

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ И ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ в $p\text{-In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$, ЛЕГИРОВАННЫХ Zn

С.А. ЗЕЙНАЛОВ, С.Д. ДАМИРОВА, Б. А. ТАИРОВ.

Институт Физики им. академика Г.М. Абдуллаева

НАН Азербайджанской Республики

370143, г.Баку, пр. Г.Джавида 33

Zn-la aşqarlanmış $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$ bərk məhlullarının $80\div 500\text{K}$ temperatur intervalında Xoll əmsalı R , elektrikkeçirmə əmsalı σ və termoelektik əmsallarının (α_0) temperatur asılılığı tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, yükdaşıyıcıların dispersiyası parabolik qanuna tabedir. Müəyyənləşdirilmişdir ki, bütün aşqarlanmış nümunələrdə $T < 200\text{K}$ -də yükdaşıyıcılar aşqar ionlardan, $T > 200\text{K}$ -də isə həm də akustik fononlardan səpiolirlər.

На эквимольном составе твердых растворов $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$, легированного Zn, в интервале $80\div 500\text{K}$ исследованы температурные зависимости коэффициента Холла R , термоэд.с. α_0 и электропроводности σ . Определены концентрационная и температурная зависимости эффективной массы дырок. Установлено, что носители заряда валентной зоны $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$ подчиняются квадратичному закону дисперсии. Показано, что во всех легированных образцах при $T < 200\text{K}$ носители заряда рассеиваются на ионах примеси, а при $T > 200\text{K}$ значительный вклад вносит и рассеяние на акустических фононах.

With an equimolar composition of $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$ solid solutions doped by Zn in the range of 80 to 500K, temperature dependences of the Hall coefficient R , thermoelectric power α_0 and electrical conductivity σ have been investigated. Concentration and temperature dependences of hole effective mass have been determined. It has been established that charge carriers of the valence band in $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$ obey the quadratic dispersion law. It has been shown that in all doped samples at $T < 200\text{K}$ charge carriers are scattered by impurity ions, and at $T > 200\text{K}$, the scattering by acoustic phonons makes a significant contribution. Comparison experimental and computed data for the concentration dependence of the mobility allows one to suggest that at $p > 4 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$ also takes place the mixed mechanism of the charge carrier scattering.

ВВЕДЕНИЕ.

Антимониды индия и галлия и их твердые растворы привлекают внимание исследователей рядом своих особенностей: низкое значение теплопроводности, малая ширина запрещенной зоны, высокая подвижность и малая эффективная масса электронов, что позволяет применять их в датчиках ИК-излучения, термоэлектрогенераторах, генераторах Ганна и в датчиках Холла. Эти соединения обеспечивают возможность получения твердых растворов на их основе в широком интервале запрещенной зоны: от 0,18 до 0,7 эВ. Представляет также интерес изучение влияния легирования на свойства $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$, тем более в литературе практически отсутствуют сведения о подобных исследованиях. Нами в [1] для состава $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$, легированного Te, на основе концентрационной зависимости эффективной массы m_n^* было установлено, что электроны в зоне проводимости подчиняются не квадратичному закону дисперсии. Однако, остается не изученной поведение носителей валентной зоны этого же состава; легирование последнего акцепторными примесями позволило бы судить, об энергетическом спектре носителей заряда валентной зоны и о законе дисперсии дырок в твердом растворе $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ при $x=0,5$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Исследованные образцы были получены прямым синтезом исходных материалов: In 99,999%, Ga 99,999%, Sb (0000) и Zn (ч.д.а) в стехиометрическом составе в кварцевой ампуле, откаченной и заполненной спектрально чистым аргоном при давлении 10^5Па . Сплавление материалов производилось при $600\text{-}700\text{ }^\circ\text{C}$,

затем производилось зонное выравнивание с последовательностью проходов расплавленной зоны шириной $3\div 4\text{ мм}$ со скоростью $5,2$ и 1 мм/час при температуре $700\text{ }^\circ\text{C}$.

По вышеописанной методике были получены крупноблочные поликристаллические образцы с концентрацией дырок от $4,4 \cdot 10^{16}$ до $1,4 \cdot 10^{20}\text{ см}^{-3}$ ($T=300\text{ К}$).

Были произведены исследования электрических и термоэлектрических свойств (электропроводности σ , коэффициент Холла R , термоэд.с α_0) твердых растворов $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ ($x=0,5$), легированных цинком до 1 ат% в интервале температур $80\div 500\text{ К}$.

