

УДК 621.315.592

Сравнение результатов оптических и электрофизических измерений концентрации дырок в образцах p -GaAs, легированных цинком

© 2023 г. А. Г. Белов¹, В. Е. Каневский¹, Е. И. Кладова¹, С. Н. Князев¹,
Н. Ю. Комаровский^{1,2,✉}, И. Б. Парфентьева¹, Е. В. Чернышова^{1,2}

¹АО «Государственный научно–исследовательский и проектный институт
редкометаллической промышленности «Гиредмет»,
Электродная ул., д. 2, стр. 1, Москва, 111524, Российская Федерация

²Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»,
Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация

✉ Автор для переписки: nickkomarovskiy@mail.ru

Аннотация. Исследованы оптические и электрофизические свойства образцов p -GaAs, выращенных методом Чохральского и легированных цинком. Измерены спектры отражения десяти образцов p -GaAs в средней ИК-области. На этих же образцах проведены гальваномагнитные измерения по методу Ван-дер-Пау и определены значения удельного электрического сопротивления и коэффициента Холла (все измерения проведены при комнатной температуре). Спектры отражения обработаны с использованием соотношений Крамерса—Кронига; вычислены спектральные зависимости действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости и построены функции потерь. По положению максимума функции потерь определено значение характеристического волнового числа, отвечающего частоте высокочастотной плазмон–фононной моды. Проведены теоретические расчеты и построена градуировочная зависимость, позволяющая по известному значению характеристического волнового числа определить концентрацию тяжелых дырок в p -GaAs при $T = 295$ К. Далее путем сопоставления оптических и холловских данных определены значения отношения подвижностей легких и тяжелых дырок. Показано, что оно лежит в пределах 1,9—2,8, что значительно меньше значений, предсказываемых теорией в предположении, что и легкие, и тяжелые дырки рассеиваются одинаково (на оптических фононах). Высказано предположение, что механизмы рассеяния легких и тяжелых дырок различны.

Ключевые слова: арсенид галлия, концентрация электронов, эффект Холла, спектр отражения, плазмон–фононное взаимодействие

Для цитирования: Белов А.Г., Каневский В.Е., Кладова Е.И., Князев С.Н., Комаровский Н.Ю., Парфентьева И.Б., Чернышова Е.В. Сравнение результатов оптических и электрофизических измерений концентрации дырок в образцах p -GaAs, легированных цинком. *Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники.* 2023; 26(3): 171—180. <https://doi.org/10.17073/1609-3577j.met202304.525>

© 2023 National University of Science and Technology “MISIS”.

This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution License (CC-BY 4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original author and source are credited.

Comparison between optical and electrophysical data on hole concentration in zinc doped p -GaAs

A. G. Belov¹, V. E. Kanevskii¹, E. I. Kladova¹, S. N. Knyazev¹,
N. Yu. Komarovskiy^{1,2,✉}, I. B. Parfent'eva¹, E. V. Chernyshova^{1,2}

¹ *Federal State Research and Development Institute of Rare Metal Industry (Giredmet JSC),
2-1 Elektrodnaya Str., Moscow 111524, Russian Federation*

² *National University of Science and Technology "MISIS",
4-1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation*

✉ *Corresponding author: nickkomarovskiy@mail.ru*

Abstract. Optical and electrophysical properties of Cz-grown zinc doped p -GaAs samples have been investigated. Middle-infrared reflection spectra of ten p -GaAs samples have been obtained. Galvanomagnetic Van der Pau measurements have been made on these samples also, and the values of resistivity and Hall coefficient have been calculated. All experiments have been carried out at room temperature.

Reflection spectra have been processed by Kramers-Kronig relations. The spectral dependences of real and imaginary parts of complex dielectric permittivity have been obtained and loss function has been calculated. The value of characteristic wave number corresponding to high-frequency plasmon-phonon mode has been determined by loss function maximum position.

The theoretical calculations have been made, and the dependence has been obtained which gave the possibility to determine heavy hole concentration value at $T = 295$ K by the value of characteristic wave number. Then by comparison of optical and Hall data the values of light hole mobility to heavy hole mobility ratio have been determined. This mobility ratio has been shown to be equal to (1.9–2.8) which is considerably less, than predicted theoretical value based on assumption that both light and heavy holes are scattered by optical phonons. It has been suggested that scattering mechanisms of light and heavy holes might be quite different.

Keywords: gallium arsenide, electron concentration, Hall effect, reflection spectrum, plasmon-phonon interaction

For citation: Belov A.G., Kanevskii V.E., Kladova E.I., Knyazev S.N., Komarovskiy N.Yu., Parfent'eva I.B., Chernyshova E.V. Comparison between optical and electrophysical data on hole concentration in zinc doped p -GaAs. *Izvestiya vuzov. Materialy elektronnoi tekhniki = Materials of Electronics Engineering*. 2023; 26(3): 171–180. <https://doi.org/10.17073/1609-3577j.met202304.525>

Введение

Настоящая статья является продолжением цикла работ, выполняемых в АО «Гиредмет» и имеющих целью разработку оптического бесконтактного неразрушающего метода определения концентрации свободных носителей заряда в образцах сильно легированных полупроводниковых материалов. Суть метода состоит в следующем. Записывается спектр отражения исследуемого образца в средней ИК-области. Спектр отражения анализируется с помощью соотношений Крамерса—Кронига; определяется значение характеристического волнового числа, по которому рассчитывается значение концентрации свободных носителей заряда (**КЧЗ**).

Упомянутый подход имеет ряд преимуществ перед традиционным холловским методом: он не требует нанесения контактов, является экспрессным и локальным (область измерения определяется размерами светового пятна). Кроме того, перемещая образец относительно светового пятна, можно записать спектры отражения в разных точках исследуемого образца и оценить распределении КЧЗ по его площади.

