

02

Определение концентрации электронов проводимости в монокристаллических образцах n -GaSb по спектрам отражения в дальней инфракрасной области при $T = 295$ K

© А.Г. Белов¹, Е.В. Молодцова¹, С.С. Кормилицина^{1,2}, Р.Ю. Козлов^{1,2}, Е.О. Журавлев^{1,2}, С.А. Климин³, Н.Н. Новикова³, В.А. Яковлев³

¹ Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности (АО „Гиредмет“),

111524 Москва, Россия

² Национальный исследовательский технологический университет „МИСИС“ (НИТУ МИСИС),

119049 Москва, Россия

³ Институт спектроскопии РАН (ИСАН),

108840 Троицк, Москва, Россия

e-mail: klimin@isan.troitsk.ru

Поступила в редакцию 11.11.2022 г.

В окончательной редакции 01.03.2023 г.

Принята к публикации 31.05.2023 г.

Предложен метод раздельного определения концентраций „легких“ и „тяжелых“ электронов в n -GaSb при $T = 295$ K на основе анализа спектров отражения в дальней инфракрасной области с учетом плазмон-фононного взаимодействия. Построены расчетные градуировочные зависимости, позволяющие определять концентрации „легких“ и „тяжелых“ электронов по значению характеристического волнового числа, отвечающего частоте высокочастотной смешанной плазмон-фононной моды. Проведены измерения спектров отражения серии образцов n -GaSb с различной проводимостью при комнатной температуре и определены концентрации „легких“ и „тяжелых“ электронов. На тех же образцах выполнены электрофизические измерения по методу Ван дер Пау при комнатной температуре. Путем сопоставления оптических и холловских данных определены значения отношения подвижностей „легких“ и „тяжелых“ электронов (параметр b). Такой способ определения значения параметра b использован впервые.

Ключевые слова: n -GaSb, концентрация свободных носителей заряда, спектры отражения, плазмон-фононное взаимодействие, метод Ван дер Пау, „легкие“ и „тяжелые“ электроны.

DOI: 10.21883/OS.2023.07.56126.4318-23

Введение

Настоящая работа является продолжением проводимых в АО „Гиредмет“ в течение ряда лет исследований, имеющих целью разработку бесконтактных и неразрушающих методов контроля концентрации свободных носителей заряда (КСНЗ) в различных полупроводниковых материалах [1–3]. В основе данных исследований лежит способ определения КСНЗ, основанный на анализе спектральных зависимостей коэффициента отражения. Измеренные спектры отражения обрабатываются с помощью дисперсионного анализа для определения диэлектрической проницаемости ϵ и получения значения характеристического волнового числа. Далее с использованием расчетной градуировочной зависимости вычисляется значение КСНЗ. Хотя все измерения были выполнены при комнатной температуре, рассматриваемый подход вполне пригоден для анализа спектров отражения образцов и при низких температурах.

Хорошие результаты по определению КСНЗ и подвижности дают стандартные измерения удельного сопротивления и коэффициента Холла. Однако они имеют ограниченное применение для систем с ярко выра-

женной смешанной проводимостью (каковым является исследуемый нами объект), поскольку они дают только усредненные значения концентрации и подвижности носителей и не отражают вклад отдельных видов носителей. Больше информации можно получить, исследуя магнитотранспорт в зависимости от магнитного поля, в частности количественный анализ спектра подвижности (QMSA) [4–7]. Он позволяет получить плотности и подвижности для каждого присутствующего носителя. Однако перечисленные электрофизические методы требуют существенного времени на подготовку образца, проведение эксперимента и анализ.

Оптические методы определения КСНЗ выгодно отличаются тем, что они являются экспрессными, бесконтактными и неразрушающими; локальность метода определяется размером светового пятна. К таким методам относится, например, комбинационное рассеяние света [8] и отражательная спектроскопия. Применению последней и посвящена настоящая работа. Подобный подход был использован нами ранее применительно к сильно легированным полупроводниковым соединениям InSb [1], GaAs [2], InAs [3] n -типа электропроводно-

сти. В настоящей работе исследуются спектры отражения и обсуждается методика определения КСНЗ для легированного теллуром полупроводникового соединения n -GaSb с различной концентрацией носителей при $T = 295$ К.

