общий рост  $T_c(\rho)$  закономерен. Отметим, что в отличие от [4] «металлом сэндвича» в нашем случае является кристаллический антимонид галлия, насыщенный дефектами, тогда как  $a\text{-GaSb}$  — диэлектрик [6], причем отношение  $\rho(a\text{-GaSb})/\rho(k\text{-GaSb}) \approx 10^9$  в окрестности гелиевой температуры.

Сопоставим выводы модели [4] с экспериментальными результатами рис. 1—3. Введем функцию распределения сверхпроводящих областей по размерам  $F(L)$

$$V_s = \int_0^L F(L) dL, \quad (6)$$

где  $V_s$  — объем сверхпроводящей фазы. Тогда, воспользовавшись (1)—(5), получаем систему уравнений для определения  $F(L)$

$$F(\ln(T/T_m)) = - \frac{dV_s}{d(\ln(T/T_m))} \frac{\mu^*}{L_m} \left( \ln \frac{T}{T_m} - \frac{1}{\mu^*} \right), \quad (7)$$

$$\frac{L}{L_m} = \frac{\ln(T/T_m)}{\ln \frac{T}{T_m} - \frac{1}{\mu^*}}, \quad (8)$$

где  $L_m = D(Sr(\omega_p/\omega_q^2) - 1) \sim 60 \text{ \AA}$ ,  $T_m = T_c(L=0)$ ,  $\mu^* = \mu/(1 + D/L_m)$ .

Обозначим далее через  $\Delta \rho$  разность  $\rho(T, 120 \text{ кЭ}) - \rho(T, 0)$  (рис. 2, кривые 1, 2). Считая, что в первом приближении величина  $\Delta \rho$  пропорциональна объему сверхпроводящей фазы  $V_s$ , используем экспериментальную кривую  $\Delta \rho = f(T)$  для оценки производной в (7). Для отыскания функции  $F(L)$  необходимо задать также кулоновскую константу  $\mu^*$ . С учетом зонных параметров антимида галлия [9] и характерной величины концентрации  $p \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$  (см. таблицу) оценка дает величину  $\mu^* \sim 0.35$ , которая использовалась при проведении расчетов. Результаты численных расчетов функции  $F(L)$  приведены на рис. 4 (кривая 1). Отчетливые осо-

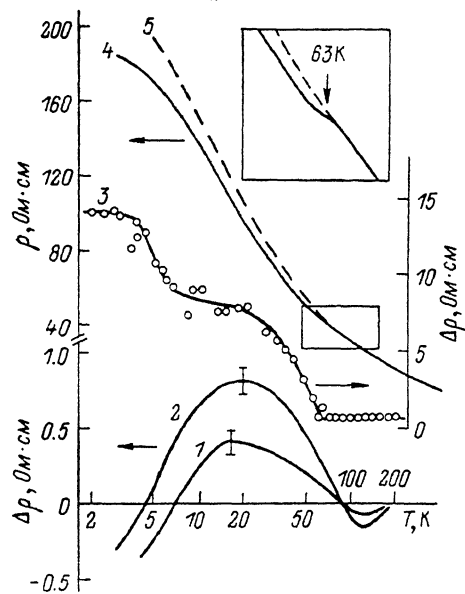


Рис. 5. Температурные зависимости магнитосопротивления  $\Delta \rho(T, H_0)$  в  $(a\text{-GaSb})_{0.7}(k\text{-GaSb})_{0.3}$  (1 — 8, 2 — 24, 3 — 120 кЭ) и удельного сопротивления  $\rho(T, H_0)$  (4 — 0, 5 — 120 кЭ).

