

УДК 538.958
EDN: KIJRKJ

PACS: 81.15.Hi

Расчет частот смешанных плазмон-фононных мод для p -InSb и p -GaSb при $T = 295$ К© А. Г. Белов¹, Е. В. Молодцова¹, Е. О. Журавлев¹, Р. Ю. Козлов¹,
Н. Ю. Комаровский^{1,2,*}, А. Н. Кузнецов³, Н. А. Ларионов³¹ АО «Гиредмет», Москва, 111524 Россия

* E-mail: nickkomarovskiy@mail.ru

² НИТУ «МИСиС», Москва, 119049 Россия³ АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия

Статья поступила в редакцию 22.01.2025; после доработки 21.02.2025; принята к публикации 7.04.2025

Шифр научной специальности: 2.2.3, 2.6.1

Проведены теоретические расчеты и получены значения концентраций легких и тяжелых дырок, а также эффективной массы легких дырок для различных значений приведенного уровня Ферми для p -InSb и p -GaSb при $T = 295$ К. При расчетах учитывалась непараболичность зоны легких дырок. Вычислены значения волновых чисел, отвечающих плазменной частоте, а также частоте высокочастотной смешанной плазмон-фононной моды. Построены градуировочные зависимости, связывающие значения концентраций легких и тяжелых дырок со значениями характеристического волнового числа, отвечающего частоте высокочастотной смешанной плазмон-фононной моды. Показано, что эти зависимости описываются полиномами второй степени.

Ключевые слова: антимонид индия p -типа; антимонид галлия p -типа; легкие и тяжелые дырки; смешанные плазмон-фононные моды; концентрация свободных носителей заряда.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-2-31-38

Введение

В АО «Гиредмет» в течение нескольких лет ведутся работы по созданию бесконтактного неразрушающего метода контроля концентрации свободных носителей заряда (КСНЗ) в различных полупроводниковых материалах. Метод основан на анализе инфракрасных спектров отражения образцов сильно легированных полупроводников и нахождения концентрации свободных электронов или дырок (в зависимости от типа проводимости материала). КСНЗ определяется по значению характеристического волнового числа (ν_+), отвечающего частоте высокочастотной смешанной плазмон-фононной моды.

В ходе работ создан определенный задел и исследованы образцы n -InSb [1], n -InAs [2], n -GaSb [3], n -GaAs [4, 5], p -GaAs [6], причем результаты оптических измерений сравнивались с холловскими данными, полученными на тех же образцах [2–6]. Настоящая статья является продолжением ранее начатого цикла работ; в ней будет описан разработанный алгоритм определения концентраций легких и тяжелых дырок в сильно легированных p -InSb и p -GaSb при комнатной температуре.

Инфракрасный спектр отражения исследуемого образца записывается с помощью любого оптического прибора в интервале волновых чисел $\nu \leq 1500$ см⁻¹. Полученная спектральная зависимость коэффициента отраже-

ния обрабатывается по стандартной процедуре с использованием соотношений Крамерса-Кронига. Вычисляются частотные зависимости действительной, ε_1 , и мнимой, ε_2 , частей комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$. после чего строится так называемая «функция потерь»:

$$LF = \text{Im}\left(-\frac{1}{\varepsilon}\right) = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}.$$

Волновые числа, отвечающие максимумам функции потерь, соответствуют частотам смешанных плазмон-фононных мод: ν_- – низкочастотной и ν_+ – высокочастотной. Нас будет интересовать только высокочастотная мода, поскольку именно она напрямую связана со свободными носителями заряда (низкочастотная мода определяется, в основном, кристаллической решеткой материала и для определения значения КСНЗ не подходит). Определив значение ν_+ , с помощью расчетных градуировочных зависимостей можно вычислить значения концентраций легких и тяже-

лых дырок. Построение этих зависимостей и является целью настоящей работы.

Все расчеты выполнены для $T = 295$ К. Предполагается, что результаты расчетов, представленных в этой статье, будут использованы в дальнейшем для сравнения данных оптических и электрофизических измерений концентраций дырок в образцах p -InSb и p -GaSb.