Методика эксперимента

Образцы n -GaSb были получены модифицированным методом Чохральского в совмещенном процессе [9]. Исходные компоненты Ga и Sb (чистотой 6N), а также легирующая примесь (Te) помещались в кварцевый фильтрующий тигель, который устанавливался в рабочий тигель ростовой камеры. Синтез соединения GaSb проводился в фильтрующем тигле при температуре $\approx 800^\circ\text{C}$ в атмосфере протока водорода. После фильтрации расплава в рабочий тигель температура расплава снижалась до $\approx 714^\circ\text{C}$. Монокристалл выращивался на затравке, ориентированной в кристаллографическом направлении [100]. Выращенный монокристалл отжигался в зоне нагревателя по специальному тепловому режиму, подобранному экспериментально.

Контрольные пластины для измерения электрофизических параметров и спектров отражения отрезались от верха и низа цилиндрической части монокристалла. Пластины шлифовались на порошке M14 и травились в полирующем растворе для снятия нарушенного слоя. Из пластин вырезались образцы приблизительно квадратной формы с линейными размерами 10–15 mm; толщина образцов, d , изменялась в пределах 0.45–2.04 mm (таблица).

Спектры отражения R измерялись для угла падения, близкого к нормали. Сначала они исследованы при помощи фурье-спектрометра Tensor 27 (рабочий диапазон волновых чисел $\nu > 340\text{ cm}^{-1}$). Было показано, что коэффициент отражения в низкочастотной области спектра сильно чувствителен к КСНЗ образца. Однако, поскольку частота ИК активного фонона GaSb не попала в рабочий диапазон прибора, оказались важными исследования в области более низких частот. В дальнейшем измерение спектров отражения проводилось при помощи вакуумного фурье-спектрометра BRUKER IFS66 v/s в широком спектральном интервале от 50 до 7500 cm^{-1} при угле падения излучения, близком к нормальному (13°), в два приема: в дальней ИК области спектра от 50 до 550 cm^{-1} и в средней ИК области от 450 до 7500 cm^{-1} . Спектральное разрешение составляло 4 cm^{-1} . Источником излучения в обоих случаях являлся глобар. В длинноволновой спектральной области использовался лавсановый светоделитель с покрытием из германия и пироэлектрический приемник на основе ДЛАТГС (дейтерированный триглицинсульфат с примесью L- α -аланина), в коротковолновой — светоделитель из KBr и пироэлектрический приемник на основе ДТГС (дейтерированный триглицинсульфат). Далее проводилась сшивка двух спектральных областей

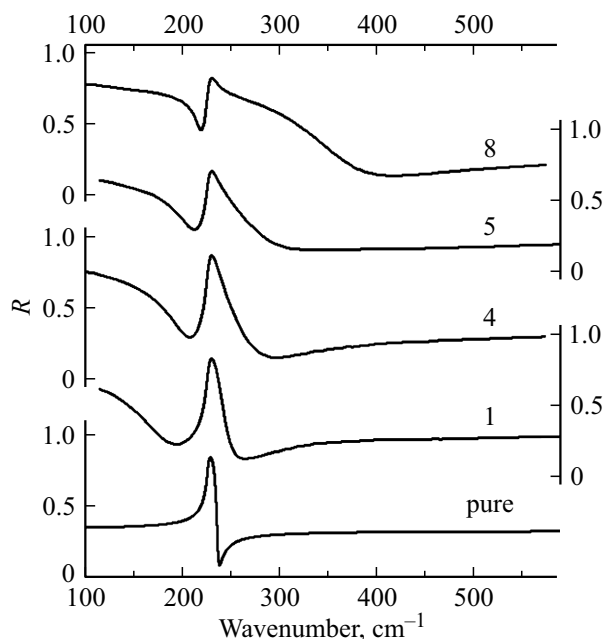


Рис. 1. Спектры отражения для четырех образцов n -GaSb в сравнении со спектром номинально чистого образца GaSb. На кривых указаны номера образцов (таблица). КСНЗ увеличивается снизу вверх.

