

ЭФФЕКТ ХОЛЛА И ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В $Pb_{1-x}Sn_xTe$ С ИНДИЕМ

*В.С.Виноградов, И.Д.Воронова, Г.А.Калужная,
Т.Ш.Рагимова, А.П.Шотов*

Из измерений постоянной Холла в $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с $C_{In} > 0,5$ ат.% при $4,2 < T < 300K$ установлено, что In сильно увеличивает число состояний вблизи дна зоны проводимости; увеличивает ширину запрещенной зоны и существенно не влияет на положение зоны тяжелых дырок. Предлагается двухминимумная модель, объясняющая долговременную релаксацию фотопроводимости и особенности электрических свойств материала.

Введение индия в твердые растворы $Pb_{1-x}Sn_xTe$ резко меняет свойства исходного полупроводника. В легированном индием материале при низких температурах обнаружен ряд новых явлений: сильное влияние света на проводимость, сопровождающееся ее долговременной релаксацией [1], N-образность вольт-амперных характеристик, снятых при освещении образцов [2], возникновение неравновесных состояний в сильных магнитных полях [3] и т. д.

В настоящей работе приводятся результаты исследования эффекта Холла в широкой области температур $4,2 < T < 300\text{K}$ в темноте и при освещении. Предлагается двухминимумная модель примесных состояний, объясняющая особенности гальваномагнитных и фотоэлектрических явлений в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$.

Исследования проводились на образцах $n\text{-Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с $x = 0,18$; $x = 0,22$; $x = 0,25$ и $x = 0,30$, легированных индием с концентрацией $0,5 < C_{\text{In}} < 2,7$ ат.%. По характеру температурной зависимости постоянной Холла R_x исследованную область температур можно разделить на три части.

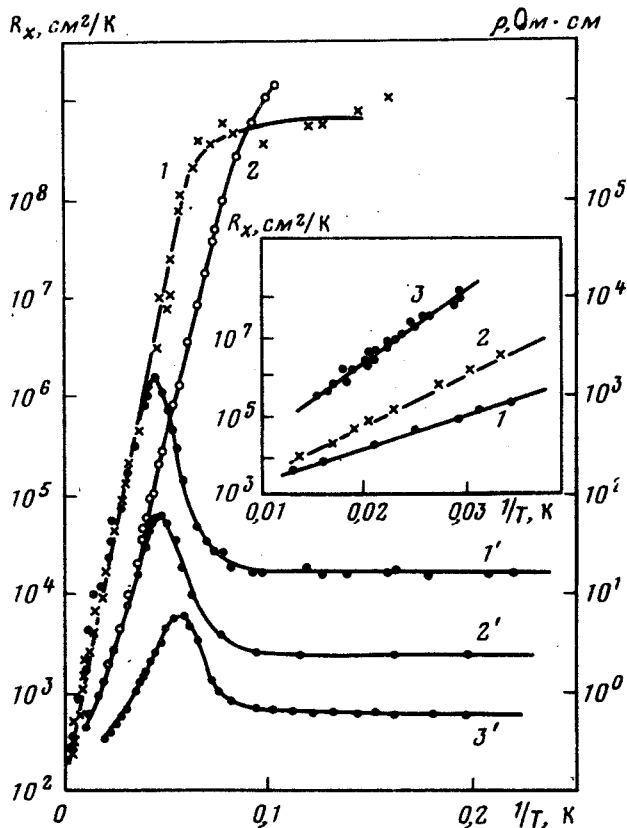


Рис. 1. Зависимости постоянной Холла R_x и удельного сопротивления ρ от $1/T$: кривые 1, 2 — $R_x^{\text{тем}}$ и $\rho^{\text{тем}}$, кривые 1', 2' — $R_x^{\text{св}}$ и $\rho^{\text{св}}$ — темновые и световые значения для образца с $x = 0,22$ и $C_{\text{In}} \approx 0,7$ ат.%; кривая 3 — $\rho^{\text{св}}$ для образца с $x = 0,20$, легированного цинком. Вставка: кривые 1, 2, 3 — R_x для образцов с $x = 0,22$ и $C_{\text{In}} \approx 0,7$ ат.%; $C_{\text{In}} = 1,0$ ат.%, и $C_{\text{In}} = 2,7$ ат.%, соответственно