бенности на кривой  $F(L)$  наблюдаются в окрестности  $L \sim 0.5 \div 0.6 L_m$  и соответствуют в пределах используемого приближения переходу в сверхпроводящее состояние частиц смеси АКП с линейными размерами  $\sim 30 \div 40 \text{ \AA}$ . (Здесь и далее мы пользуемся оценкой [4]  $L_m \sim 60 \text{ \AA}$ . Отметим, что данные рентгеновских исследований позволяют оценить характерный размер кристаллических областей в системе величиной  $\sim 100 \text{ \AA}$  [6]). Наиболее интересным представляется поведение  $F(L)$  в области малых  $L$ , где  $F(L)$  также отлична от нуля (рис. 4). Согласно (7), (8), это означает, что в смеси АКП с  $x \simeq 0.3$  присутствуют сверхпроводящие области, соответствующие сильноному разупорядочению и, следовательно, более высокой критической температуре  $T_c(x)$  [см. (8) и вставку на рис. 4]. В результате в рамках этого подхода получают объяснение аномалии ПМС (рис. 2, 3) во всем температурном диапазоне  $1.7 \div 300 \text{ К}$ . Отжиг образцов  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$  приводит к уменьшению содержания аморфной фазы, т. е. к увеличению параметра  $L$  и, как следствие, к подавлению сверхпроводимости (см. вставку на рис. 4).

Далее в рамках предсказаний [4], дополненных (7), (8), представляет интерес исследование образцов системы  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$  в окрестно-

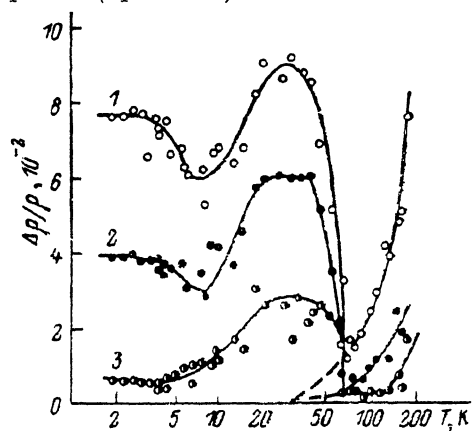


Рис. 6. Температурные зависимости магнитосопротивления  $\Delta \rho/\rho = f(T, H_0)$  в  $(a\text{-GaSb})_{0.7}(k\text{-GaSb})_{0.3}$ .  $H_0$ , кЭ: 1 — 120, 2 — 80, 3 — 43.

сти составов  $x \sim 1$ , поскольку в [4] усиление неравенства  $L < 60 \text{ \AA}$  должно приводить к усилению сверхпроводящих свойств смеси АКП.

В связи с этим нами исследовались образцы аморфного антимонида галлия  $x \simeq 0.7$  (составы с диэлектрической стороны перехода металл—изолятор [6]), для которых выполняется условие  $\epsilon_F < \epsilon_c$  ( $\epsilon_F$  и  $\epsilon_c$  — уровень Ферми и порог подвижности). Температурные зависимости удельного сопротивления в этом случае характеризуются наличием активационного участка роста  $\rho$  с понижением температуры (рис. 5; см. также [6]). Как и для составов  $x \simeq 0.3$ , на кривых  $\rho(T)$   $(a\text{-GaSb})_{0.7}(k\text{-GaSb})_{0.3}$  присутствуют особенности, трансформирующиеся под действием магнитного поля. Приложенное внешнее магнитное поле  $H \simeq 120 \text{ кЭ}$  частично «подавляет» «плечо» на кривых удельного сопротивления в окрестности  $T_m \simeq 65 \text{ К}$  и «выявляет» низкотемпературную ( $T \sim 10 \text{ К}$ ) аномалию  $\rho(T)$  (рис. 5, кривая 3). Полевые зависимости магнитосопротивления  $\Delta\rho(T_0, H) = \rho(T_0, H) - \rho(T_0, 0)$  ведут себя следующим образом. В интервале полей  $H \leq 40 \text{ кЭ}$  при гелиевых температурах  $T \leq 10 \text{ К}$  наблюдается слабое отрицательное магнитосопротивление. Амплитуда ПМС в полях  $H > 80 \text{ кЭ}$  является монотонно убывающей функцией температуры (см. также рис. 5), причем отношение  $r = \Delta\rho(T, 120 \text{ кЭ}) / \Delta\rho(100 \text{ К}, 120 \text{ кЭ})$  достигает величины  $\sim 30$  при  $T \leq 3 \text{ К}$ .