для получения единого спектра в широком спектральном диапазоне.

Электрофизические измерения проводились с использованием традиционной четырехконтактной геометрии (метод Ван дер Пау). Контакты припаивались по углам на плоскую поверхность образца; в качестве контактного материала использовался индий. Держатель с прикрепленными к нему с противоположных сторон двумя образцами помещался в зазор между полюсами электромагнита. Удельное электрическое сопротивление измерялось в отсутствие магнитного поля, а коэффициент Холла — в магнитном поле с индукцией $B = 0.5$ Т при силе тока через образец 200 мА.

Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 1 представлены спектры отражения в дальней ИК области для четырех образцов с различными значениями КСНЗ. Для сравнения приведен также спектр отражения для номинально чистого монокристалла GaSb („pure“), в котором присутствует одна особенность, связанная с наличием единственного ИК активного ТО-фонона с частотой вблизи 227 cm^{-1} . У всех легированных теллуром образцов в спектре отражения наблюдается рост коэффициента отражения в низких частотах или так называемый „хвост“ Друде, связанный с наличием свободных носителей заряда. Увеличение КСНЗ приводит к продвижению „хвоста“ в более высокие частоты.

Описание образцов и их характеристики: номер, толщина d , удельное сопротивление ρ , модуль коэффициента Холла $|R_H|$, концентрация электронов в Г-долине n_1 и в L-долине n_2 и безразмерный параметр b

| № п/п | d , mm | ρ , $\Omega \cdot \text{cm}$ | $ R_H $, cm^3/C | ν_+ , cm^{-1} | n_1 , cm^{-3} | n_2 , cm^{-3} | $b = \mu_1/\mu_2$ |
|-------|----------|-----------------------------------|----------------------------------|----------------------------|--------------------------|--------------------------|-------------------|
| 1 | 0.96 | $3.45 \cdot 10^{-3}$ | 8.17 | 260 | $3.71 \cdot 10^{17}$ | $5.31 \cdot 10^{17}$ | 2.3 |
| 2 | 0.66 | $4.61 \cdot 10^{-3}$ | 13.8 | 265 | $3.90 \cdot 10^{17}$ | $5.64 \cdot 10^{17}$ | 18 |
| 3 | 0.45 | $4.56 \cdot 10^{-3}$ | 13.8 | 268 | $4.02 \cdot 10^{17}$ | $5.85 \cdot 10^{17}$ | 23 |
| 4 | 0.94 | $3.16 \cdot 10^{-3}$ | 7.74 | 295 | $5.07 \cdot 10^{17}$ | $7.91 \cdot 10^{17}$ | 7.1 |
| 5 | 0.51 | $3.04 \cdot 10^{-3}$ | 8.10 | 316 | $5.90 \cdot 10^{17}$ | $9.78 \cdot 10^{17}$ | 11 |
| 6 | 1.42 | $2.56 \cdot 10^{-3}$ | 5.64 | 348 | $7.15 \cdot 10^{17}$ | $1.31 \cdot 10^{18}$ | 7 |
| 7 | 0.51 | $2.88 \cdot 10^{-3}$ | 6.94 | 357 | $7.50 \cdot 10^{17}$ | $1.41 \cdot 10^{18}$ | 19 |
| 8 | 1.36 | $2.32 \cdot 10^{-3}$ | 6.13 | 395 | $8.98 \cdot 10^{17}$ | $1.89 \cdot 10^{18}$ | 32 |
| 9 | 2.04 | $1.71 \cdot 10^{-3}$ | 4.46 | 427 | $1.02 \cdot 10^{18}$ | $2.34 \cdot 10^{18}$ | 14 |
| 10 | 1.71 | $1.73 \cdot 10^{-3}$ | 4.38 | 440 | $1.08 \cdot 10^{18}$ | $2.55 \cdot 10^{18}$ | 15 |

Когда частота фона находится ниже частоты плазменных колебаний, уже нельзя говорить о „чистом“ колебании кристаллической решетки. Возникают две связанные плазмон-фононные моды ν_+ и ν_- [10,11]. Кроме этого, возникает инверсия ТО- и ЛО-частот (см., например, [12]). Форма фона становится „зеркально“ симметричной относительно оси частот (сравните спектры образца 8 и рис. 1).