I. Область $T < 20\text{K}$ характеризуется нестабильностью значений R_x и удельного сопротивления ρ , измеренных в темноте (образец полностью экранирован от внешнего излучения): эти величины приходят к стационарному значению в течение длительного времени. В этой области образцы весьма чувствительны к освещению и обладают остаточной фотопроводимостью. При оптическом возбуждении инжекционным ИК лазером было установлено, что красная граница фотопроводимости лежит при $\lambda > 20$ мкм. На рис. 1 приведены зависимости R_x от $1/T$, измеренные в темноте — $R_x^{\text{тем}}$ (кривая 1) и при освещении (тепловое излучение фона комнатной температуры) — $R_x^{\text{св}}$ (кривая 1'). Как видно, $R_x^{\text{тем}}$ монотонно растет с понижением T , тогда как $R_x^{\text{св}}$ проходит через максимум и уменьшается при $T < 20\text{K}$. На рис. 1 приведено также удельное

сопротивление этого же образца $\rho^{\text{тем}}$ (кривая 2) и $\rho^{\text{св}}$ (кривая 2'). Видно, что соответствующие зависимости подобны. Влияние освещения при низких температурах на кристаллы $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ проявляется не только при легировании In, но и другими примесями. На рис. 1 показано $\rho^{\text{св}}$ одного из образцов, легированного цинком (кривая 3). Можно отметить, что наблюдавшиеся в работах [4, 5] подобные зависимости R_x с максимумом при $T \approx 20 + 40\text{K}$, по-видимому, связаны с неполной экранировкой образцов от внешнего излучения в процессе измерения.

II. В области $20 < T < 100\text{K}$ темновые и световые значения величин R_x и ρ совпадают. Наклон $\lg R_x = f(1/T)$ (рис. 1, вставка) зависит от C_{In} и составляет 15; 23 и 37 мЭВ для образцов с $x = 0,22$ и $C_{\text{In}} \approx 0,7$; $C_{\text{In}} = 1,0$ и $C_{\text{In}} = 2,7$ ат.% соответственно.

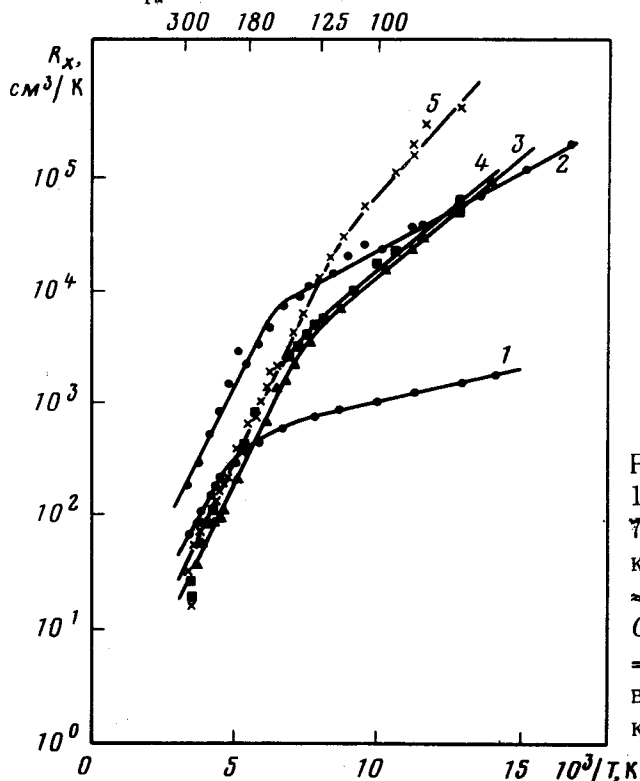


Рис. 2. Зависимости R_x от $1/T$ в области температур $77 < T < 300\text{K}$ для образцов: кривая 1: $x = 0,18$, $C_{\text{In}} \approx 1$ ат.%; кривая 2: $x = 0,22$, $C_{\text{In}} \approx 1$ ат.%, кривая 3: $x = 0,22$, $C_{\text{In}} \approx 1,6$ ат.%; кривая 4: $x = 0,25$, $C_{\text{In}} \approx 1$ ат.%; кривая 5: $x = 0,30$, $C_{\text{In}} \approx 1$ ат.%