Необходимые расчеты были выполнены для n -InSb [1], n -GaAs [2], n -InAs [3] для $T = 295$ K. В работах [2, 3] на тех же образцах, кроме оптических измерений, были проведены и гальваноманитные, после чего результаты различных измерений сравнивали между собой. Все перечисленные исследования относились к полупроводниковым материалам n -типа электропроводности.

В настоящей работе мы сделали попытку применить описанный выше подход к материалу p -типа электропроводности. Исследовали образцы p -GaAs, легированного цинком. Так как в этом материале присутствуют дырки двух типов (легкие и тяжелые), использованный ранее подход требует существенной корректировки; этому и посвящена данная статья. Все измерения проводились при комнатной температуре.

Целью работы являлось построение градуировочной зависимости, позволяющей определять концентрацию тяжелых дырок в p -GaAs по значению характеристического волнового числа, проведение оптических измерений, определение концентрации тяжелых дырок и сопоставление полученных результатов с данными электрофизических измерений, выполненных на тех же образцах.

Образцы и методы исследования

Монокристаллические слитки арсенида галлия, легированные цинком, были получены методом Чохральского. Из слитков перпендикулярно к оси роста вырезали плоскопараллельные пластины с ориентацией (100). Из пластин вырезали образцы квадратной формы с линейными размерами 6—10 мм толщиной $d = 1 \div 2$ мм. После резки плоские поверхности образцов подвергались вначале механической шлифовке, а затем — химико-механической полировке.

Концентрацию свободных носителей заряда определяли путем анализа спектров отражения в дальней ИК-области. Спектры отражения $R(\nu)$ записывали с помощью Фурье-спектрометра Tensor-27 в интервале значений волнового числа $\nu = 340 \div 2000$ см^{-1} с разрешением 2 см^{-1} . Диаметр светового пятна составлял 4,5 мм. Полученные спектры отражения обрабатывали с помощью соотношений Крамерса—Кронига: вычисляли зависимости действительной ϵ_1 и мнимой ϵ_2 частей комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ от волнового числа, после чего строили так называемую «функцию потерь»:

$$LF = \text{Im} \left(-\frac{1}{\epsilon} \right) = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}.$$

Она имеет характерный колоколообразный вид, и ее максимум соответствует значению характеристического волнового числа. Далее по этому значению с использованием специальной расчетной формулы вычисляли значение КСНЗ. При этом учитывали наличие плазмон-фононного взаимодействия.

Результаты оптических измерений сравнивали с данными электрофизических измерений. В работах [2, 3] исследовали материалы n -типа

проводимости, и значения концентрации электронов, полученные оптическим методом, сравнивали с аналогичными холловскими значениями. В случае материала p -типа проводимости этого сделать не удастся, поскольку при наличии двух типов дырок их концентрации из холловских данных определить невозможно (подробнее — см. ниже).

При проведении электрофизических измерений контакты припаивали оловом в торец по углам образца. Два образца (по одному с каждой стороны держателя) размещали на двустороннем держателе; контактные проволочки припаивали к соответствующим площадкам держателя. Держатель с образцами помещали в зазоре между полюсами сердечника электромагнита перпендикулярно к вектору индукции магнитного поля.

Измерения проводили с использованием стандартной четырехконтактной геометрии (метод Ван-дер-Пау). Удельное электрическое сопротивление измеряли в отсутствие магнитного поля; коэффициент Холла — в магнитном поле с индукцией $B = 0,5$ Тл; через образец пропускали ток 200 мА.

Теоретические расчеты

Известно (см., например, обзор [4]), что валентная зона GaAs состоит из двух подзон, вырожденных в точке Γ -зоны Бриллюэна (рис. 1).

Иначе говоря, в материале GaAs p -типа проводимости присутствуют дырки двух видов: легкие и тяжелые, вследствие чего интерпретация оптических и электрофизических измерений заметно усложняется по отношению к материалу n -типа проводимости, где присутствуют только электроны. Формула для плазменной частоты ω_p в случае наличия двух типов дырок имеет следующий вид [5]:

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_\infty} \left(\frac{p_T}{m_{p_T}} + \frac{p_L}{m_{p_L}} \right) = \frac{4\pi e^2 p_T}{\epsilon_\infty m_{p_T}} \left(1 + \frac{p_L m_{p_T}}{p_T m_{p_L}} \right). \quad (1)$$

Здесь p_T , p_L — концентрации тяжелых и легких дырок соответственно; m_{p_T} , m_{p_L} — оптические эффективные массы; ϵ_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость; $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЕ — заряд электрона.

Для концентраций тяжелых и легких дырок справедливы соотношения [6]

$$p_T = \frac{8\pi}{3h^3} (2m_{p_T} kT)^{3/2} F_{3/2}(\eta); \quad (2)$$

$$p_L = \frac{8\pi}{3h^3} (2m_{p_L} kT)^{3/2} F_{3/2}(\eta). \quad (3)$$

Здесь $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$ эрг·с — постоянная Планка; $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/К — постоянная Больцмана

