

Сверхпроводимость сплавов $\text{Sn}_{0.62}\text{Pb}_{0.33}\text{Ge}_{0.05}\text{Te}$, легированных In

© С.А. Немов, П.А. Осипов, В.И. Прошин, Р.В. Парфеньев*, Д.В. Шамшур*, Н.П. Шайнова**

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия** Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,
191186 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 12 января 2000 г.)

В сплаве $\text{Sn}_{0.62}\text{Pb}_{0.33}\text{Ge}_{0.05}\text{Te}$, легированном 5 и 10 at.% In, изучены коэффициенты Холла, термоэдс и удельное сопротивление. В образцах с концентрацией дырок $p \geq 1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ обнаружен сверхпроводящий переход с максимальной критической температурой $T_C \sim 4 \text{ K}$. Установлено, что зависимость T_C от концентрации дырок носит пороговый характер. Практически одновременно с появлением сверхпроводимости наблюдается рост удельного сопротивления и резкое уменьшение коэффициента термоэдс. Обнаруженные особенности экспериментальных данных указывают на существование полосы резонансных состояний In на фоне разрешенного спектра валентной зоны и на наличие интенсивного резонансного рассеяния дырок в примесные состояния. Пороговый характер зависимости $T_C(p)$ связан с заполнением дырками резонансных состояний. Наблюдается положительная корреляция между интенсивностью резонансного рассеяния и величиной критической температуры.

Настоящая работа является продолжением исследований электрофизических свойств сплавов $\text{Sn}_{0.62}\text{Pb}_{0.33}\text{Ge}_{0.05}\text{Te}$ с примесью In, начатых в [1]. Исследования проводились как на объемных, так и на пленочных образцах. Массивные образцы были изготовлены металлокерамическим методом и подвергнуты гомогенизирующему отжигу при температуре 650°C в течение 120 h. В дальнейшем они были использованы в качестве шихты для изготовления тонких слоев на слюде методом импульсного лазерного напыления [1]. Измерения электропроводности, коэффициентов Холла и термоэдс объемных и пленочных образцов показали, что они характеризуются близкими значениями кинетических коэффициентов при сопоставимых концентрациях носителей тока. В области низких температур 0.4–4.2 K изучены зависимости удельного сопротивления ρ в отсутствие и при наличии магнитного поля $H \leq 13 \text{ kOe}$. Концентрация дырок p определена из данных по эффекту Холла при комнатной температуре по формуле

$$p = (eR)^{-1}, \quad (1)$$

где R — коэффициент Холла. Исследованные образцы и слои имели дырочную проводимость с концентрацией носителей тока в диапазоне $3 \cdot 10^{19} - 6 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

Проведенные измерения зависимостей $\rho(T, H)$ показали, что только образцы с концентрацией дырок $p \geq 1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ переходят в сверхпроводящее состояние (рис. 1). Критическая температура T_C сверхпроводящего перехода определялась на уровне $0.5\rho_N$ (где ρ_N — остаточное сопротивление перед сверхпроводящим скачком). Зависимость T_C от концентрации дырок, приведенная на рис. 2, имеет ярко выраженный пороговый характер.

Отметим, что в SnTe, GeTe и твердых растворах на их основе без примеси In также наблюдается сверхпроводящий переход. Однако он характеризуется на порядок

меньшими критическими температурами и критическими магнитными полями, причем зависимость $T_C(p)$ имеет широкий пологий максимум [2].

Появление сверхпроводимости в сплавах $\text{Sn}_{0.62}\text{Pb}_{0.33}\text{Ge}_{0.05}\text{Te}:\text{In}$ при $p \geq 1.5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ нельзя связать с расположением уровня Ферми ε_F в дополнительном экстремуме валентной зоны. В роли подобного экстремума мог бы выступать ближайший по концентрации дырок в валентной зоне Δ -экстремум. Однако, согласно [1], его заполнение дырками начинается при $p \geq 4.5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ (рис. 2), а концентрация дырок, при которой появляется сверхпроводимость в

