

- [2] Evangelisty F., Fiorini P., Fortunato G., Giovanella C. — Sol. St. Commun., 1983, v. 47, N 2, p. 107—110.
- [3] Okamoto H., Kida H., Hamakava Y. — Phil. Mag. B, 1984, v. 49, N 3, p. 231—247.
- [4] Балагуров Л. А., Кютт Я. Я., Омеляновский Э. М., Осташко С. А., Стыс Л. Е., Фойгель М. Г. Особенности рекомбинации в аморфном гидрогенизированном кремнии. — ФТП, 1985, т. 19, в. 6, с. 1046—1051.
- [5] Стыс Л. Е., Фойгель М. Г. Особенности донорно-акцепторной рекомбинации в слабо легированных компенсированных полупроводниках. — ФТП, 1985, т. 19, в. 2, с. 217—223.
- [6] Леванюк А. П., Осипов В. В. Краевая люминесценция прямозонных полупроводников. — УФН, 1981, т. 133, в. 3, с. 427—478.
- [7] Балагуров Л. А., Карпова Н. Ю., Омеляновский Э. М., Пинскер Т. Н., Стариков М. Н. Энергетический спектр глубоких состояний в щели подвижности a -Si : H. — ФТП, 1986, т. 20, в. 4, с. 720—723.

Государственный
научно-исследовательский
и проектный институт
редкометаллической промышленности
Москва

Получено 9.03.1987
Принято к печати 12.06.1987

ФТП, том 22, вып. 1, 1988

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

p -PbTe<Ag>

Вейс А. Н., Гриневич А. В., Кайданов В. И., Мельник Р. Б.,
Немов С. А.

В немногочисленных работах [1-5], посвященных исследованию поведения примеси серебра в PbTe, отсутствуют единые представления о его легирующем действии. В частности, в работе [4] предполагается, что серебро создает квазилокальный уровень в валентной зоне (подобный уровню индия в PbTe [6]). В других работах такая возможность не рассматривалась. Более того, имеющиеся в литературе данные не позволяют сделать однозначный вывод о влиянии примеси Ag на энергетический спектр PbTe из-за несистематического характера выполненных исследований.

В настоящей работе приведены результаты исследования явлений переноса (удельной электропроводности σ , коэффициентов Холла R , термоэдс α_0 и поперечного эффекта Нернста—Эттингсгаузена Q) в диапазоне температур 77—450 К на сериях образцов $Pb_{1-x}Ag_xTe_{1+y}$ с различным содержанием серебра (вплоть до 1 ат%) и избытка теллура ($y \leq x/2$). Исследована также спектральная зависимость коэффициента поглощения $\alpha(\hbar\omega)$ при комнатной температуре. Все исследованные образцы обладали дырочной проводимостью с концентрацией носителей $p_{77} \approx 3 \cdot 10^{18} \div 1.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (определенной из значения R_{77} при температуре $T=77 \text{ К}$).

Анализ результатов по явлениям переноса показал, что при $x \geq 0.001$ температурные и концентрационные зависимости коэффициентов R , α_0 и $Q/(k_0/e) R\sigma$ определяются концентрацией дырок p_{77} , а не химическим составом образцов. При этом температурные зависимости $R(T)$ и $\alpha_0(T)$, а также концентрационные зависимости $\alpha_0(p_{77})$ в исследованном температурном диапазоне в p -PbTe<Ag> и «чистом» теллуриде свинца (легированном сверхстехиометрическим теллуrom или примесью натрия в количестве $N_{Na} \leq 0.15 \text{ ат}\%$) оказались идентичными при одинаковых p_{77} (рис. 1). Это позволяет заключить, что легирование теллурида свинца серебром не оказывает заметного влияния на энергетический спектр дырок в PbTe. Кроме того, приведенные на рис. 1 данные не свидетельствуют в пользу существования в валентной зоне квазилокального или резонансного уровня, связанного с Ag. [На отсутствие особенностей в энергетической зависимости времени релаксации, являющихся одним из проявлений резонансных

уровней, указывают данные по $\alpha_0(T)$ и концентрационные зависимости $\alpha_0(p_{77})$, данные холловской и нернстовской подвижности].