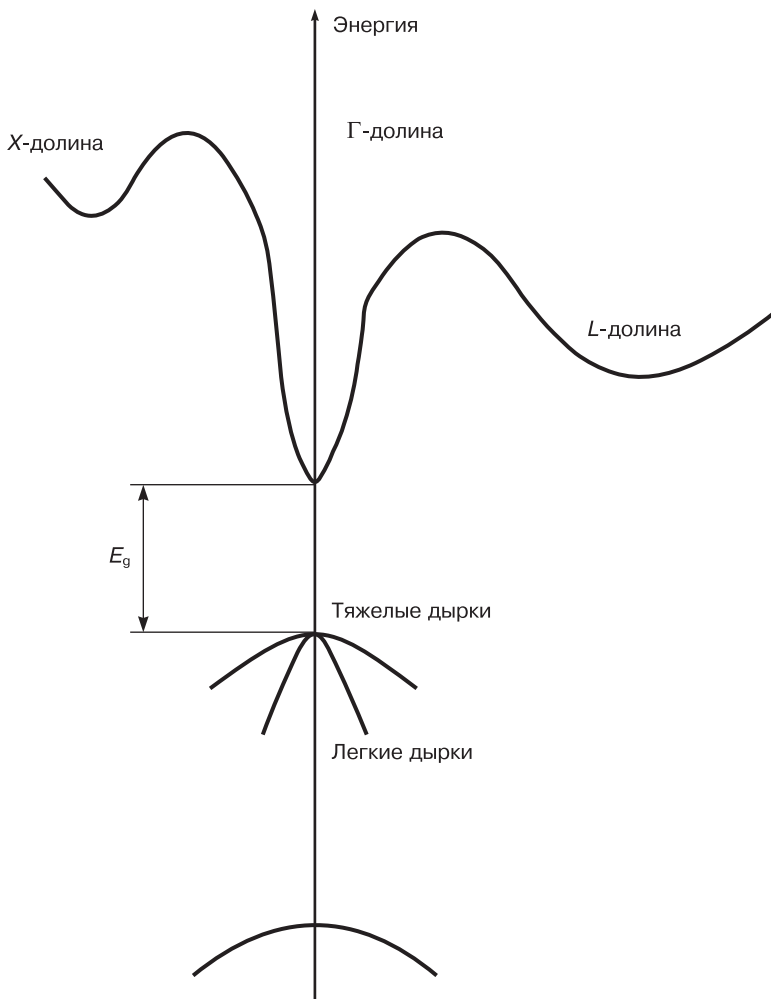


Рис. 1. Энергетическая зонная структура GaAs [4]
 Fig. 1. GaAs band structure [4]

(для $T = 295 \text{ К}$ $kT = 25,4 \text{ мэВ}$); $F_{3/2}(\eta)$ — однопараметрический интеграл Ферми:

$$F_{3/2}(\eta) = \int_0^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) x^{3/2} dx, \quad (4)$$

где $f_0(x, \eta) = [1 + \exp(x - \eta)]^{-1}$; $\eta = \frac{E_F}{kT}$ — приведенный уровень Ферми (отсчитывается вниз от потолка валентной зоны в точке Г).

Из формул (2) и (3) видно, что отношение концентраций тяжелых и легких дырок не зависит от значений приведенного уровня Ферми и равно отношению эффективных масс в степени 3/2:

$$\frac{p_T}{p_L} = \left(\frac{m_{p_T}}{m_{p_L}} \right)^{3/2}. \quad (5)$$

Отметим, что так как подзоны легких и тяжелых дырок параболические и изотропные, эффективные массы плотности состояний, входящие в формулы (2) и (3), равны оптическим эффективным массам, входящим в формулу (1).

Поскольку арсенид галлия представляет собой полупроводниковый материал с заметной долей

ионной связи, необходимо учитывать взаимодействие плазменных колебаний с продольными оптическими фононами (так называемое «плазмон–фононное взаимодействие»).

Иначе говоря, в исследуемом материале присутствуют не чисто плазменные колебания, а некие смешанные плазмон–фононные моды [7, 8]. Учитывать влияние плазмон–фононного взаимодействия необходимо и при исследовании оптических свойств других материалов [9–14].

В нашем случае пренебрежение плазмон–фононным взаимодействием может привести к заметной систематической погрешности при определении КСНЗ.

Чтобы вычислить частоты смешанных плазмон–фононных мод, воспользуемся соотношением

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right] + (\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}) \left[1 - \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{\infty}} \left(\frac{\omega}{\omega_{LO}} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (6)$$

где ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость; ω_{LO} — частота продольного оптического фонона. В формуле (6) не учитываются затухания плазмонов и продольных оптических фононов, поэтому диэлектрическая проницаемость является не комплексной, а действительной функцией частоты ω . Это очень грубое приближение, но оно позволяет получить необходимый результат.

Известно, что продольные колебания (а смешанные плазмон–фононные моды именно такими и являются) могут существовать в среде только в том случае, если ее диэлектрическая проницаемость становится равной нулю. Приравняв нулю выражение (6) и решив биквадратное уравнение для частот смешанных мод ω_- (низкочастотная) и ω_+ (высокочастотная), после перехода от частот ω к волновым числам ν получим

$$\nu_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left[\left(\nu_p^2 + \nu_{LO}^2 \right) \pm \sqrt{\left(\nu_p^2 + \nu_{LO}^2 \right)^2 - 4 \frac{\epsilon_{\infty}}{\epsilon_0} \nu_p^2 \nu_{LO}^2} \right]. \quad (7)$$

В дальнейшем нас будет интересовать только высокочастотная мода ν_+ .

Алгоритм расчета состоит в следующем:

- задаем значение η и по формулам (2) и (3) вычисляем значения p_T и p_L ;
- подставляем полученные значения в формулу (1) и вычисляем ω_p ;

- подставляем полученное значение в формулу (7) и вычисляем значение v_+ ;
- изменяем значение η и повторяем описанные выше операции;
- строим градуировочную зависимость концентрации тяжелых дырок от характеристического волнового числа: $p_T = f(v_+)$.

При расчетах использовали значения параметров, взятые из обзора [4]: $m_{p_T} = 0,51m_0$; $m_{p_L} = 0,082m_0$; $\epsilon_0 = 12,9$; $\epsilon_\infty = 10,9$; $v_{LO} = 291 \text{ см}^{-1}$ (36,1 мэВ); $m_0 = 9,11 \cdot 10^{-28} \text{ г}$ — масса свободного электрона. Тогда в соответствии с формулой (5), отношение $p_T/p_L = 15,51$. Следовательно, второе слагаемое в правой части формулы (1) равно 0,4014, а всё значение в скобках равно 1,4014.