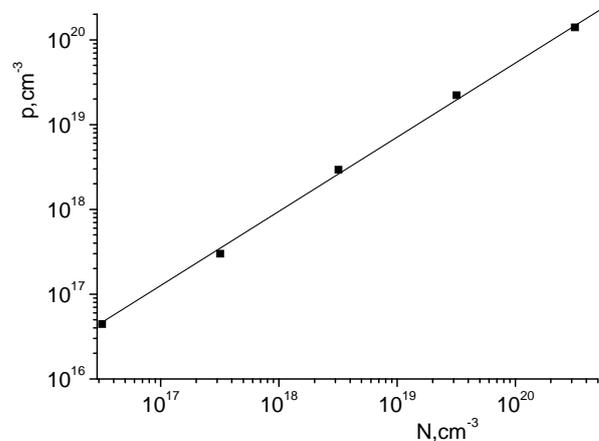


Рис.1 Зависимость концентрации носителей заряда p от расчетной концентрации примесей атомов цинка N в $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$.

На рис.1 представлена зависимость концентрации дырок p , (рассчитанной по $p = \frac{1}{eR}$) от концентрации атомов примеси, которая определялась согласно выражению :

$$N = \frac{N_A m_{np} \rho_{np}}{m M_{np}},$$

где N_A - число Авогадро, m_{np} -масса, ρ_{np} - плотность и M_{np} - атомный вес примеси, m - масса легированного образца вместе с примесью.

Видно, что зависимость $p(N)$, начиная с $p = 4,4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, растет (это обусловлено тем, что вводимая примесь Zn полностью растворяется в $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$), достигая значения $1,4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ при 1 ат% Zn. Температурные зависимости $R(T)$ для всех образцов представлены на рис.2.

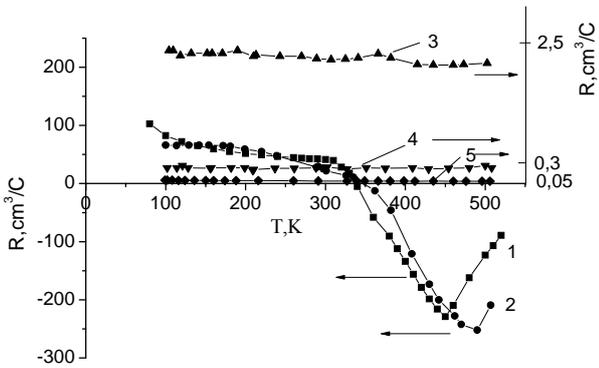


Рис.2. Температурные зависимости коэффициента Холла в $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$.

Видно, что в образцах 1 и 2 коэффициент Холла в примесной области проводимости слабо зависит от T , что указывает на превалирование дырочной проводимости, т.е. $p\mu_p^2 \gg n\mu_n^2$. Далее, с ростом T в этих образцах наступает смешанная проводимость, и происходит смена типа проводимости, что проявляется и на температурной зависимости α_0 (рис.3). Температура инверсии знака R и α_0 в образцах 1 и 2 смещается в область высоких T с ростом концентрации примеси, что заметно на $\alpha_0(T)$. Образцы 3-5 с концентрацией $p = (3,1-140) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в интервале температур 80÷500K обладают p-типом проводимости, причем концентрация p от температуры практически не зависит, что проявляется на зависимости α_0 (рис.3, кривые 3÷5).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Исследование кинетических параметров является одним из методов получения сведений о структуре соответствующих зон, а также об эффективной массе носителей заряда. Этот метод был использован нами для

вычисления эффективной массы дырок m_p^* в широком интервале концентраций. В области примесной проводимости при 150K, где на зависимостях $R(T)$ и $\alpha_0(T)$ не происходит смена знака проводимости, по результатам $\alpha_0(T)$ было найдено значение приведенного химического потенциала η^* .

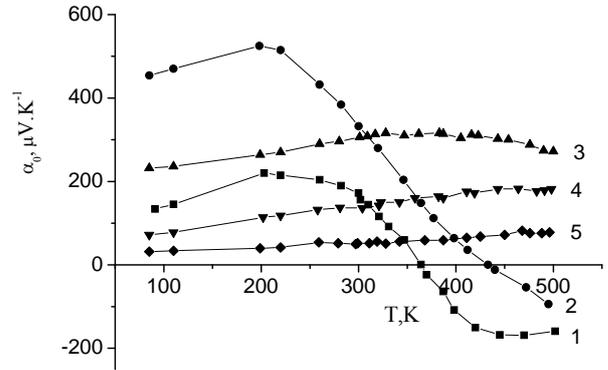


Рис.3. Температурные зависимости термоэдс в $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$.