Спектральные зависимости коэффициента отражения $R(\nu)$ были промоделированы с помощью дисперсионного анализа. Спектр отражения вычислялся по известным соотношениям с учетом угла падения 13° [13,14]. При этом комплексная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\nu)$ образца на частоте ν описывалась суммой вкладов электронных переходов (ε_∞), единственного для GaSb гармонического (лоренцевского) осциллятора и плазмона (формула Друде):

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{S_1^2}{\nu_1^2 - \nu^2 + i\gamma_1\nu} + \frac{\nu_p^2}{-\nu^2 - i\gamma_p\nu}, \quad (1)$$

где ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, ν_1 — частота лоренцевского осциллятора (фонона), S_1 — сила осциллятора, γ_1 — его затухание, ν_p — плазменная частота, γ_p — затухание плазмона.

Метод дисперсионного анализа является стандартным для определения экспериментальных оптических параметров [15–17]. Для моделирования спектров отражения были использованы программы SCOUT [18,19] и RefFit [20]. Рассчитывалась частотная зависимость коэффициента отражения, которая сравнивалась с экспериментом. Затем были оптимизированы параметры ε_∞ , ν_1 , S_1 , γ_1 , ν_p и γ_p путем минимизации разности экспериментального и расчетного спектров. После этого вычислялись частотные зависимости действительной $\varepsilon_1(\nu)$ и мнимой $\varepsilon_2(\nu)$ частей комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ и строилась так называемая „функция потерь“:

$$f = \text{Im}(-1/\varepsilon) = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}. \quad (2)$$

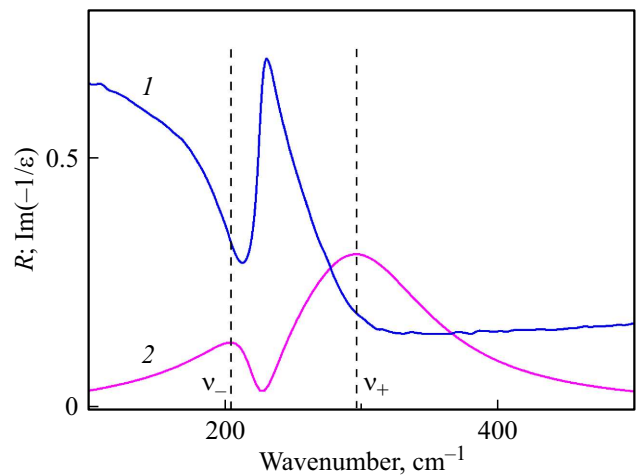


Рис. 2. Спектр отражения образца № 4 (1) (см. таблицу) и функция потерь (2). Вертикальными штриховыми линиями отмечены характеристические волновые числа ν_+ и ν_- .

Известно, что максимум функции потерь в пределе малых затуханий соответствует ЛО-частоте соответствующей оптической моды для неметаллов [21].

На рис. 2 изображен типичный спектр отражения (образец № 4, кривая 1; см. таблицу) и вычисленная описанным выше способом функция потерь $f(\nu)$ (кривая 2). Видно, что функция потерь имеет характерный вид с двумя широкими максимумами: левый (низкочастотный) выражен слабо, а правый (высокочастотный) — более рельефно. Максимумы соответствуют значениям волновых чисел, отвечающим частотам смешанных плазмон-фононных мод: низкочастотной ν_- и высокочастотной ν_+ (для рассматриваемого образца $\nu_+ = 295 \text{ cm}^{-1}$). Низкочастотная плазмон-фононная мода ν_- в интересующем нас спектральном диапазоне не пригодна для вычисления значения КСНЗ. Эта мода определяется в основном ЛО-фононом, т. е. упругими свойствами кристаллической решетки, практически не зависящими от концентрации свободных носителей заряда. Для определения концен-

трации электронов проводимости используется высокочастотное значение ν_+ .