Формулы (2) и (3) теперь примут вид

$$p_T = 6,696 \cdot 10^{18} F_{3/2}(\eta); \tag{8}$$

$$p_L = 4,322 \cdot 10^{17} F_{3/2}(\eta). \tag{9}$$

Формулу (1), перейдя к волновым числам, можно преобразовать к виду

$$v_p = 15,02 \cdot 10^{-8} \sqrt{p_T}. \tag{10}$$

В табл. 1 представлены результаты расчетов значений концентрации тяжелых дырок и волновых чисел, отвечающих плазменной частоте v_p и частоте высокочастотной плазмон-фононной моды v_+ для значений приведенного уровня Ферми $-1 \leq \eta \leq 3$.

Из табл. 1 видно, что различие между значениями v_p и v_+ , относящимися к одному и тому же значению p_T , заметное для $\eta = -1$, уменьшается при увеличении значений η . Это означает, что влияние плазмон-фононного взаимодействия уменьшается с ростом концентрации дырок.

Таблица 1 / Table 1

Результаты расчетов для p-GaAs (T = 295 K)
 Calculation results for p-GaAs (T = 295 K)

η	$F_{3/2}(\eta)$	$p_T, 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$v_p, \text{ см}^{-1}$	$v_+, \text{ см}^{-1}$
-1	0,436	2,918	256,6	325,8
-0,5	0,675	4,518	319,2	361,8
0	1,017	6,811	392,0	419,3
0,5	1,485	9,946	473,7	492,9
1	2,095	14,025	562,5	577,2
1,5	2,851	19,092	656,3	668,1
2	3,754	25,135	753,0	762,9
2,5	4,795	32,107	851,1	859,6
3	5,966	39,945	949,3	956,8

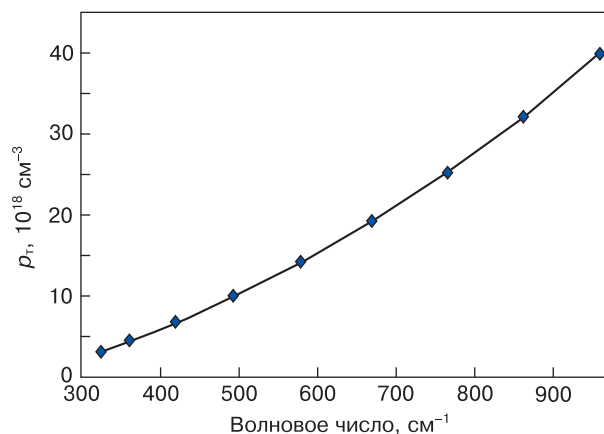


Рис. 2. Расчетная градуировочная зависимость концентрации тяжелых дырок от характеристического волнового числа
 Fig. 2. Calculated calibration curve for heavy hole concentration as a function of characteristic wavenumber

По данным табл. 1 можно построить градуировочную зависимость, позволяющую вычислить концентрацию тяжелых дырок p_T по известному из эксперимента значению характеристического волнового числа v_+ . Эта зависимость приведена на рис. 2; она хорошо описывается полиномом второй степени:

$$p_T = 3,937 \cdot 10^{13}(v_+)^2 + 7,635 \cdot 10^{15}(v_+) - 3,495 \cdot 10^{18}. \tag{11}$$

В случае наличия двух типов дырок для коэффициента Холла R_H и удельного электрического сопротивления ρ , справедливы следующие соотношения:

$$R_H = \frac{1}{e} \frac{(p_L \mu_{p_L}^2 + p_T \mu_{p_T}^2)}{(p_L \mu_{p_L} + p_T \mu_{p_T})^2}; \tag{12}$$

$$\rho^{-1} = e(p_L \mu_{p_L} + p_T \mu_{p_T}). \tag{13}$$

Введя безразмерный параметр, равный отношению подвижностей легких и тяжелых дырок $b = \mu_{p_L}/\mu_{p_T}$, формулы (12) и (13) можно преобразовать к виду

$$R_H = \frac{1}{e} \frac{(p_L b^2 + p_T)}{(p_L b + p_T)^2}; \tag{14}$$

$$\rho^{-1} = e \mu_{p_T} (p_L b + p_T). \tag{15}$$

Учитывая, что $p_T = 15,51 p_L$, в итоге получаем

$$R_H = \frac{1}{e p_T} \frac{(1 + 0,06447b^2)}{(1 + 0,06447b)^2}; \tag{16}$$

$$\rho^{-1} = e \mu_{p_T} p_T (1 + 0,06447b). \tag{17}$$

Таким образом, определив из оптических измерений с использованием градуировочной зависимости (11) значение p_T и зная R_H , можно по формуле (16) вычислить значение параметра b и затем, используя формулу (17), по известному значению p вычислить значение μ_{pT} . Насколько нам известно, такой подход используется впервые.

Результаты и их обсуждение

Типичный спектр отражения образца p -GaAs, легированного цинком, записанный при комнатной температуре, представлен на рис. 3, а (кривая 1; образец 9, см. табл. 2). Здесь же приведен график функции потерь, масштаб которого увеличен для наглядности по оси ординат в десять раз (кривая 2). Чтобы показать, насколько отличаются спектры отражения образцов n - и p -типов электропроводности, на рис. 3, б представлен спектр отражения образца GaAs n -типа с концентрацией электронов $n = 9,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1) и отвечающая этому спектру отражения функция потерь (кривая 2, масштаб по оси ординат один и тот же).

Минимум на спектре отражения образца p -типа (см. рис. 3, а, кривая 1) выражен гораздо менее рельефно, чем у образца n -типа (см. рис. 3, б, кривая 1). Следовательно, график функции потерь для образца p -типа (см. рис. 3, а, кривая 2) сильно размыт по сравнению с аналогичной функцией для образца n -типа (см. рис. 3, б, кривая 2). Отметим, что максимум функции потерь и в том и в другом случае сдвинут относительно минимума отражения в сторону меньших значений волнового числа.