Об этом же свидетельствуют оптические данные. О существовании уровней на фоне разрешенного спектра $p\text{-PbTe}\langle\text{Ag}\rangle$ можно судить по появлению специфических полос дополнительного поглощения (подобных наблюдавшимся в халькогенидах свинца с примесями III группы [6]). Как видно из рис. 2, в спектре $\alpha(\hbar\omega)$ $p\text{-PbTe}\langle\text{Ag}\rangle$ указанные особенности отсутствуют. Полоса поглощения при $\hbar\omega \approx$

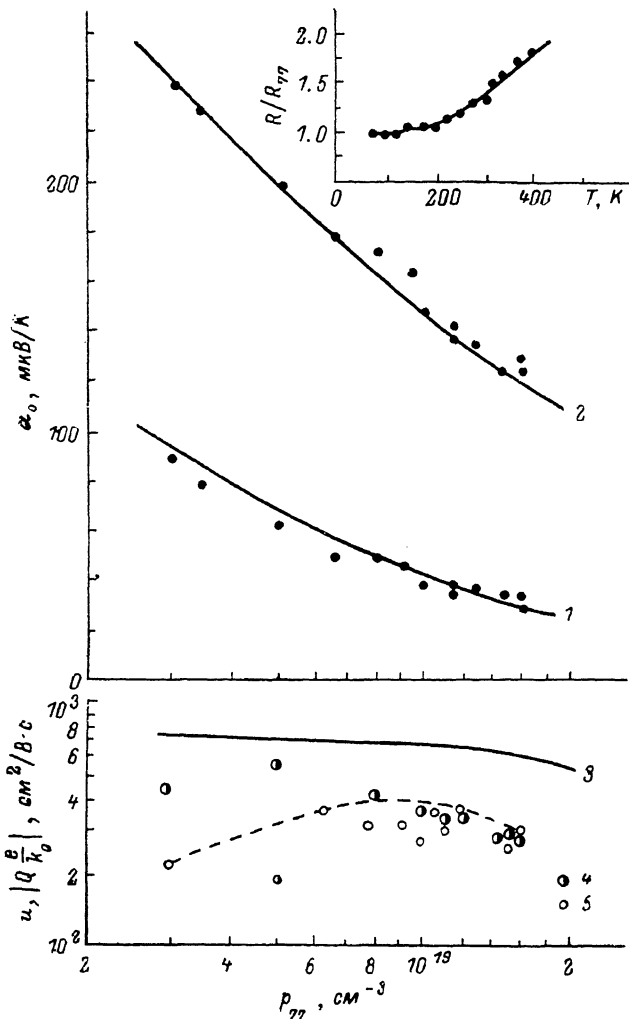


Рис. 1. Концентрационные зависимости коэффициента термоэдса α_0 (1, 2), холловской u (3, 4) и нернстовской $\left|Q \frac{e}{k_0}\right|$ (5) подвижности.

Точки — наши данные для $p\text{-PbTe}\langle\text{Ag}\rangle$, линии 1—5 — данные [8] для $p\text{-PbTe}\langle\text{Na}\rangle$. T, K : 1 — 120, 2—5 — 300. На вставке — температурная зависимость коэффициента Холла R/R_{77} . Точки — наши данные для $\text{PbTe}\langle\text{Ag}\rangle$ с $N_{\text{Ag}}=1 \text{ ат\%}$, линия — данные [9] для $\text{PbTe}\langle\text{Na}\rangle$. Концентрация дырок в обоих образцах равна $1.3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

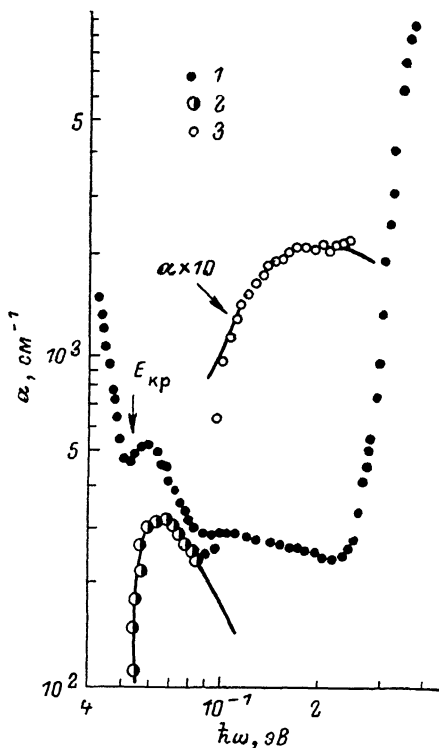


Рис. 2. Спектр коэффициента поглощения $\alpha(\hbar\omega)$ (1) в $p\text{-PbTe}\langle\text{Ag}\rangle$ при комнатной температуре.