Теоретические расчеты

Известно, что валентная зона всех полупроводников A_3B_5 состоит из двух подзон (легких и тяжелых дырок), вырожденных в точке Γ зоны Бриллюэна. На рис. 1 представлены зонные структуры InSb (а) [7] и GaSb (б) [8]. Для этих материалов зоны тяжелых дырок являются изотропными и параболическими. Зоны легких дырок описываются кейновским законом дисперсии [9], то есть эффективная масса легких дырок увеличивается с ростом энергии.

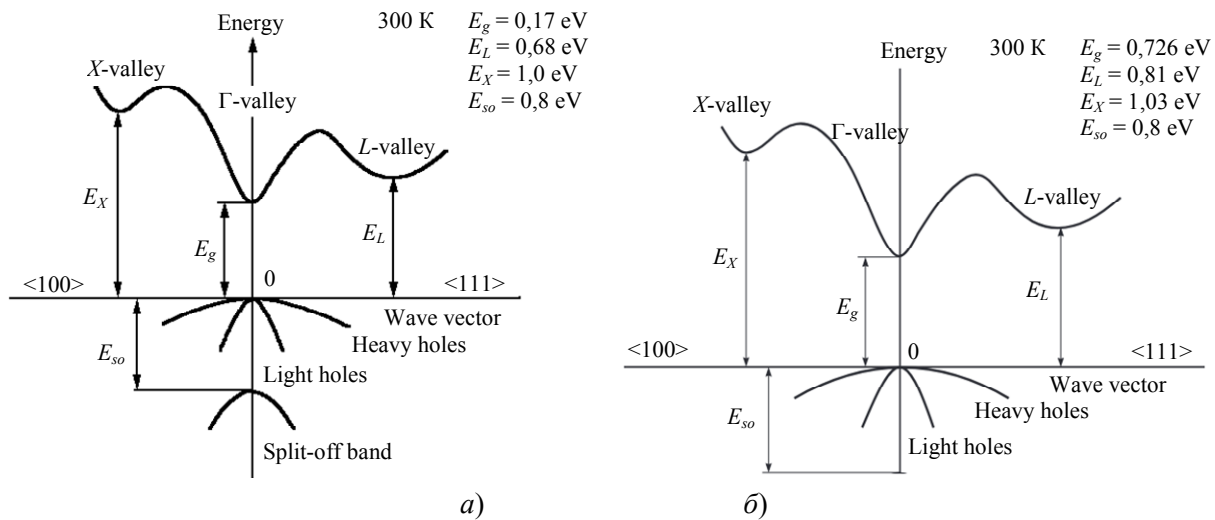


Рис. 1. Зонная структура InSb (а) [7] и GaSb (б) [8]

Известно, что в случае наличия свободных носителей заряда двух типов, плазменная частота запишется в виде [10]:

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_\infty} \times \left(\frac{p_\Gamma}{m_{p_\Gamma}} + \frac{p_\Delta}{m_{p_\Delta}} \right) = \frac{4\pi e^2 p_\Gamma}{\varepsilon_\infty m_{p_\Gamma}} \times \left(1 + \frac{p_\Delta m_{p_\Gamma}}{p_\Gamma m_{p_\Delta}} \right). \quad (1)$$

Здесь p_Γ , p_Δ – концентрации, соответственно, тяжелых и легких дырок; m_{p_Γ} и m_{p_Δ} – их оптические эффективные массы; ε_∞ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость; $e = 4,8 \times 10^{-10}$ ед. СГСЕ – заряд электрона.

Второе слагаемое в скобках формулы (1) характеризует вклад легких дырок в плазменную частоту.

Для концентрации тяжелых дырок (параболическая зона) справедливо соотношение [11]:

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

Здесь $F_{\frac{3}{2}}(\eta)$ – однопараметрический интеграл Ферми:

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

где $f_0(x, \eta) = [1 + \exp(x - \eta)]^{-1}$; (4)

$\eta = \frac{E_F}{kT}$ – приведенный уровень Ферми (отсчитывается вниз от потолка валентной зоны тяжелых дырок – см. рис. 1).