Как известно, в случае стандартной зоны для любой степени вырождения носителей заряда коэффициент термоэдс представляется в виде [2]

$$\alpha_0 = \frac{k_0}{e} \left[\frac{F_{r+2}(\eta^*)}{F_{r+1}(\eta^*)} - \eta^* \right] \quad (1),$$

где $F_r(\eta^*)$ - однопараметрический интеграл Ферми, $\eta^* = \frac{\eta}{k_0 T}$ - приведенный химпотенциал, r - параметр

механизма рассеяния носителей заряда, k_0 -постоянная Больцмана, e - заряд электрона. Эта формула была использована для определения η^* при высоких концентрациях $p > 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а при малых концентрациях носителей заряда η^* определяется по

$$\alpha_0 = \frac{k_0}{e} (r + 2 - \eta^*).$$

Вычисление η^* по экспериментальным данным $\alpha_0(T)$ было произведено в предположении рассеяния носителей заряда на оптических фонах ($r = 1$) [1]. Полученные η^* были использованы для расчета эффективной массы дырок m_p^* согласно выражению [2]

$$p = \frac{(2m_p^* k_0 T)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3} I_{3/2,0}^0(\eta^*, \beta) \quad (2),$$

где $I_{3/2,0}^0(\eta^*, \beta)$ - двухпараметрический интеграл Ферми, \hbar -постоянная Планка, $\beta = \frac{k_0 T}{E_g}$ - параметр непараболичности, E_g - ширина запрещенной зоны In_{0,5}Ga_{0,5}Sb, равная 0,408эВ(при T=0K) и 0,333 Эв (при 300K) [3].

Отметим, что поведение $R(T)$ и $\alpha_0(T)$ в исходном и слабо легированном образцах (рис.3, кривые 1и 2) In_{0,5}Ga_{0,5}Sb с концентрациями $p < 10^{17}$ см⁻³ при $T < 300$ К обусловлено участием в проводимости разных сортов и типов носителей тока. Поэтому в образцах с концентрациями $4,4 \cdot 10^{16}$ и $9,5 \cdot 10^{16}$ см⁻³ термо э.д.с. α_0 является аддитивной величиной. Участие в проводимости нескольких типов и сортов носителей заряда является причиной сложной структуры валентной зоны In_{0,5}Ga_{0,5}Sb ; так что теория Кейна в данном случае неприменима. Тогда выражение (2) принимает вид

$$p = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\pi m_p^* k_0 T}{\hbar^2} \right)^{3/2} F_{3/2}(\eta^*), \quad (3)$$

откуда для эффективной массы дырок можно получить :

$$\frac{m_p^*}{m_0} = \frac{0,323 \cdot 10^{-10}}{T} \left[\frac{p}{F_{3/2}(\eta^*)} \right]^{2/3}$$

Как видно из рис.2 (кривые 1 и 2), при слабом уровне легирования ($p < 10^{17}$ см⁻³) на температурных зависимостях кинетических коэффициентов с p- типом проводимости наблюдается инверсия знака проводимости (когда $p\mu_p^2 \leq n\mu_n^2$). В In_{0,5}Ga_{0,5}Sb <Zn>, независимо от степени легирования, во всех образцах при T < 300К в проводимости преимущественно участвуют дырки. Так как во всех образцах в интервале T от 80 до 500 К в проводимости участвуют в основном дырки (в образцах 1и 2 при T>360К $n\mu_n^2 \geq p\mu_p^2$), то рассчитанный по экспериментальным данным $\alpha_0(T)$

химпотенциал η^* был использован для вычисления m_p^* дырок. На рис.4а для образцов с концентрацией $p=3 \cdot 10^{18}$ и $2,4 \cdot 10^{19}$ см⁻³ представлены температурные зависимости эффективной массы дырок. Как для невырожденных, так и для вырожденных образцов при 150, 300 и 500К концентрационные зависимости эффективной массы дырок представлены на рис 4б. Из рис.4а и 4б видно, что эффективная масса дырок равна $m_p^* = 0,356 m_0$ и не зависит от T и p. Это значение m_p^* , вычисленное по данным $R(T)$ и $\alpha_0(T)$, для In_{0,5}Ga_{0,5}Sb значительно отличается от [4] и удовлетворительно хорошо согласуется с данными [5].