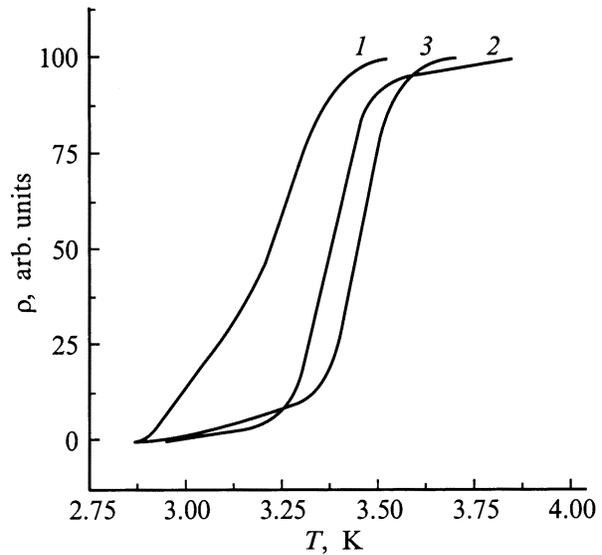


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления ρ образцов сплавов $\text{Sn}_{0.62}\text{Pb}_{0.33}\text{Ge}_{0.05}\text{Te}:\text{In}$. Концентрация дырок p (10^{21} cm^{-3}): 1 — 1.5, 2 — 2.25, 3 — 3.1 соответственно.

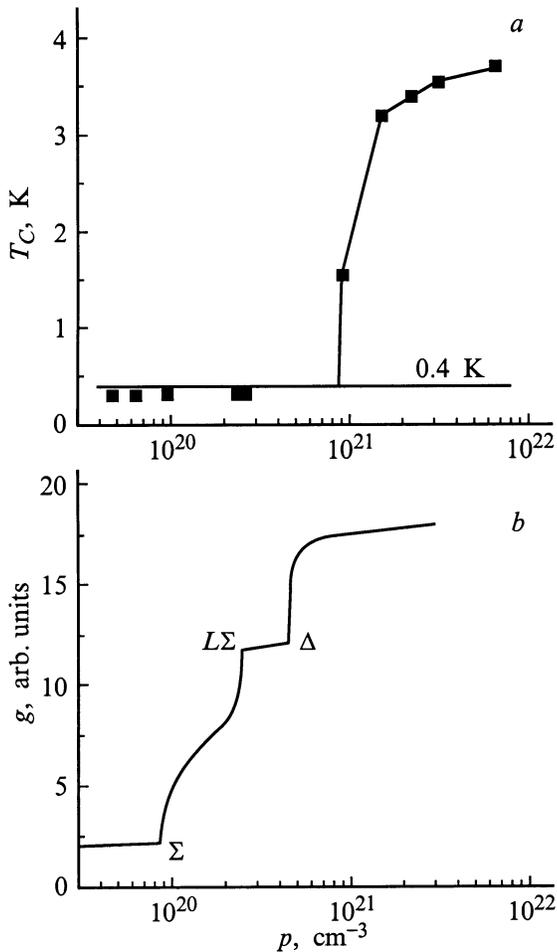


Рис. 2. Зависимость критической температуры T_C (a) и функции плотности состояний g (b) в сплавах $\text{Sn}_{0.62}\text{Pb}_{0.33}\text{Ge}_{0.05}\text{Te}:\text{In}$ от концентрации дырок p . Образцы, изображенные точками, при $T < 0.4$ K не перешли в сверхпроводящее состояние.

исследованных сплавах, $p \approx 1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Пороговый характер зависимости $T_C(p)$ и столь же высокие параметры сверхпроводящего перехода T_C и H_{C2} ранее наблюдались в $\text{SnTe}:\text{In}$ [3] и в $\text{PbTe}:\text{Tl}$ [4] и были связаны с расположением уровня Ферми в полосе примесных резонансных состояний In и Tl [5] соответственно. Поэтому, как и в [3,5], сверхпроводимость в сплаве $\text{Sn}_{0.62}\text{Pb}_{0.33}\text{Ge}_{0.05}\text{Te}:\text{In}$ естественно связать с примесными резонансными состояниями.

Дополнительным аргументом существования в сплаве $\text{Sn}_{0.62}\text{Pb}_{0.33}\text{Ge}_{0.05}\text{Te}:\text{In}$ полосы резонансных состояний индия с краем в области $p \approx 1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ служат данные по удельному сопротивлению и термоэдс, приведенные на рис. 3. Из рис. 3 видно, что при $p \geq 1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ при близких концентрациях дырок практически одновременно с появлением сверхпроводимости сплавов происходит значительное уменьшение термоэдс и подъем удельного сопротивления. Эти данные согласуются с представлениями о существовании полосы примесных резонансных состояний и о резонансном рассеянии дырок в эти состо-

яния [5]. В самом деле, одним из характерных признаков существования примесных резонансных состояний является эффективное резонансное рассеяние носителей заряда в полосу примесных состояний, которое приводит к появлению характерного минимума на энергетической зависимости времени релаксации $\tau(\varepsilon)$ (рис. 3). Минимум $\tau(\varepsilon)$ приводит к появлению максимума на зависимости $\rho(\varepsilon_F)$, так как $\rho \sim 1/\tau(\varepsilon_F)$, и глубокого минимума на зависимости $S(\varepsilon_F)$, термоэдс в вырожденном образце в случае квадратичного закона дисперсии описывается выражением

$$S = \frac{k_0 \pi^2 k_0 T}{e^3 \varepsilon_F} \left(\frac{d \ln \tau}{d \ln \varepsilon} \Big|_{\varepsilon=\varepsilon_F} + \frac{3}{2} \right). \quad (2)$$