Необходимо иметь в виду, что в материале n -GaSb при $T = 295$ К присутствуют электроны двух типов: „легкие“ (они сосредоточены в Γ -долине зоны проводимости) и „тяжелые“, сосредоточенные в L -долине. Последняя отстоит по энергии на 85 meV вверх от дна зоны проводимости в Γ -точке [22]; в долях kT это будет 3.35 (k — постоянная Больцмана; для $T = 295$ К, $kT = 25.4$ meV).

Концентрация электронов n_1 в Γ -долине, которая описывается кейновским законом дисперсии [23], может быть вычислена по формуле

$$n_1 = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}\pi^2} \frac{(kTE_g)^{3/2}}{P_{cv}^3} {}^0L_0^{3/2}(\eta, \beta). \quad (3)$$

Для эффективной массы электронов m_1 в Γ -долине справедливо соотношение [24]

$$\frac{m_1}{m_0} = \frac{3\hbar^2 E_g}{4P_{cv}^2 m_0} \frac{{}^0L_0^{3/2}(\eta, \beta)}{{}^0L_{-1}^{3/2}(\eta, \beta)} \frac{1}{m_0}. \quad (4)$$

В формулах (3) и (4) использованы следующие обозначения: $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ — приведенная постоянная Планка; P_{cv} — матричный элемент взаимодействия валентной зоны и зоны проводимости в точке Γ ; m_0 — масса свободного электрона; E_g — ширина запрещенной зоны. В формулах (3) и (4) используются двухпараметрические интегралы Ферми:

$${}^mL_k^n(\eta, \beta) = \int_0^\infty \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x} \right) \frac{x^m (x + \beta x^2)^n}{(1 + 2\beta x)^k} dx, \quad (5)$$

где $f_0 = [1 + \exp(x - \eta)]^{-1}$ — функция Ферми.

Безразмерный параметр $\eta = E_F/kT$ — приведенный уровень Ферми — отсчитывается вверх от дна зоны проводимости в Γ -точке зоны Бриллюэна; $\beta = kT/E_g$ — безразмерный параметр, характеризующий непараболичность зоны проводимости в Γ -долине (для GaSb при $T = 295$ К, $\beta = 0.0349$).

Концентрация электронов n_2 в L -долине (она состоит из четырех одинаковых эллипсоидов вращения и считается параболической) описывается соотношением [25]

$$n_2 = M \frac{8\pi}{3\hbar^3} (2m_d^{(1)}kT)^{3/2} F_{3/2}(\eta - 3.35). \quad (6)$$

Здесь $M = 4$ — число эллипсоидов в L -долине; $m_d^{(1)}$ — эффективная масса плотности состояний в расчете на один эллипсоид; $F_{3/2}(\eta - 3.35)$ — однопараметрический интеграл Ферми (интеграл ${}^0L_0^{3/2}(\eta; \beta)$ переходит в интеграл $F_{3/2}(\eta)$ при $\beta = 0$, т.е. в том случае, когда непараболичностью зоны можно пренебречь). В аргументе интеграла в формуле (5) стоит не η , а $(\eta - 3.35)$ поскольку L -долина отстоит от Γ -долины на $3.35 kT$ (см. выше).

Для эффективной массы плотности состояний в L -долине зоны проводимости справедливо соотношение (в расчете на один эллипсоид) [25]

$$m_d^{(1)} = (m_l^2 \times m_t)^{1/3} = m_t \times K_1^{1/3} = 0.2257m_0, \quad (7)$$

где $K_1 = \frac{m_l}{m_t}$ — коэффициент анизотропии эллипсоида; m_l и m_t — соответственно продольная и поперечная эффективные массы ($K_1 = 8.64$; $m_t = 0.11m_0$ [22]).