В [1] для n- In_{0,5}Ga_{0,5}Sb, легированного Te, была вычислена эффективная масса электронов на дне зоны

проводимости ($m_n^* = 0,025 m_0$), а в [5] приведена эффективная масса легких дырок для стехиометрически чистого In_{0,5}Ga_{0,5}Sb ($m_{lh}^* = 0,026 m_0$). Эти данные соответствуют друг другу и указывают на то, что обе зоны (зона легких дырок и зона проводимости) непараболичны и зеркальны [6], а носители заряда в них подчиняются не квадратичному закону дисперсии.

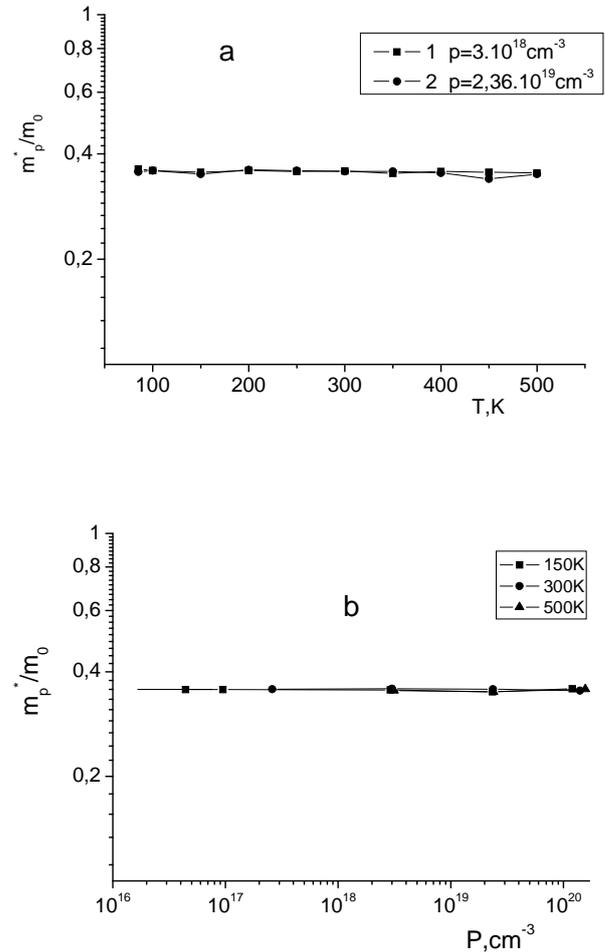


Рис.4 а) Температурная зависимость эффективной массы дырок для образцов с концентрацией $p=3 \cdot 10^{18}$ и $2,36 \cdot 10^{19}$ см⁻³ в p- In_{0,5}Ga_{0,5}S. б) Концентрационная зависимость эффективной массы дырок при различных температурах.

Эффективная масса тяжелых дырок в In_{0,5}Ga_{0,5}Sb по данным [5] $m_p^* = 0,372 m_0$ и в 13,5 раза больше эффективной массы электронов и легких дырок. Это значение m_p^* тяжелых дырок значительно выше значения, найденного [4] и на 4% больше нашего рассчитанного значения.

В обеих зонах носители заряда, по видимому, не подчиняются квадратичному закону дисперсии. Эффективная масса тяжелых дырок в In_{0,5}Ga_{0,5}Sb по данным [5] $m_p^* = 0,372 m_0$, что значительно выше значения, найденного [4] и на 4% больше нашего

рассчитанного значения (рис. 4а,б). Отметим, что в кинетических процессах при $T < 200$ и при $T > 360$ К роль легких дырок и электронов пренебрежительно мала, и выполняется условие $p_{hh}\mu_{p_{hh}}^2 \ll p_{lh}\mu_{p_{lh}}^2$ и $p_{hh}\mu_{hh}^2 \leq n\mu_n^2$, соответственно, что обеспечивает $m_p^*(p,T) = \text{const}$. Наш результат по эффективной массе дырок, охватывая широкий интервал концентраций $(4,4 \div 14000) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и температур $80 \div 500$ К, указывает на то, что носители заряда в валентной зоне $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$ (дырки) подчиняются квадратичному закону дисперсии.