Известно, что вид спектра отражения зависит от качества обработки отражающей поверхности. В работе [3] мы проводили специальное исследование, имеющее целью выяснить, как влияет шероховатость поверхности на спектральную зависимость $R(\nu)$ образцов n -InAs. Для этого сначала были записаны спектры отражения от полированной поверх-

ности, а затем отражающие поверхности образцов были обработаны шлифовальным порошком М10 (размер зерна — 10 мкм) и стали матовыми. Было показано, что минимум на спектре отражения при этом становится менее выраженным, а график функции потерь уширяется, уменьшаясь по абсолютной величине.

В рассматриваемом случае, однако, это объяснение не подходит, так как обработка отражающей поверхности образцов GaAs n - и p -типов электропроводности была одинаковой. Можно предположить, что различие в спектрах отражения, представленных на рис. 3, а и б, обусловлено тем, что затухание плазменных колебаний в случае образца p -типа значительно больше, чем для образца n -типа. Чтобы подтвердить или опровергнуть это предположение, необходимо провести более углубленный анализ представленных спектров отражения и вычислить значения параметра, характеризующего затухание плазмонов. Этот вопрос требует специального изучения, выходящего за рамки настоящей работы.

Перейдем теперь к изложению результатов эксперимента. В табл. 2 представлены результаты электрофизических и оптических измерений, а также вычисленные значения параметров b и μ_{pT} . Образцы расположены в порядке возрастания значений ν_+ , а следовательно, и значений p_T .

Случайные относительные погрешности определения измеряемых параметров с доверительной вероятностью $P = 0,95$ не превышают (представлены результаты проведенных ранее специальных метрологических исследований):

- для удельного электрического сопротивления $\pm 3 \%$;
- для коэффициента Холла $\pm 6 \%$;
- для характеристического волнового числа $\leq \pm 0,6 \%$ (определяется разрешением спектрального прибора, 2 см^{-1} ; такая же случайная относительная погрешность будет и у значений p_T).

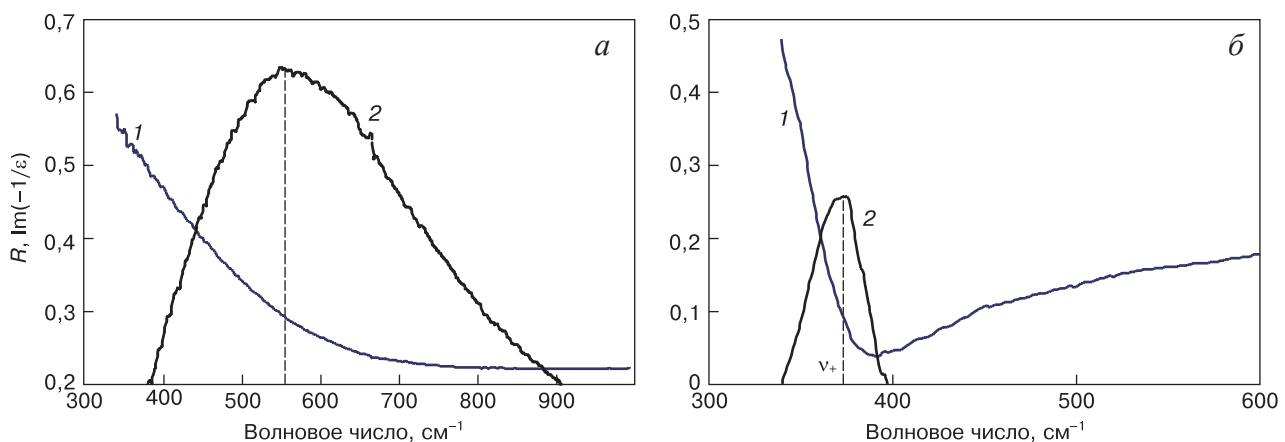


Рис. 3. Спектры отражения (1) и графики функции потерь (2) для образцов GaAs p - (а) и n - (б) типа проводимости

Fig. 3. (1) reflection spectra and (2) loss function curves for (a) p -type and (b) n -type GaAs specimens

Таблица 2 / Table 2

Параметры исследованных образцов
Parameters of test specimens

Образец	d , мм	ρ , Ом·см	R_H , см ³ /Кл	v_+ , см ⁻¹	p_T , 10 ¹⁸ см ⁻³	b	μ_{p_T} , см ² /(В·с)
1	1,87	0,015	+1,5	359	4,32	2,5	90
2	1,66	0,013	+1,4	374	4,87	2,8	80
3	1,36	0,012	+1,12	395	5,66	2,7	80
4	1,33	0,010	+0,91	420	6,66	1,9	80
5	1,09	0,010	+0,93	429	7,03	2,5	80
6	1,55	0,0090	+0,80	444	7,66	1,9	80
7	1,64	0,0091	+0,80	456	8,17	2,5	70
8	1,72	0,0080	+0,66	488	9,61	2,3	70
9	1,28	0,0063	+0,50	551	12,7	2,2	80
10	1,36	0,0056	+0,39	615	16,1	2,3	60

Абсолютная случайная погрешность измерения толщины образца равна половине цены деления измерительной головки (0,005 мм).

Что касается случайной относительной погрешности определения значения параметра b , то ее можно оценить расчетным путем. Если из формулы (16) выразить b и предположить, что этот параметр является функцией двух независимых переменных (R_H и p_T), то зная случайные относительные погрешности определения этих параметров, можно вычислить случайную относительную погрешность определения b ; она не превосходит $\pm 15\%$ (оценка с завышением). Аналогично, используя формулу (17), получаем, что случайная относительная погрешность определения μ_{p_T} не превосходит $\pm 20\%$.

Из табл. 2 видно, что значения параметра b изменяются в пределах 1,9—2,8, причем отсутствует корреляция между значениями концентрации тяжелых дырок и значениями параметра b . Таким образом, можно считать установленным, что отношения подвижностей легких и тяжелых дырок, согласно нашим данным, оказались существенно меньше, чем значения, приводимые в литературе. Этот нетривиальный результат требует отдельного обсуждения.