III. В области $100 < T < 300\text{K}$ зависимость R_x от $1/T$ приведена на рис. 2. Наклон линейных участков кривых $\lg R_x = f(1/T)$ не зависит от x и C_{In} . Однако, абсолютные значения R_x тем меньше, чем больше C_{In} .

Расчет концентрации из значений R_x с учетом трех типов носителей (электронов, легких и тяжелых дырок) показывает, что вкладом дырок можно пренебречь из-за их меньшей подвижности [6]. Концентрацию термически возбужденных электронов в этой области температур можно считать собственной

$$n = \sqrt{N_e N_v} \exp(-\Delta E / 2kT) \quad (1)$$

причем эффективные плотности состояний для зоны проводимости и валентной зоны легких дырок при 300K $N_e \approx N_v \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, для зоны

тяжелых дырок $N_v T \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Величины N_c и N_v могут иметь и большие значения, если они включают примесные состояния, слившиеся с зонами. ΔE — энергетическая щель между заполненными и пустыми состояниями.

Из сопоставления экспериментальных данных с формулой (1) $\Delta E \approx 200 \text{ мэВ}$, а $\sqrt{N_c N_v} \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ при 300К. Такая большая величина может быть получена лишь при переходах из валентной зоны тяжелых дырок на примесный уровень с $N_{ур} \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ у края зоны проводимости. Эта величина не противоречит также случаю, когда у потолка валентной зоны и края зоны проводимости имеются примесные уровни с $N_{ур} \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Рассчитанная плотность примесных состояний увеличивается с ростом C_{In} при одинаковых x (кривые 2 и 3) на рис. 2.

Следует отметить, что в зависимостях R_x от $1/T$ не наблюдается наклона, соответствующего переходам из зоны легких дырок. Из этого можно сделать вывод, что легирование индием при $C_{In} > 0,5 \text{ ат.}\%$ увеличивает ширину запрещенной зоны. Об этом свидетельствуют также результаты измерений края оптического поглощения. В области $T > 100 \text{ К}$ необычной является также и весьма разная зависимость подвижности электронов от температуры: $\mu \sim T^{-3} + T^{-4}$.

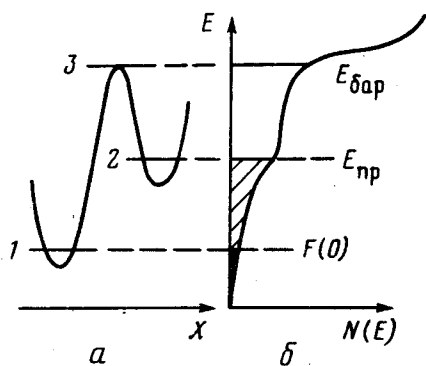


Рис. 3. Потенциальный рельеф (а) и плотность состояний (б) в примесной зоне. $F(0)$ — уровень Ферми при $T = 0 \text{ К}$; $E_{пр}$ — уровень протекания; $E_{бар}$ — верхина потенциального барьера