Зона легких дырок является непараболической (модель Кейна [9]); в этом случае концентрация легких дырок описывается соотношением [11]:

$$p_L = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}\pi^2} \times \frac{(kTE_g)^{\frac{3}{2}}}{P_{cv}^3} \times {}^0L_0^{\frac{3}{2}}(\eta, \beta) \quad (5)$$

Эффективную массу легких дырок можно вычислить, используя формулу [12, Приложение А]:

$$\frac{m_{p_L}}{m_0} = \frac{3\hbar^2 E_g}{4P_{cv}^2 m_0} \times \frac{{}^0L_0^{\frac{3}{2}}(\eta, \beta)}{{}^0L_1^{\frac{3}{2}}(\eta, \beta)} \quad (6)$$

Здесь E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника; $k = 1,38 \times 10^{-16}$ эрг/К – постоянная Больцмана; (для $T = 295$ К $kT = 25,4$ мэВ); $\hbar = h / 2\pi$, где $h = 6,62 \times 10^{-27}$ эрг·с – постоянная Планка; $m_0 = 9,11 \times 10^{-28}$ г – масса свободного электрона; $P_{cv} = 8,7 \times 10^{-8}$ эВ·см [13] – матричный элемент взаимодействия валентной зоны легких дырок и зоны проводимости считается одинаковым для всех соединений A_3B_5 ; $\beta = kT/E_g$ – параметр, характеризующий непараболическость зоны легких дырок.

В формулах (5) и (6) используются двухпараметрические интегралы Ферми:

$${}^mL_k^n(\eta, \beta) = \int_0^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) \frac{x^m (x + \beta x^2)^n}{(1 + 2\beta x)^k} dx \quad (7)$$

Двухпараметрический интеграл ${}^0L_0^{\frac{3}{2}}(\eta, \beta)$ переходит в однопараметрический интеграл $F_{\frac{3}{2}}(\eta)$ при $\beta \rightarrow 0$, то есть когда непараболическостью зоны можно пренебречь.

Поскольку в рассматриваемых материалах присутствует одна зона тяжелых дырок и одна – легких, причем обе являются изотропными, значения эффективных масс плотности состояний совпадают со значениями оптических эффективных масс – см. формулы (1), (2), (5), (6).

В полупроводниковых материалах A_3B_5 присутствует заметная доля ионной связи, поэтому продольные оптические колебания кристаллической решетки (ЛО-фононы) могут взаимодействовать с продольными коллективными колебаниями системы свободных носителей заряда – плазмонами (плазмон-фононное взаимодействие). Это взаимодействие необходимо учитывать при построении градуировочных зависимостей, связывающих значения КСНЗ и характеристических волновых чисел.

Если пренебречь затуханиями плазмонов и ЛО-фононов, то частотная зависимость диэлектрической проницаемости запишется в виде:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right] + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{LO}} \right)^2 \times \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{\infty}}}, \quad (8)$$

где ε_0 – статическая диэлектрическая проницаемость; ω – круговая частота; ω_{LO} – частота продольного оптического фонона. В формуле (8) первое слагаемое описывает вклад от плазмонов, а второе – от продольных оптических фононов.

Известно, что продольные колебания (а именно такими и являются смешанные плазмон-фононные моды) могут существовать в среде только в том случае, если диэлектри-

ческая проницаемость обращается в нуль. Соответственно, приравняв выражение (8) нулю и решив биквадратное уравнение, перейдя от частот к волновым числам для v_- и v_+ получим:

$$v_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left[(v_p^2 + v_{LO}^2) \pm \sqrt{(v_p^2 + v_{LO}^2)^2 - 4 \frac{\epsilon_{\infty}}{\epsilon_0} v_p^2 v_{LO}^2} \right] \quad (9)$$

В дальнейшем нас будет интересовать только высокочастотная мода v_+ .