Эффективная масса m_2 проводимости в L -долине определяется из условия [25]

$$\frac{3}{m_2} = \frac{2}{m_l} + \frac{1}{m_t}. \quad (8)$$

В соответствии с формулой (8) $m_2 = 0.156m_0$. Расчеты по формуле (4) показывают, что в диапазоне значений $-4 \leq \eta \leq 4$ значения эффективной массы электронов в Γ -долине изменяются в пределах $0.0645 - 0.0745m_0$ (сказывается непараболичность Γ -долины зоны проводимости). Видно, что m_2 более чем вдвое превосходит m_1 .

Для частоты плазмона ω_p справедливо соотношение (вклады от Γ - и L -долин считаются аддитивными) [26]

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_\infty m_0} \left[\frac{n_1}{m_1/m_0} + \frac{n_2}{m_2/m_0} \right]. \quad (9)$$

Здесь e — заряд электрона; ϵ_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость.

В пересчете на волновые числа для волнового числа ν_p , отвечающего плазменной частоте, получаем

$$\nu_p (\text{cm}^{-1}) = 7.675 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{n_1}{m_1/m_0} + \frac{n_2}{0.156}}. \quad (10)$$

Если пренебречь затуханием плазмонов и ЛО-фононов, то диэлектрическая проницаемость $\epsilon(\omega)$ может быть представлена в виде действительной функции частоты ω :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right] + (\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \left[1 - \frac{\epsilon_0}{\epsilon_\infty} \left(\frac{\omega}{\omega_{LO}} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (11)$$

Здесь ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость, ω_{LO} — частота продольного оптического фонона. Первое слагаемое в формуле (11) описывает вклад от электронов проводимости, а второе — от кристаллической решетки. Приравняв $\epsilon(\omega)$ нулю и перейдя к волновым числам, после решения биквадратного уравнения получим значения волновых чисел ν_+ и ν_- , отвечающих частотам смешанных плазмон-фононных мод ω_+ и ω_- :

$$\nu_\pm^2 = \frac{1}{2} \left[(\nu_p^2 + \nu_{LO}^2) \pm \sqrt{(\nu_p^2 + \nu_{LO}^2)^2 - 4 \frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_0} \nu_p^2 \nu_{LO}^2} \right]. \quad (12)$$

Здесь ν_{LO} — волновое число, отвечающее частоте продольного оптического фонона.

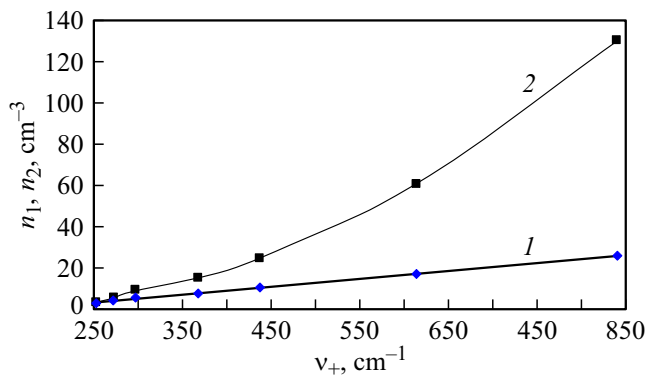


Рис. 3. Расчетные градуировочные зависимости $n_1(\nu_+)$ (1) и $n_2(\nu_+)$ (2).

При расчетах использовались следующие значения входящих в указанные выше формулы параметров:

- ширина запрещенной зоны $E_g = 0.728$ eV [22];
- высокочастотная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_\infty = 15.2$ [27];
- статическая диэлектрическая проницаемость $\epsilon_0 = 16.4$ [27];
- матричный элемент взаимодействия зон валентной и проводимости в Г-долине $P_{cv} = 8.7 \cdot 10^{-8}$ eV·cm [27];
- волновое число, отвечающее частоте продольного оптического фонона, $\nu_{LO} = 240$ cm⁻¹ [27];
- приведенный уровень Ферми $\eta = E_F/kT$ (от -4 до +4).