Для выяснения механизма рассеяния дырок были произведены расчеты концентрационной и температурной зависимости подвижности $\mu(\rho)$ и $\mu(T)$ при трех механизмах рассеяния носителей заряда: на ионах примеси, на оптических и акустических фононах, с привлечением значения $m_p^* = 0,356 m_0$. Результаты расчетов $\mu_{\text{ион}}(T)$, $\mu_{\text{он}}(T)$ и $\mu_{\text{ак}}(T)$ на рис.5а сопоставлены с экспериментальными данными $\mu_{\text{экс}}(T)$ для образца с концентрацией $p = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Как видно из рисунка, по зависимости $\mu_{\text{экс}}(T)$ определить более вероятный механизм рассеяния носителей заряда трудно, особенно при высоких температурах, где $\mu \sim T^{-1}$ соответствует двум механизмам рассеяния носителей. Согласно теории [2], при рассеянии носителей заряда на акустических и оптических фононах в случае вырождения носителей, зависимость μ от T имеет вид

$$\mu_{\text{ак,он}} \sim T^{-1}.$$

Сопоставление экспериментальных результатов $\mu(T)$ с расчетными кривыми подвижности для различных механизмов рассеяния носителей позволяет считать, что до 200К носители заряда рассеиваются на ионах примеси; выше 200К, основываясь на рис.5а, невозможно однозначно оценить вклад рассеяния носителей на оптических и акустических фононах, поскольку для всех $\mu_{\text{он}}(T)$, $\mu_{\text{ак}}(T)$ и $\mu_{\text{экс}}(T)$ после 200К подвижность от T изменяется по закону $\mu \sim T^{-1}$. Поэтому, экспериментальные значения подвижности дырок (при 300К) в p - $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$, легированного Zn, были сопоставлены и с расчетными значениями μ при тех же механизмах рассеяния зарядов в широком интервале концентраций.

Для параболической зоны подвижность дырок вычислена согласно формулам [2]. Параметры M , ρ , v , x и E_0 , входящие в формулы для вычисления подвижности μ , для InSb и GaSb взяты из [7]. При вычислениях $\mu_{\text{ак}}$, $\mu_{\text{он}}$ и $\mu_{\text{ион}}$ для образцов $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$, легированных Zn, эти параметры были определены методом экстраполяции между соответствующими данными исходных бинарных соединений InSb и GaSb .

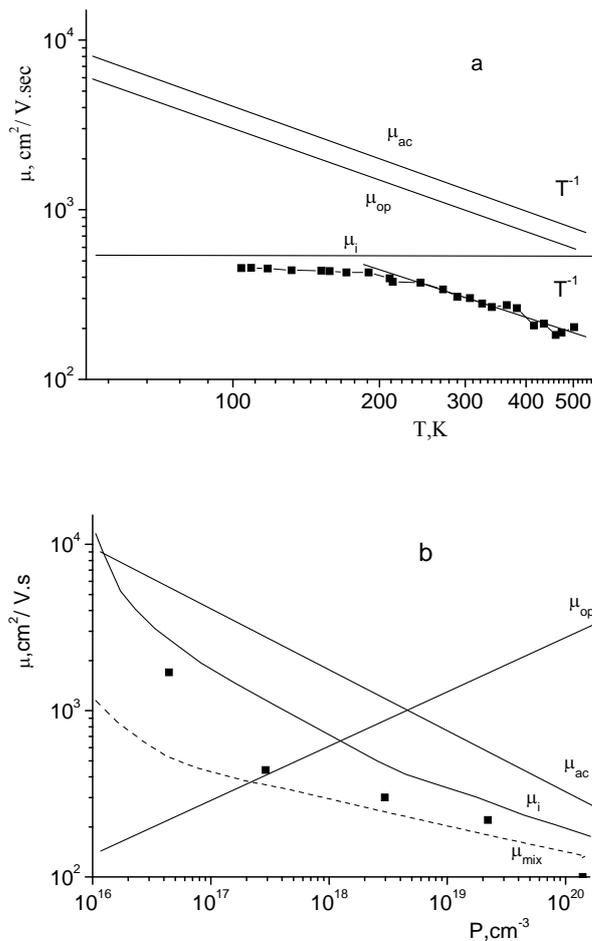


Рис.5 а) Температурная зависимость подвижности образца $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$ с концентрацией $p = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и эффективной массой $m_p^* = 0,356 m_0$ ($\mu_{\text{ак}}$, $\mu_{\text{оп}}$, и $\mu_{\text{и}}$ – расчетные, точки – эксперимент). б) Концентрационные зависимости подвижности p - $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$ при 300К ($\mu_{\text{ак}}$, $\mu_{\text{оп}}$, и $\mu_{\text{и}}$ – расчетные, точки – эксперимент).