Алгоритм расчета состоит в следующем:

– задаем значение η и по формулам (2),

(5) и (6) вычисляем значения p_T , p_L и $\frac{m_{p_n}}{m_0}$;

– подставляем полученные значения в формулу (1) и вычисляем значение плазменной частоты ω_p и соответствующее значение волнового числа: $v_p = \frac{\omega_p}{2\pi c}$, где $c = 3 \times 10^{10}$ см/с – скорость света в вакууме;

– подставляем полученное значение v_p в формулу (9) и вычисляем значение v_+ ;

– изменяем значение η и повторяем описанные выше операции;

– строим градуировочные зависимости концентрации тяжелых и легких дырок от характеристического волнового числа: $p_T = f_1(v_+)$ и $p_L = f_2(v_+)$.

При расчетах использовались следующие значения параметров:

для InSb:

$E_g = 0,17$ эВ [7]; $\beta = 0,149$; $\epsilon_0 = 18,0$, $\epsilon_{\infty} = 15,68$ [13]; $m_{p_T} = 0,43 m_0$; [7]; $v_{LO} = 197,2$ см⁻¹ [13];

для GaSb:

$E_g = 0,728$ эВ [8]; $\beta = 0,0349$; $\epsilon_0 = 16,4$, $\epsilon_{\infty} = 15,2$ [13]; $m_{p_T} = 0,40 m_0$ [8]; $v_{LO} = 240,3$ см⁻¹ [13].

С учетом изложенного выше формулы (2), (5) и (6) можно привести к виду: для InSb:

$$p_T = 5,185 \times 10^{18} \times F_{\frac{3}{2}}(\eta); \quad (10)$$

$$p_L = 2,676 \times 10^{16} \times {}^0L_{\frac{3}{2}}^2(\eta; 0,149) \quad (11)$$

$$\frac{m_{p_n}}{m_0} = 0,0128 \frac{{}^0L_{\frac{3}{2}}^2(\eta; 0,149)}{{}^0L_{\frac{3}{2}}^2(\eta; 0,149)}; \quad (12)$$

для GaSb:

$$p_T = 4,651 \times 10^{18} \times F_{\frac{3}{2}}(\eta); \quad (13)$$

$$p_L = 2,376 \times 10^{17} \times {}^0L_{\frac{3}{2}}^2(\eta; 0,0349) \quad (14)$$

$$\frac{m_{p_n}}{m_0} = 0,0550 \frac{{}^0L_{\frac{3}{2}}^2(\eta; 0,0349)}{{}^0L_{\frac{3}{2}}^2(\eta; 0,0349)} \quad (15)$$

Формулу (1) можно преобразовать к виду: для InSb:

$$v_p = 1,152 \times 10^{-7} \times \sqrt{p_T \left(1 + \frac{p_L m_{p_T}}{p_T m_{p_n}} \right)}; \quad (16)$$

для GaSb:

$$v_p = 1,213 \times 10^{-7} \times \sqrt{p_T \left(1 + \frac{p_L m_{p_T}}{p_T m_{p_n}} \right)} \quad (17)$$

В таблицах 1 и 2 представлены значения параметров, рассчитанные по приведенным выше формулам.

Таблица 1

Результаты расчетов для p-InSb (T = 295 K)

η	p_T , см ⁻³	p_L , см ⁻³	$\frac{m_{p_n}}{m_0}$	v_p , см ⁻¹	v_+ , см ⁻¹
-1,0	$2,261 \times 10^{18}$	$1,939 \times 10^{16}$	$2,285 \times 10^{-2}$	186,6	224,1
-0,5	$3,500 \times 10^{18}$	$3,040 \times 10^{16}$	$2,315 \times 10^{-2}$	232,2	253,9