Для объяснения наблюдаемых закономерностей будем считать, что потенциальный рельеф дна зоны проводимости имеет вид, изображенный на рис. 3, а. Отвлекаясь пока от происхождения этого рельефа, считаем, что состояния 1 — непроводящие, а 2, 3 — проводящие. Состояния 1 и 2 разделены потенциальным барьером. При обработке экспериментальных результатов в соответствии с этой схемой для образца с $x = 0,22$ и $C_{In} \approx 0,7 \text{ ат.}\%$ получены следующие значения эффективных плотностей состояний $N_1 = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_2 = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_3 = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и энергетических зазоров $\Delta_{12} \approx 30 \text{ мэВ}$, $\Delta_{23} \approx 17,6 \text{ мэВ}$. В предположении электронного туннелирования была оценена из экспериментальных данных ширина барьера, оказавшаяся равной $3 \cdot 10^{-6} \text{ см}$. Эта величина в десять раз больше расстояния $N_3^{-1/2}$, близкого к межпримесному, и почти точно совпадает с половиной расстояния между ямами типа 1, т. е. $0,5 N_1^{-1/2}$. Приведенные числа дают основание считать, что потенциальный рельеф на рис. 3, а возникает, в основном, из-за крупномасштабных флуктуаций примесного распределения. Таким образом, можно полагать, что при введении индия в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ вблизи дна зоны про-

димости образуется пустая примесная зона с общим числом состояний (N_3), сравнимым с C_{In} . Это может быть в случаях, когда In является глубоким акцептором или многозарядным центром с пустым верхним и заполненным нижним состоянием у края тяжелых дырок. Донорное же действие индия в p - $Pb_{1-x}Sn_xTe$ может объясняться тем, что он "затыкает" вакансии металла, являющиеся поставщиками дырок. Плотность состояний у края зоны проводимости изображена на рис. 3, б. При $T = 0$ за счет дефектов, отличных от In (возможно, вакансии Te) заполняется малая часть непроводящих состояний (1) с $E > F(0)$, где $F(0)$ — уровень Ферми. В области $T < 100$ K энергия активации в ρ и R_x определяется энергетическим расстоянием от состояний (1) до уровня протекания $E_{пр}$. Наличие барьера между состояниями (1) и (2) объясняет максимум в зависимостях ρ^{CB} , R_x от $1/T$, а также долговременную релаксацию. Наибольшую плотность имеют состояния с энергией $E > E_{бар}$. Эти состояния проявляются при $T > 100$ K (рис. 2) и дают большой предэкспоненциальный множитель в формуле (1). Недавно в [7, 8] было предложено объяснение аномальных свойств $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$, использующее возникновение потенциального барьера при автолокализации электрона на примеси. Подобная модель [9] также применялась для объяснения свойств остаточной фотопроводимости в $Al_xGa_{1-x}As$. При объяснении свойств $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ мы отдаем предпочтение модели флуктуационного потенциала, однако в то же время не можем полностью исключить и модель [7 — 9].

Авторы благодарят Б.М.Вула за обсуждение работы и ценные замечания.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 мая 1980 г.

Литература

- [1] Б.М.Вул, И.Д.Воронова, Г.А.Калюжная, Т.С.Мамедов, Т.Ш.Рагимова. Письма в ЖЭТФ, 29, 21, 1979.
- [2] И.Д.Воронова, Б.М.Вул, Г.А.Калюжная, Т.Ш.Рагимова, А.П.Шотов. Тезисы докл. на конф. "Фотоэлектрические явления в полупроводниках". Ужгород, 1979, стр. 79.
- [3] Б.А.Акимов, Н.Б.Брандт, С.А.Богословский, Л.И.Рябова, С.М.Чудинов. Письма в ЖЭТФ, 29, 11, 1979.
- [4] С.Н.Чашин, Н.С.Барышев, И.П.Гужова, Л.Н.Ежова, Ю.С.Харисовский. ФТП, 12, 2404, 1978.
- [5] K.Weiser, A.Klein, M.Ainhorn. Appl. Phys. Lett., 34, 607, 1979.
- [6] O.Ohtsuki, K.Shinohara, O.Rynzan. Jap. J. of Appl. Phys., 9, 1180, 1970.
- [7] Б.А.Волков, В.В.Осипов, О.А.Панкратов. Тезисы доклада на конф. "Фотоэлектрические явления в полупроводниках", Ужгород, 1979, стр.77.
- [8] Ю.Каган, К.А.Кикоин. Письма в ЖЭТФ, 31, 367, 1930.
- [9] P.V.Lang, R.A.Logan. Phys. Rev. Lett., 39, 635, 1977.