Представление экспериментальных данных рис. 5 в традиционно используемом виде  $\Delta\rho/\rho = f(T, H)$  приводит к появлению нескольких участков резкого изменения  $\Delta\rho/\rho$  на кривых магнитосопротивления как функции температуры рис. 6. Наиболее отчетливые особенности связаны с аномалиями  $\rho(T, H)$  при  $T_m \simeq 65$  и  $T_c \simeq 6 \text{ К}$ . В целом вид кривых  $\Delta\rho/\rho = f(T, H)$  (рис. 6) становится понятным, если предположить, что ПМС и активационный участок зависимости  $\rho(T)$  обусловлены вкладом различных фаз, присутствующих в  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$ . Тогда «активационный» вклад в  $\rho(T, H)$ , доминирующей в смеси при  $x \simeq 0.7$  полупроводниковой  $a\text{-GaSb}$ -фазы, «шунтирует» сверхпроводящие включения  $k\text{-GaSb}$ . Сверхпроводимость частиц  $k\text{-GaSb}$  в матрице аморфного антимонида галлия интерпретируется в рамках [4], причем кристаллический GaSb сам по себе не обладает сверхпроводящими свойствами.

Как и для образцов  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$  составов  $x \simeq 0.3$ , в аморфном антимониде галлия  $x \simeq 0.7$  при температуре жидкого гелия нами обнаружено диамагнитное поведение намагниченности  $M(H)$  во внешнем поле. Таким образом, сверхпроводящая фаза с  $T_c \simeq 5\text{--}7 \text{ К}$  является общей для образцов разных составов и, по-видимому, отвечает определенному ( $L \simeq 30\text{--}40 \text{ \AA}$ ) размеру частиц смеси АКП.

Проанализируем полученные данные рис. 5, 6 по схеме [4] (7), (8). Численный расчет позволяет аналогично  $(a\text{-GaSb})_{0.3}(k\text{-GaSb})_{0.7}$  найти функцию распределения сверхпроводящих частиц по размерам  $F(L)$  в смеси АКП с разупорядочением  $x \simeq 0.7$ . Зависимость  $F(L)$  для  $(a\text{-GaSb})_{0.7}(k\text{-GaSb})_{0.3}$  также имеет узкий пик в окрестности  $L \simeq 0.5L_m$ , однако в области малых размеров  $F(L)$  (рис. 4, кривая 2) ведет себя существенно иначе. Как видно из рис. 4, степень разупорядоченности смеси АКП влияет в первую очередь на концентрацию сверхпроводящих областей  $k\text{-GaSb}$  с  $L < 40 \text{ \AA}$ . В рамках используемого подхода уменьшение характерного размера  $L$  в системе, т. е. усиление неравенства  $L \leq 60 \text{ \AA}$  [4], увеличивает сверхпроводящие свойства  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$  (см. вставку на рис. 4) и повышает критическую температуру  $T_c$ . В связи с этим особенность на кривых магнитосопротивления при  $T_m \simeq 65 \text{ К}$  в  $(a\text{-GaSb})_{0.7}(k\text{-GaSb})_{0.3}$  интерпретируется как переход в сверхпроводящее состояние частиц  $k\text{-GaSb}$  с характерным размером  $L \simeq 10 \text{ \AA}$ . В зависимости от концентрации таких частиц в смеси АКП варьируется величина эффекта, регистрируемого при изменении электрических и магнитных свойств исследуемых образцов в температурном интервале  $T > 10 \text{ К}$ . Смещение точки излома  $T_m$  на кривых  $\Delta\rho = f(T, H_0)$  (рис. 5)