Окончание табл. 1

η	$p_T, \text{см}^{-3}$	$p_L, \text{см}^{-3}$	$\frac{m_{p_2}}{m_0}$	$v_p, \text{см}^{-1}$	$v_+, \text{см}^{-1}$
0	$5,273 \times 10^{18}$	$4,664 \times 10^{16}$	$2,359 \times 10^{-2}$	285,0	298,8
0,5	$7,700 \times 10^{18}$	$6,971 \times 10^{16}$	$2,417 \times 10^{-2}$	344,4	354,2
1,0	$10,863 \times 10^{18}$	$10,124 \times 10^{16}$	$2,492 \times 10^{-2}$	409,0	416,5
1,5	$14,782 \times 10^{18}$	$14,272 \times 10^{16}$	$2,583 \times 10^{-2}$	477,1	483,2
2,0	$19,464 \times 10^{18}$	$19,555 \times 10^{16}$	$2,690 \times 10^{-2}$	547,5	552,6
2,5	$24,862 \times 10^{18}$	$26,097 \times 10^{16}$	$2,810 \times 10^{-2}$	618,8	623,2
3,0	$30,934 \times 10^{18}$	$34,017 \times 10^{16}$	$2,941 \times 10^{-2}$	690,2	694,1

Таблица 2

Результаты расчетов для *p*-GaSb ($T = 295 \text{ K}$)

η	$p_T, \text{см}^{-3}$	$p_L, \text{см}^{-3}$	$\frac{m_{p_2}}{m_0}$	$v_p, \text{см}^{-1}$	$v_+, \text{см}^{-1}$
-1,0	$2,028 \times 10^{18}$	$1,188 \times 10^{17}$	$6,513 \times 10^{-2}$	186,5	250,9
-0,5	$3,139 \times 10^{18}$	$1,839 \times 10^{17}$	$6,535 \times 10^{-2}$	232,0	266,4
0	$4,730 \times 10^{18}$	$2,787 \times 10^{17}$	$6,580 \times 10^{-2}$	284,7	302,1
0,5	$6,907 \times 10^{18}$	$4,098 \times 10^{17}$	$6,635 \times 10^{-2}$	344,1	354,6
1,0	$9,744 \times 10^{18}$	$5,833 \times 10^{17}$	$6,711 \times 10^{-2}$	408,7	416,1
1,5	$13,260 \times 10^{18}$	$8,028 \times 10^{17}$	$6,802 \times 10^{-2}$	476,6	482,3
2,0	$17,460 \times 10^{18}$	$10,706 \times 10^{17}$	$6,907 \times 10^{-2}$	546,8	551,5
2,5	$22,301 \times 10^{18}$	$17,530 \times 10^{17}$	$7,158 \times 10^{-2}$	627,5	631,4
3,0	$27,748 \times 10^{18}$	$26,302 \times 10^{17}$	$7,445 \times 10^{-2}$	708,1	711,4

Из Таблиц 1 и 2 видно, что различие между значениями v_p и v_+ уменьшается при увеличении концентраций дырок, то есть влияние плазмон-фононного взаимодействия ослабевает.

Используя данные Таблиц 1 и 2, можно построить градуировочные зависимости, связывающие концентрации дырок с характеристическим волновым числом v_+ :

для InSb:

для тяжелых дырок:

$$p_T = 6,012 \times 10^{13} \times (v_+)^2 + 5,387 \times 10^{15} \times (v_+) - 1,814 \times 10^{18}; \quad (18)$$

для легких дырок:

$$p_L = 9,628 \times 10^{11} \times (v_+)^2 - 2,136 \times 10^{14} \times (v_+) + 2,209 \times 10^{16}; \quad (19)$$

для GaSb:

для тяжелых дырок:

$$p_T = 3,246 \times 10^{13} \times (v_+)^2 + 2,390 \times 10^{16} \times (v_+) - 5,699 \times 10^{18}; \quad (20)$$

для легких дырок:

$$p_L = 1,106 \times 10^{13} \times (v_+)^2 - 5,539 \times 10^{15} \times (v_+) + 8,965 \times 10^{16}. \quad (21)$$

Все градуировочные зависимости описываются полиномами второй степени.

На рис. 2 для сравнения приведены градуировочные зависимости для тяжелых дырок для *p*-InSb, *p*-GaAs и *p*-GaSb при $T = 295 \text{ K}$.