Поэтому при входе уровня Ферми в полосу резонансных состояний должен наблюдаться подъем удельного сопротивления и резкое падение термоэдс. Эти модельные представления находятся в согласии с экспериментальными данными для сплава $\text{Sn}_{0.62}\text{Pb}_{0.33}\text{Ge}_{0.05}\text{Te}:\text{In}$ (рис. 3). Следует отметить также, что наблюдается отчетливо выраженная положительная корреляция между

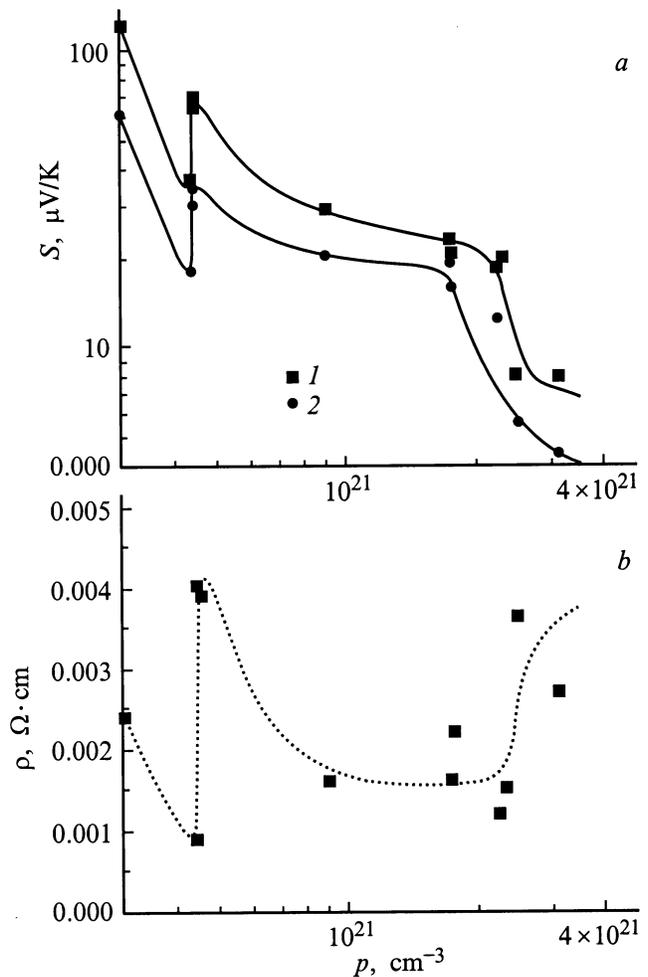


Рис. 3. Зависимости коэффициента термоэдс (a) и удельного сопротивления (b) в сплавах $\text{Sn}_{0.62}\text{Pb}_{0.33}\text{Ge}_{0.05}\text{Te}:\text{In}$ от концентрации дырок. T (K): 1 — 300, 2 — 120.

резонансным рассеянием и сверхпроводящим переходом с рекордной для полупроводников критической температурой $T_C \sim 3-4$ К.

Таким образом, выполненные в работе исследования свидетельствуют о наличии полосы резонансных состояний In на фоне разрешенного спектра дырок в твердом растворе $\text{Sn}_{0.62}\text{Pb}_{0.33}\text{Ge}_{0.05}\text{Te}:\text{In}$. Установлено, что при расположении уровня Ферми в полосе примесных состояний In наблюдается резонансное рассеяние дырок и появляется сверхпроводимость с критическими температурами $T_C \sim 3-4$ К.

Список литературы

- [1] С.А. Немов, С.Ф. Мусихин, П.А. Осипов, В.И. Прошин. ФТТ **42**, 4, 623 (2000).
- [2] М. Коэн, Г. Глэдстоун, М. Йенсен, Дж. Шриффер. Сверхпроводимость полупроводников и переходных металлов. Мир, М. (1972). 316 с.
- [3] Г.С. Бушмарина, И.А. Драбкин, В.В. Компаниец, Р.В. Парфеньев, Д.В. Шамшур, М.А. Шахов. ФТТ **28**, 4, 1094 (1986).
- [4] И.А. Черник, С.Н. Лыков, Н.И. Гречко. ФТТ **24**, 10, 2931 (1982).
- [5] С.А. Немов, Ю.И. Равич. Успехи физических наук **168**, 8, 817 (1998).