На рис.5б приводятся расчетные концентрационные зависимости подвижности дырок при 300К. Отметим, что концентрационные зависимости подвижности носителей на оптических и акустических фононах подчиняются следующему закону (в вырожденном случае): $\mu_{\text{он}} \sim p^{1/3}$, $\mu_{\text{ак}} \sim p^{-1/3}$ [8]. Из рис.5б видно, что расчетная кривая $\mu_{\text{он}}$ с ростом p расходится от экспериментальных данных, указывая на уменьшение вероятности рассеяния носителей заряда на оптических колебаниях решетки. При всех концентрациях, как видно из рис.5а,б, наблюдается хорошее соответствие $\mu_{\text{экс}}$ и $\mu_{\text{ион}}$. Можно предполагать, что из-за отсутствия вырождения носителей заряда основным механизмом в интервале концентраций $4,5 \div 14000 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для p - $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{Sb}$ до 300К является рассеяние на ионах примеси, а с ростом p в зависимость $\mu(p)$ и $\mu(T)$ равносильно (рис.5б) вносят вклад и тепловые колебания

решетки, причем увеличивается вклад рассеяния на акустических колебаниях. Однако, удовлетворительно хорошее согласие экспериментальных точек $\mu_{экс}$ с $\mu_{см}$ позволяет судить о смешанном характере механизма рассеяния носителей заряда в In_{0,5}Ga_{0,5}Sb при 300К, который определяется так [9]:

$$\mu_{эл} = \left(\frac{1}{\mu_{ак}} + \frac{1}{\mu_{он}} + \frac{1}{\mu_{ион}} \right)^{-1}.$$

Таким образом, расчеты показали, что в p-In_{0,5}Ga_{0,5}Sb носители заряда при $T < 200К$ рассеиваются на ионах примеси с заметным вкладом рассеяния при ($T > 200К$) на

акустических колебаниях решетки, а с ростом T рассеяние носителей имеет смешанный характер.

Вышеизложенное дает основание полагать, что эффективная масса дырок не зависит от p и T , т.е. валентная зона твердого раствора In_{0,5}Ga_{0,5}Sb параболична.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что в твердом растворе In_{0,5}Ga_{0,5}Sb носители заряда при $T < 200К$ рассеиваются на ионах примеси, а при $T > 200К$ вносят вклад и тепловые колебания решетки.

Закон дисперсии дырок для p-In_{0,5}Ga_{0,5}Sb имеет квадратичный характер.

-
- [1]. S.A. Zeynalov, S.A. Aliyev. Structure of the conduction band and electronic properties of Te doped In_{0,5}Ga_{0,5}Sb solid solutions// Turk.J. of Phus. 1996, 20, 5, pp. 477-483.
- [2]. Б.М. Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках// Москва, "Наука" 1985, с.317.
- [3]. William M. Coderre and J.C.Woolley. Conduction bands of Ga_xIn_{1-x}Sb alloys// Canada. J. of Phys, 1969, v.47, №22, pp.2553-2564.
- [4]. M.J.Aubin, M.B. Tomas, E.H. Van Tongerloo and J.C. Wolley. Electron effective mass values in Ga_xIn_{1-x}Sb alloys// Canada.J.Phys., 1969, 47,p.631
- [5]. D.Auvergne, J.Camassel, H.Mathien, A.Joullie. Piezoreflectance measurements on Ga_xIn_{1-x}Sb alloys// J.Phys. Chem. Solids. 1974, v.35, №2, pp.133-140.
- [6]. F.F. Aliyev, G.G. Guseynov, G.P. Pashayev, G.M.Aqamirzoeva and A.B. Magerramov. "Electrical and Thermoelectric Properties of Cu_{0,75}Ni_{0,125}FeTe₂" Inorganic Materials, 2008, v.44, №2, pp.115-120.
- [7]. П.И. Баранский, В.П. Клочков, И.В.Потыкевич. Полупроводниковая электроника // Справочник, "Наукова Думка", Киев, 1975, с.704.
- [8]. Ф.Ф. Алиев. Электрические свойства p-Ag₂Te в β-фазе// ФТП, 2003, т.37, в 9., с.1057-1060.
- [9]. Ф.Ф. Алиев, Е.М Керимова, С.А. Алиев. Электрические и термоэлектрические свойства в p-Ag₂Te // ,ФТП 2002, 36, 8, p.932-936