Из рис. 2 видно, что расхождение между значениями концентрации тяжелых дырок для перечисленных полупроводниковых материалов увеличивается с ростом значений v_+ .

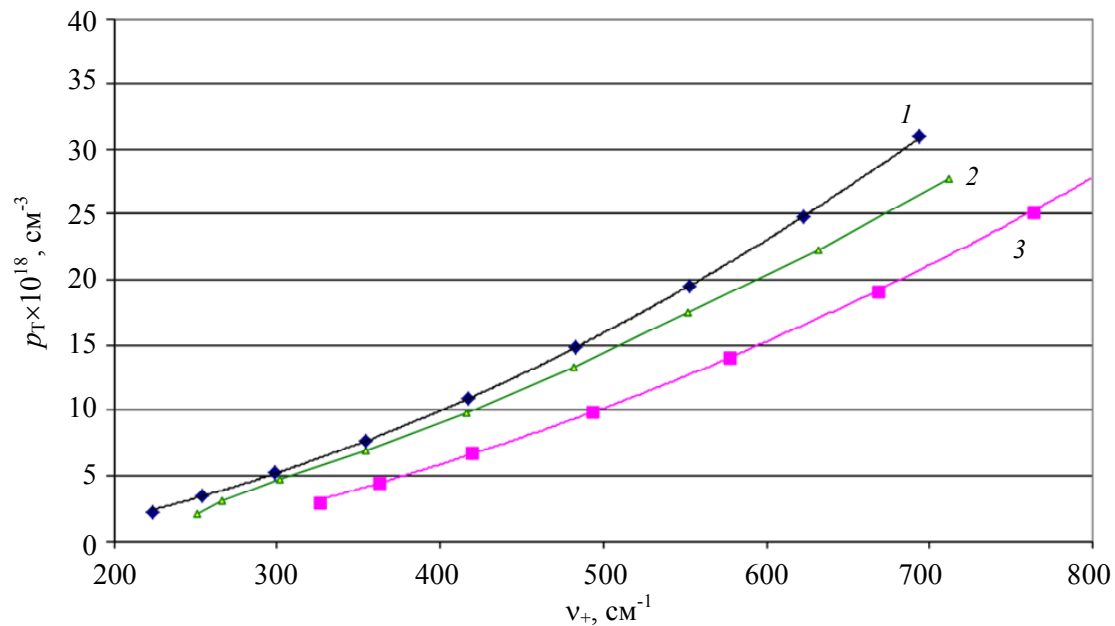


Рис. 2. Расчетные градуировочные зависимости концентрации тяжелых дырок: от характеристического волнового числа: кривая 1 – *p*-InSb; кривая 2 – *p*-GaSb; кривая 3 – *p*-GaAs

В дальнейшем предполагается использовать результаты настоящей работы для анализа данных оптических и электрофизических измерений образцов *p*-InSb и *p*-GaSb. Аналогичные подходы были использованы нами ранее применительно к материалам *n*-GaSb [3] и *p*-GaAs [6].

Заключение

Проведены расчеты значений концентраций тяжелых и легких дырок, эффективной массы легких дырок, а также частот плазмон и смешанных плазмон-фононных мод для *p*-InSb и *p*-GaSb при $T = 295$ К для различных значений приведенного уровня Ферми. При расчетах учитывалась непараболичность зоны легких дырок.