Так, например, в классической книге О. Маделунга [15] со ссылкой на работу Г. Эренрайха [16] утверждается, что в случае рассеяния на оптических фонах (считается, что этот тип рассеяния преобладает в рассматриваемом материале при температурах, близких к комнатной) нельзя вводить понятия времени релаксации свободного носителя заряда по квазиимпульсу.

В этом случае подвижность оказывается обратно пропорциональной эффективной массе в степени $3/2$: $\mu \sim m^{-3/2}$. Поскольку предполагает-

ся, что механизм рассеяния легких и тяжелых дырок один и тот же (рассеяние на оптических фонах), отношение подвижностей должно быть равно обратному отношению эффективных масс в степени $3/2$, то есть $b = (m_{p_T}/m_{p_n})^{3/2} = 15,51$ (см. выше). Наши данные показывают, что $1,9 \leq b \leq 2,8$ (см. табл. 2).

Отметим, что в ранних работах, посвященных исследованию электрических свойств p -GaAs (см., например, [17, 18]) наличие второй валентной подзоны вообще не учитывалось, что, безусловно, некорректно.

То же самое можно сказать и про более поздние работы [19—22], авторы которых вообще не упоминают о наличии зоны легких дырок. Интересно отметить, что авторы работ [19, 20] ранее не учитывали наличие второй валентной подзоны, но в дальнейшем попытались сделать это [23, 24], апеллируя к результатам теоретических расчетов, представленных в работе [25].

Авторы статьи [25] предприняли попытку учесть влияние подзоны легких дырок, введя понятие некоего «эффективного холл-фактора» — подгоночного параметра, значение которого может заметно отличаться от единицы. Оно определяется путем подгонки теории под экспериментальные температурные зависимости коэффициента Холла и удельного электрического сопротивления. В работе [26] аналогичные расчеты проведены применительно к материалу GaSb, валентная зона которого также состоит из двух подзон.

В работе [27] утверждается, что значение упомянутого выше «эффективного холл-фактора» может меняться в пределах 1,9—4,7; в [28] приводятся значения 1,2—2,2, в работе [25] указано значение 2,66. Это же значение используется авторами работ [23, 24] при анализе результатов холловских из-

мерений эпитаксиальных слоев арсенида галлия, легированных марганцем.

Введение понятия «эффективного холл-фактора» формально упрощает процедуру обработки экспериментальных данных, но физический смысл этого параметра остается непонятным. Что касается параметра b , то им, в общем-то, никто не интересуется, априори полагая, что его значение равно обратному отношению эффективных масс носителей заряда в степени $3/2$ (см. выше). Тогда по данным работы [25] значение параметра b должно быть равно 8,57, а по нашим данным — 15,51 (см. выше).

Полученные нами результаты опровергают принятую в литературе модель, в соответствии с которой и легкие, и тяжелые дырки рассеиваются одинаково (на оптических фононах). Так как значения параметра b оказались в 5—6 раз меньше ожидаемых, приходится предположить, что упомянутая модель не работает. Иначе говоря, легкие и тяжелые дырки должны рассеиваться по-разному. Как именно — на основе имеющихся данных этого сказать нельзя; вопрос является предметом самостоятельного исследования.

Заключение

Проведены теоретические расчеты и вычислены зависимости плазменной частоты и частоты высокочастотной смешанной плазмон-фононной

моды от концентрации тяжелых дырок для материала p -GaAs при $T = 295$ К. Построена градуировочная зависимость концентрации тяжелых дырок от характеристического волнового числа ν_+ (описывается полиномом второй степени).

Исследованы записанные при комнатной температуре спектры отражения 10 образцов p -GaAs, легированных цинком. Для каждого образца с помощью соотношений Крамерса—Кронига вычислены спектральные зависимости действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости и построена функция потерь. По положению максимумов функций потерь определены значения характеристических волновых чисел и по расчетной градуировочной зависимости — значения концентрации тяжелых дырок.

На тех же образцах выполнены электрофизические измерения по методу Ван-дер-Пау. Определены значения удельного электрического сопротивления и коэффициента Холла.

Путем сопоставления оптических и холловских данных вычислены значения отношения подвижностей легких и тяжелых дырок, а также значения подвижности тяжелых дырок (такой подход использован впервые). Показано, что $1,9 \leq b \leq 2,8$, что существенно меньше значений, предсказанных теорией (15,51). Высказано предположение, что механизмы рассеяния легких и тяжелых дырок различны.