низ по шкале температур под действием внешнего магнитного поля также свидетельствует в пользу сверхпроводящей природы перехода при  $T = T_m$ . Для  $(a\text{-GaSb})_{0.7}(k\text{-GaSb})_{0.3}$  резкое усиление ПМС ниже  $T_m$  наблюдается на фоне небольшого (0.1–0.5 %) отрицательного магнитосопротивления, отвечающего, по-видимому, «локализационному» вкладу полупроводниковой  $a\text{-GaSb}$  фазы в магнитосопротивление системы. С этим вкладом также связаны особенности ОМС в полях  $H < 40$  кЭ при гелиевых температурах (рис. 5).

Таким образом, нами обнаружены и исследованы гальваномагнитные свойства в системе  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$ , представляющей собой смесь аморфной и кристаллической полупроводниковых фаз. На основании анализа в рамках [4] схемы (7), (8) показано, что вся совокупность экспериментальных данных может быть интерпретирована как проявление туннельного механизма экситонной сверхпроводимости. В этом случае, естественно, возникает вопрос о том, можно ли создать ситуацию, когда в системе  $(a\text{-GaSb})_x(k\text{-GaSb})_{1-x}$  имеет место протекание по сверхпроводящей фазе и при  $T < T_c$ ,  $\rho(T) = 0$ . Из предыдущего рассмотрения ясно, что для усиления сверхпроводящих свойств необходимо существенно повысить степень диспергированности системы. Однако с увеличением «степени изорванности» случайного потенциала будут усиливаться также и локализационные свойства. В условиях возможной конкуренции между локализацией и сверхпроводимостью весьма вероятно, что кулоновское отталкивание подавит сверхпроводимость раньше, чем наступит протекание. Кроме того, в системах типа «сэндвич» важно, чтобы сверхпроводящие и диэлектрические области были бы распределены в пространстве некоторым оптимальным образом [4], что также может наложить ограничения на максимальную концентрацию сверхпроводящей фазы. Выяснение этих вопросов требует проведения дополнительных исследований.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность А. А. Мишакову и Ю. В. Бугославскому за проведение магнитных измерений. Авторы глубоко признательны В. И. Ларчеву и Г. Г. Скроцкой за предоставление образцов  $a\text{-GaSb}$  и С. В. Поповой за многочисленные и полезные дискуссии.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Моцалков В. В. Высокотемпературные сверхпроводники. М.: Знание, сер. Физика, 1987, № 9. 64 с.
- [2] Проблема высокотемпературной сверхпроводимости / Под ред. В. Л. Гинзбурга, Д. А. Киржница. М.: Наука, 1977. 400 с.
- [3] Allender D., Bray J., Bardin J. Phys. Rev. B, 1973, vol. 7, N 3. p. 1020–1029.
- [4] Han Ru-qi, Han Ru-Shan, Liu Fu-siu, Chao Chung-hsien. J. Non-Cryst. Sol., 1980, vol. 35–36, p. 141–145.
- [5] Ларчев В. И., Мельник Н. Н., Попова С. В. и др. Краткие сообщения по физике, 1985, № 1, с. 7.
- [6] Александрова М. М., Демишев С. В., Косичкин Ю. В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 43, № 4, с. 182–184.
- [7] Demishev S. V., Kosichkin Yu. V., Lyapin A. G., и др. J. Non-Cryst. Sol., 1987, vol. 97–98, p. 1459–1462.
- [8] Anderson P. W., Muttalib K. A., Ramakrishnan T. V. Phys. Rev. B., 1983, vol. 28, N 1, p. 117–120.
- [9] Аскеров Б. Н. Электронные явления переноса в полупроводниках. М.: Наука, 1985. 320 с.

Институт общей физики АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
3 мая 1988 г.  
В окончательной редакции  
25 июля 1988 г.