Построены градуировочные зависимости, связывающие значения концентрации тяжелых и легких дырок со значениями характеристического волнового числа, отвечающего частоте высокочастотной смешанной плазмон-фононной моды. Показано, что все полученные зависимости описываются полиномами второй степени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белова И. М., Белов А. Г., Каневский В. Е., Лысенко А. П. / Известия вузов. Электроника. 2017. Т. 22. № 3. С. 201–210. doi: 10.214151/1561-5405-2017-22-3-201-210.
2. Югова Т. Г., Белов А. Г., Каневский В. Е., Кладова Е. И., Князев С. Н., Парфентьева И. Б. / Известия вузов. Материалы электронной техники. 2021. Т. 24. № 3. С. 153–161. <https://doi.org/10.17073/1609-3577-2021-3-153-161>.
3. Белов А. Г., Молодцова Е. В., Кормилицина С. С., Козлов Р. Ю., Журавлев Е. О., Климин С. А., Новикова Н. Н., Яковлев В. А. / Оптика и спектроскопия. 2023. Т. 131. № 7. С. 919–925. doi: 10.21883/OS.2023.07.56126,4318-23.
4. Югова Т. Г., Белов А. Г., Каневский В. Е., Кладова Е. И., Князев С. Н. / Известия вузов. Материалы электронной техники. 2020. Т. 23. № 1. С. 27–33. doi: 10.17073/1609-3577-2020-1-27-33.
5. Комаровский Н. Ю., Белов А. Г., Кладова Е. И., Князев С. Н., Молодцова Е. В., Парфентьева И. Б., Трофимов А. А. / Прикладная физика. 2023. № 6. С. 54–59. doi: 10.51368/1996-0948-2023-6-54-59.
6. Белов А. Г., Каневский В. Е., Кладова Е. И., Князев С. Н., Комаровский Н. Ю., Парфентьева И. Б., Чернышова Е. В. / Известия вузов. Материалы электронной техники. 2023. Т. 26. № 3. С. 171–180. <https://doi.org/10.17073/1609-3577j.met202304.525>.
7. New semiconductor materials. Biology systems. Characteristic and properties. Band structure and carrier concentration of indium antimonide (InSb). URL <https://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InSb/bandstr.html>.

8. New semiconductor materials. Biology systems. Characteristic and properties. Band structure and carrier concentration of gallium antimonide (GaSb). URL <https://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaSb/bandstr.html>.

9. Kane E. O. / Journal of Physics and Chemistry of Solids. 1957. Vol. 1. № 4. P. 249–261. [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(57\)90013-6](https://doi.org/10.1016/0022-3697(57)90013-6).

10. Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. – М.: Наука, 1977.

11. Аскеров Б. М. Кинетические эффекты в полупроводниках. – М.: Наука, 1970.

12. Равич Ю. И., Ефимова Б. А., Смирнов И. А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS. – М.: Наука, 1968.

13. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III-V групп / пер. с англ. – М.: Мир, 1967.

PACS: 81.15.Hi

The calculation of coupled plasmon-phonon mode frequencies for *p*-InSb and *p*-GaSb at $T = 295$ K

A. G. Belov¹, E. V. Molodtsova¹, E. O. Zhuravlev¹, R. Yu. Kozlov¹, N. Yu. Komarovskiy^{1,2}, A. N. Kusnetsov³ and N. A. Larionov³

¹ Giredmet, JSC, Moscow, 111524 Russia

² National University of Science and Technology MISiS, Moscow, 119049 Russia

³ RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

Received 22.01.2025; revised 21.02.2025; accepted 7.04.2025

*The theoretical calculations have been made and the values of light and heavy hole concentration and light hole effective mass have been obtained for various values of reduced Fermi level for *p*-InSb and *p*-GaSb at $T = 295$ K. The nonparabolism of light hole band has been taken into account. The wave number values, corresponding to the frequencies of plasmons and coupled high-frequency plasmon-phonon mode have been calculated. The dependencies of light and heavy concentrations upon characteristic wave number values, corresponding to coupled high-frequency plasmon-phonon mode, have been obtained. It has been shown, that these dependencies may be described by second degree polynomials.*

Keywords: *p*-type indium antimonide; *p*-type gallium antimonide; light and heavy holes; coupled plasmon-phonon modes; free carrier concentration.