Библиографический список / References

1. Belova I.M., Belov A.G., Kanevskii V.E., Lysenko A.P. Determining the concentration of free electrons in n -InSb from far-infrared reflectance spectra with allowance for plasmon-phonon coupling. *Semiconductors*. 2018; 52(15): 1942—1946. <https://doi.org/10.1134/S1063782618150034>
2. Yugova T.G., Belov A.G., Kanevskii V.E., Kladova E.I., Knyazev S.N. Comparison between optical and electrophysical data on free electron concentration in tellurium doped n -GaAs. *Modern Electronic Materials*. 2020; 6(3): 85—89. <https://doi.org/10.3897/j.moem.6.3.64492>
3. Yugova T.G., Belov A.G., Kanevskii V.E., Kladova E.I., Knyazev S.N., Parfent'eva I.B. Comparison between results of optical and electrical measurements of free electron concentration in n -InAs specimens. *Modern Electronic Material*. 2021; 7(3): 79—84. <https://doi.org/10.3897/j.moem.7.3.76700>
4. New semiconductor materials. Biology systems. Characteristics and properties. Band structure and carrier concentration of gallium arsenide (GaAs). URL: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/index.html>
5. Пожела Ю.К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М.: Наука; 1977. 368 с.
6. Pozhela Yu.K. Plasma and current instabilities in semiconductors. Moscow: Nauka; 1977. 368 p. (In Russ.)
7. Аскеров Б.М. Кинетические эффекты в полупроводниках. Л.: Наука; 1970. 304 с.
8. Askerov B.M. Kinetic effects in semiconductors. Leningrad: Nauka; 1970. 304 p. (In Russ.)
9. Varga B.B. Coupling of plasmons to polar phonons in degenerate semiconductors. *Physical Review Journals Archive*. 1965; 137(6A): A1896. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.137.A1896>
10. Singwi K.S., Tosi M.P. Interaction of plasmons and optical phonons in degenerate semiconductors. *Physical Review Journals Archive*. 1966; 147(2): 658. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.147.658>
11. Shkerdin G., Rabbaa S., Stiens J., Vounckx R. Influence of electron scattering on phonon-plasmon coupled modes dispersion and free electron absorption in doped GaN semiconductors at mid-IR wavelengths. *Physica Status Solidi (b)*. 2014; 251(4): 882—891. <https://doi.org/10.1002/pssb.201350039>
12. Ishioka K., Brixius K., Hofer U., Rustagi A., Thatcher E.M., Stanton C.J., Petec H. Dynamically coupled plasmon-phonon modes in GaP: An indirect-gap polar semiconductor. *Physical Review B*. 2015; 92(20): 205203. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.205203>
13. Володин В.А., Ефремов М.Д., Преображенский В.В., Семягин Б.Р., Болотов В.В., Сачков В.А., Галактионов Е.А., Кретинин А.В. Исследование фонон-плазменного взаимодействия в туннельных сверхрешетках GaAs/AlAs. *Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2000; 71(11): 698—704. http://jetpletters.ru/ps/909/article_13947.pdf
14. Volodin V.A., Efremov M.D., Preobrazhensky V.V., Semiyagin B.R., Bolotov V.V., Sachkov V.A., Galaktionov E.A.,

- Kretinin A.V. Investigation of phonon–plasmon interaction in GaAs/AlAs tunnel superlattices. *Pis'ma v zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki = Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2000; 71(11): 698–704. (In Russ.). <https://doi.org/10.1134/1.1307997>
12. Mandal P.K., Chikan V. Plasmon–phonon coupling in charged n -type CdSe quantum dots: a THz time–domain spectroscopic study. *Nano Letters*. 2007; 7(8): 2521–2528. <https://doi.org/10.1021/nl070853q>
13. Trajic J., Romcevic N., Romcevic M., Nikiforov V.N. Plasmon–phonon and plasmon–two different phonon interaction in $Pb_{1-x}Mn_xTe$ mixed crystals. *Materials Research Bulletin*. 2007; 42(12): 2192–2201. <https://doi.org/10.1016/j.materresbull.2007.01.003>
14. Chudzinski P. Resonant plasmon–phonon coupling and its role in magneto–thermoelectricity in bismuth. *The European Physical Journal B*. 2015; 88(12): 344. <https://doi.org/10.1140/epjb/e2015-60674-3>
15. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. Пер. с англ. М.: Мир; 1967. 480 с.
- Madelung O. Physics of III–V compounds. J. Wiley; 1964. 480 p. (Russ. Transl.: Madelung O. Fizika poluprovodnikovykh soedinenii elementov III i V grupp. Moscow: Mir; 1967. 480 p.)
16. Ehrenreich H. Band structure and electron transport of GaAs. *Physical Review Journals Archive*. 1951; 120(6): 1951.
17. Rosi F.D., Meyerhofer D., Jensen R.V. Properties of p -type GaAs prepared by copper diffusion. *Journal of Applied Physics*. 1960; 31(6): 1105–1108. <https://doi.org/10.1063/1.1735753>
18. Hill D.E. Activation energy of holes in Zn-doped GaAs. *Journal of Applied Physics*. 1970; 41(4): 1815–1818. <https://doi.org/10.1063/1.1659109>
19. Журавлев К.С., Терехов А.С., Якушева Н.А. Фотолюминесценция комплексов в эпитаксиальном p -GaAs, сильно легированном германием. *Физика и техника полупроводников*. 1988; 22(5): 777–779.
- Zhuravlev K.S., Terekhov A.S., Yakusheva N.A. Photoluminescence of complexes in epitaxial p -GaAs heavily doped with germanium. *Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov*. 1988; 22(5): 777–779. (In Russ.)
20. Журавлев К.С., Чикичев С.И., Штаске Р., Якушева Н.А. Исследование комплексообразования в эпитаксиальном сильно легированном p -GaAs:Ge методом фотолюминесценции. *Физика и техника полупроводников*. 1990; 24(9): 1645–1649.
- Zhuravlev K.S., Chikichev S.I., Shtaske R., Yakusheva N.A. Investigation of complex formation in epitaxial heavily doped p -GaAs:Ge by photoluminescence method. *Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov*. 1990; 24(9): 1645–1649. (In Russ.)
21. Комков О.С., Пихтин А.Н., Жилиев Ю.В. Диагностика арсенида галлия методом фотоотражения. *Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники*. 2011; (1): 45–48.
- Komkov O.S., Pikhitin A.N., Zhilyaev Yu.V. Photoreflectance diagnostics of gallium arsenide. *Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenii. Materialy Elektronnoi Tekhniki = Materials of Electronics Engineering*. 2011; (1): 45–48. (In Russ.)
22. Sharmin M., Choudhury S., Akhtar N., Begum T. Optical and transport properties of p -type GaAs. *Journal of Bangladesh Academy of Sciences*. 2012; 36(1): 97–107. <https://doi.org/10.3329/jbas.v36i1.10926>
23. Журавлев К.С., Шамирзаев Т.С., Якушева Н.А. Связанные с марганцем центры рекомбинации в эпитаксиальном GaAs, выращенном из расплава висмута. *Физика и техника полупроводников*. 1998; 32(1): 50–56.
- Zhuravlev K.S., Terekhov A.S., Yakusheva N.A. Manganese-bound recombination centers in epitaxial GaAs grown from bismuth melt. *Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov*. 1998; 32(1): 50–56. (In Russ.)
24. Журавлев К.С., Шамирзаев Т.С., Якушева Н.А. Свойства легированных марганцем слоев арсенида галлия, выращенных методом жидкофазной эпитаксии из расплава висмута. *Физика и техника полупроводников*. 1998; 32(7): 791–798.
- Zhuravlev K.S., Shamirzaev T.S., Yakusheva N.A. Properties of manganese-doped gallium arsenide layers grown by liquid-phase epitaxy from a bismuth melt. *Semiconductors*. 1998; 32(7): 704–710.
25. Gousskov L., Bilac S., Pimentel J., Gousskov A. Fabrication and electrical properties of epitaxial layers of GaAs doped with manganese. *Solid-State Electronics*. 1977; 20: 653–656. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(77\)90039-9](https://doi.org/10.1016/0038-1101(77)90039-9)
26. Campos M.D., Gousskov A., Pons J.C. Residual acceptors in natural GaSb and $Ga_xIn_{1-x}Sb$; their contribution to transport between 4.7 and 300 K. *Journal of Applied Physics*. 1973; 44(6): 2642–2646. <https://doi.org/10.1063/1.1662627>
27. Wenzel M., Irmer G., Monecke J., Siegel W. Hole mobilities and the effective Hall factor in p -type GaAs. *Journal of Applied Physics*. 1997; 81(12): 7810–7816. <https://doi.org/10.1063/1.365391>
28. Lee H.J., Look D.C. Hole transport in pure and doped GaAs. *Journal of Applied Physics*. 1983; 54(8): 4446–4452. <https://doi.org/10.1063/1.332640>