2, 3 — компоненты дополнительного поглощения, связанные с комплексами (2) и переходами между неэквивалентными экстремумами валентной зоны (3). Точки — эксперимент, линии — расчет по формуле $\alpha \sim (\hbar\omega)^{-3} \sqrt{\hbar\omega - \epsilon_i}$ для комплексов и по формуле (4) работы [9] для переходов между Γ - и L -экстремумами валентной зоны.

$\approx 0.1 \div 0.2$ эВ связана с переходами между неэквивалентными экстремумами валентной зоны (зазор $\Delta\epsilon_p = 0.12$ эВ, что совпадает с данными для «чистого» PbTe [7]), а особенность с красной границей при $\hbar\omega = 0.053$ эВ — с комплексами [8]. Отметим, что ширина запрещенной зоны в $\text{PbTe}\langle\text{Ag}\rangle$ хорошо согласуется с общепринятым значением для теллурида свинца $\epsilon_g = 0.32$ эВ при комнатной температуре.

- [1] Ковальчик Т. Л., Маслоковец Ю. П. Влияние примесей на электрические свойства теллуристого свинца. — ЖТФ, 1956, т. 26, в. 11, с. 2417—2431.
 [2] Borisova L. D. — Phys. St. Sol. (a), 1979, v. 53, N 1, p. K19—K22.
 [3] Borisova L. D., Dimitrova S. K. — Phys. St. Sol. (a), 1980, v. 61, N 1, p. K25—K28.
 [4] Dawar A. L., Paradkar S. K., Kumar P., Taneja O. P., Mathur P. C. — Phys. St. Sol. (a), 1981, v. 68, N 1, p. 227—232.
 [5] Горина Ю. И., Зайнудинов С., Калюжная Г. А., Киселева К. В., Пашунина Ю. М., Юнович А. Э. Поведение примеси серебра в теллуриде свинца. — В кн.: Тез. докл. Совещ. по физике узкозонных полупроводников. М., 1985, с. 40.
 [6] Кайданов В. И., Равич Ю. И. Глубокие и резонансные состояния в полупроводниках типа $A^{\text{IV}}B^{\text{VI}}$. — УФН, 1985, т. 145, в. 1, с. 51—86.
 [7] Вейс А. Н., Уханов Ю. И. Исследование коэффициента поглощения в p -PbTe. — ФТП, 1976, т. 10, в. 7, с. 1315—1320.
 [8] Черник П. А., Кайданов В. И., Виноградова М. Н., Коломоец Н. В. Исследование валентной зоны теллурида свинца с помощью явлений переноса. — ФТП, 1968, т. 2, в. 6, с. 773—781.

Ленинградский
политехнический институт им. М. И. Калинина

Получено 25.05.1987
Принято к печати 15.06.1987

ФТП, том 22, вып. 1, 1988

ТЕРМОЭДС ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ СИЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИИ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОНОНОВ

Гасымов Т. М., Катанов А. А.

В [1] было найдено общее решение нестационарного кинетического уравнения для фононов в полупроводниках и полуметаллах с учетом разогрева носителей тока и фононов и их взаимного увлечения. Было показано, что в условиях сильного увлечения электронов и фононов при низких температурах или же в условиях акустической неустойчивости (АН) при любых температурах диффузионное приближение (ДП) не пригодно для решения кинетического уравнения фононов. Поэтому в настоящей работе в недиффузионном приближении теоретически исследована термоэдс примесного невырожденного полупроводника, находящегося в сильном электрическом E и неквантующем магнитном H полях при наличии градиентов температур электронов ∇T_e и акустических фононов ∇T_p . Учитываются разогрев электронов и фононов, а также их увлечение и взаимное увлечение. Спектр электронов предполагается кейновским в двухзонном приближении. Показано, что вблизи точки АН (т. е. при $u \rightarrow s_0$) резко растут фононные части термоэдс, связанные с обычным термоувлечением и взаимным увлечением электронов и фононов, что сильно отличается от решений аналогичных задач [2-5], полученных в ДП. Оказывается, что с приближением к точке АН вклад взаимного увлечения в термоэдс (величина второго порядка малости в ДП) становится сравнимым с вкладом термоувлечения, а в условиях АН больше него.

Поскольку хаотическая скорость электронов $v_T \gg v$, кинетическое уравнение электронов будем решать в ДП. Концентрацию электронов предположим достаточно большой, чтобы считать симметричную часть функции распределения электронов бальмановской с эффективной температурой $T_e(E)$.

Чтобы сохранить привычную схему расчета термоэдс, разобьем функции распределения фононов на симметричную и антисимметричную части:

$$N(q, u) = N_c(q, u) + N_a(q, u). \quad (1)$$