REFERENCES

1. Belova I. M., Belov A. G., Kanevskiy V. E. and Lysenko A. P., *Izvestiya vuzov. Elektronika* **22** (3), 201–210 (2017). doi:10.214151/1561-5405-2017-22-3-201-210 [in Russian].
2. Yugova T. G., Belov A. G., Kanevskiy V. E., Kladova E. I., Knyazev S. N. and Parfent'eva I. B., *Izvestiya vuzov. Materialy elektronnoy tekhniki* **24** (3), 153–161 (2021). <https://doi.org/10.17073/1609-3577-2021-3-153-161> [in Russian].
3. Belov A. G., Molodtsova E. V., Kormilitsina S. S., Kozlov R. Yu., Zhuravlev E. O., Klimin S. A., Novikova N. N. and Yakovlev V. A., *Optika i spektroskopiya* **131** (7), 919–925 (2023). doi: 10.21883/OS.2023.07.56126,4318-23 [in Russian].
4. Yugova T. G., Belov A. G., Kanevskiy V. E., Kladova E. I. and Knyazev S. N., *Izvestiya vuzov. Materialy elektronnoy tekhniki* **23** (1), 27–33 (2020). doi: 10.17073/1609-3577-2020-1-27-33 [in Russian].
5. Komarovskiy N. Yu., Belov A. G., Kladova E. I., Knyazev S. N., Molodtsova E. V., Parfent'eva I. B. and Trofimov A. A., *Applied Physics*, № 6, 54–59 (2023). doi: 10.51368/1996-0948-2023-6-54-59 [in Russian].
6. Belov A. G., Kanevskiy V. E., Kladova E. I., Knyazev S. N., Komarovskiy N. Yu., Parfent'eva I. B. and Chernyshova E. V., *Izvestiya vuzov. Materialy elektronnoy tekhniki* **26** (3), 171–180 (2023). <https://doi.org/10.17073/1609-3577j.met202304.525> [in Russian].

7. New semiconductor materials. Biology systems. Characteristic and properties. Band structure and carrier concentration of indium antimonide (InSb). URL <https://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InSb/bandstr.html>.
8. New semiconductor materials. Biology systems. Characteristic and properties. Band structure and carrier concentration of gallium antimonide (GaSb). URL <https://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaSb/bandstr.html>.
9. Kane E. O., Journal of Physics and Chemistry of Solids **1** (4), 249–261 (1957).
[https://doi.org/10.1016/0022-3697\(57\)90013-6](https://doi.org/10.1016/0022-3697(57)90013-6).
10. Pozhela Yu. K., Plazma i tokovye neustojchivosti v poluprovodnikah. Moscow, Nauka, 1977 [in Russian].
11. Askerov B. M., Kineticheskie efekty v poluprovodnikah. Moscow, Nauka, 1970 [in Russian].
12. Ravich Yu. I., Efimova B. A. and Smirnov I. A., Metody issledovaniya poluprovodnikov v primeneni k hal'kogenidam svintsya PbTe, PbSe, PbS. Moscow, Nauka, 1968 [in Russian].
13. Madelung O., Fizika poluprovodnikovyh soedineniy elementov III-V grupp; per. s angl. Moscow, Mir, 1967 [in Russian].

Об авторах

Белов Александр Георгиевич, ведущий научный сотрудник, к.ф.-м.н., АО «Гиредмет» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1). E-mail: IADenisov@rosatom.ru. SPIN-код РИНЦ 9546-0477, Author ID 38536

Молодцова Елена Владимировна, ведущий научный сотрудник, к.т.н., АО «Гиредмет» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1). E-mail: evmol@bk.ru.

Журавлев Евгений Олегович, научный сотрудник, АО «Гиредмет» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1).

Козлов Роман Юрьевич, начальник лаборатории, АО «Гиредмет» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1). E-mail: RYKozlov@rosatom.ru.

Комаровский Никита Юрьевич, руководитель направления, АО «Гиредмет» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1), НИТУ «МИСиС» (119049, Россия, Москва, Ленинский пр-кт, д. 4, стр. 1). E-mail: nickkomarovskiy@mail.ru. SPIN-код РИНЦ 9642-8920, Author ID 1248206

Кузнецов Антон Николаевич, начальник ДЦФЭ, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: Kuznetsov.Ant.N@yandex.ru.

Ларионов Никита Александрович, инженер 1 кат., АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, ул. Косинская, д. 9). E-mail: nikitalarionov16@yandex.ru. SPIN-код РИНЦ 1288-6349, Author ID 1242982