Информация об авторах / Information about the authors

Белов Александр Георгиевич — канд. физ.–мат. наук, ведущий научный сотрудник, АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет», ул. Электродная, д. 2, стр. 1, Москва, 111524, Российская Федерация; e-mail: b9151609271@gmail.com

Каневский Владимир Евгеньевич — канд. техн. наук, старший научный сотрудник, АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет», ул. Электродная, д. 2, стр. 1, Москва, 111524, Российская Федерация

Aleksandr G. Belov — Cand. Sci. (Phys.–Math.), Leading Researcher, Federal State Research and Development Institute of Rare Metal Industry (Giredmet JSC), 2–1 Elektrodnyaya Str., Moscow 111524, Russian Federation; e-mail: b9151609271@gmail.com

Vladimir E. Kanevskii — Cand. Sci. (Eng.), Senior Researcher, Federal State Research and Development Institute of Rare Metal Industry (Giredmet JSC), 2–1 Elektrodnyaya Str., Moscow 111524, Russian Federation

Кладова Евгения Исааковна — научный сотрудник, АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет», ул. Электродная, д. 2, стр. 1, Москва, 111524, Российская Федерация e-mail: IKKladova@rosatom.ru

Князев Станислав Николаевич — канд. техн. наук, начальник лаборатории высокотемпературных полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$, АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет», ул. Электродная, д. 2, стр. 1, Москва, 111524, Российская Федерация; <https://orcid.org/0000-0002-2580-1707>; e-mail: stnknyazev@rosatom.ru

Комаровский Никита Юрьевич — стажер-исследователь, АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет», Электродная ул., д. 2, стр. 1, Москва, 111524, Российская Федерация; аспирант, Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-7869-7886>; e-mail: nickkomarovskiy@mail.ru

Парфентьева Ирина Борисовна — ведущий инженер-технолог; АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет», Электродная ул., д. 2, стр. 1, Москва, 111524, Российская Федерация; e-mail: IBParfenteva@rosatom.ru

Чернышова Евгения Валерьевна — аспирант; АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет», Электродная ул., д. 2, стр. 1, Москва, 111524, Российская Федерация; Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049, Российская Федерация; ORCID: <https://orcid.org/0009-0000-6584-1001>; e-mail: EVChernyshova@rosatom.ru

Evgeniya I. Kladova — Researcher, Federal State Research and Development Institute of Rare Metal Industry (Giredmet JSC), 2-1 Elektrodnyaya Str., Moscow 111524, Russian Federation; e-mail: IKKladova@rosatom.ru

Stanislav N. Knyazev — Cand. Sci. (Eng.), Head of the Laboratory of High-Temperature Semiconductor Compounds $A^{III}B^V$, Federal State Research and Development Institute of Rare Metal Industry (Giredmet JSC), 2-1 Elektrodnyaya Str., Moscow 111524, Russian Federation; <https://orcid.org/0000-0002-2580-1707>; e-mail: stnknyazev@rosatom.ru

Nikita Yu. Komarovskiy — Trainee Researcher, Federal State Research and Development Institute of Rare Metal Industry (Giredmet JSC), 2-1 Elektrodnyaya Str., Moscow 111524, Russian Federation; Postgraduate Student, National University of Science and Technology “MISIS”, 4-1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-7869-7886>; e-mail: nickkomarovskiy@mail.ru

Irina B. Parfent'eva — Leading Engineer-Technologist; Federal State Research and Development Institute of Rare Metal Industry (Giredmet JSC), 2-1 Elektrodnyaya Str., Moscow 111524, Russian Federation; e-mail: IBParfenteva@rosatom.ru

Evgeniya V. Chernyshova — Postgraduate Student; Federal State Research and Development Institute of Rare Metal Industry (Giredmet JSC), 2-1 Elektrodnyaya Str., Moscow 111524, Russian Federation; National University of Science and Technology “MISIS”, 4-1 Leninsky Ave., Moscow 119049, Russian Federation; ORCID: <https://orcid.org/0009-0000-6584-1001>; e-mail: EVChernyshova@rosatom.ru

Поступила в редакцию 28.04.2023; поступила после доработки 03.07.2023; принята к публикации 17.08.2023

Received 28 April 2023; Revised 3 July 2023; Accepted 17 August 2023