Для определения значения концентрации электронов использовался следующий алгоритм:

- 1) задавалось значение приведенного уровня Ферми;
- 2) с помощью формул (3), (4), (6) вычислялись значения концентраций электронов n_1 и n_2 , а также значения приведенной эффективной массы электронов в Г-долине;
- 3) по формуле (10) вычислялось соответствующее значение ν_p ;
- 4) по формуле (12) вычислялись значения ν_+ и ν_- ;
- 5) задавалось другое значение параметра $\eta = E_F/kT$, и повторялись операции по п.п (1)–(4) в диапазоне от -4 до +4;
- 6) в результате были построены две градуировочные зависимости: $n_1(\nu_+)$ и $n_2(\nu_+)$ (рис. 3), позволяющие по известному значению ν_+ определить значения концентраций электронов n_1 и n_2 .

Отметим, что используемые в проведенном расчете параметры являются общепринятыми. Тем не менее для использования данной методики, например, на производстве необходимо данные кривые масштабировать в малых пределах по измерениям эталонных образцов, как это принято в спектральном анализе [28]. Приготовление таких образцов должно опираться на надежный метод, которым, по-видимому, является QMSA, упоминавшийся во введении.

Первая зависимость является линейной, вторая — квадратичной:

$$n_1 = 3.908 \cdot 10^{15} \nu_+ - 6.454 \cdot 10^{17}, \quad (13)$$

$$n_2 = 2.591 \cdot 10^{13} (\nu_+)^2 - 6.944 \cdot 10^{15} \nu_+ + 5.850 \cdot 10^{17}. \quad (14)$$

В формулах (13) и (14) значения n_1 и n_2 берутся в см⁻³, а значения ν_+ — в см⁻¹.

Отметим, что погрешность определения n_1 и n_2 будет максимальной в области малых частот, когда значения ν_+ близки к значению волнового числа продольного оптического фонона ($\nu_{LO} = 240$ cm⁻¹ [27]). Оценки показывают, что при $\nu \geq 300$ cm⁻¹ относительная погрешность определения n_1 и n_2 не превосходит $\pm 10\%$, уменьшаясь с ростом значений ν_+ .

Таким образом, обработав экспериментальный спектр отражения исследуемого образца и определив значение ν_+ (см. выше), теперь с помощью формул (13) и (14) легко вычислить значения n_1 и n_2 .

Как уже упоминалось выше, в рассматриваемом материале при $T = 295$ K присутствуют электроны двух типов: „легкие“ в Г-долине и „тяжелые“ в L-долине, причем, как показывают расчеты (рис. 3), концентрация вторых заметно преобладает. Подробные расчеты статистики свободных носителей заряда в n-GaSb при $T = 295$ K и $T = 77$ K представлены в работе [29]. При $T = 295$ K неправомерно использовать для вычисления концентрации n и подвижности μ_n электронов обычно применяемые простые формулы:

$$n = \frac{1}{|R_H|e}, \quad (15)$$

$$\mu_n = \frac{|R_H|}{\rho}. \quad (16)$$

Здесь R_H — коэффициент Холла, ρ — удельное электрическое сопротивление.

Формула для модуля коэффициента Холла в слабых магнитных полях в случае наличия электронов проводимости двух типов примет вид

$$|R_H| = \frac{1}{e} \frac{(n_1\mu_1^2 + n_2\mu_2^2)}{(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)^2}, \quad (17)$$

где μ_1 и μ_2 — соответственно подвижности электронов в Г- и L-долинах зоны проводимости.

Введя безразмерный параметр $b = \mu_1/\mu_2$, формулу (17) можно преобразовать к виду

$$|R_H| = \frac{1}{e} \frac{(n_1b^2 + n_2)}{(n_1b + n_2)^2}. \quad (18)$$

Поскольку значение параметра b заранее не известно, значения n_1 и n_2 определить нельзя. Однако если взять n_1 и n_2 из оптических данных, то подставив их в формулу (18), по известному из электрофизических измерений значению R_H можно вычислить значение параметра b .

В таблице представлены параметры исследованных образцов и результаты электрофизических и оптических измерений, выполненных при комнатной температуре. Образцы расположены в порядке возрастания значений ν_+ . Случайная относительная погрешность определения значений ρ составляет 3%, определения значений R — 6%. Расчетная погрешность определения значения параметра b не превосходит 20%.

Из таблицы видно, что во всем диапазоне концентраций $n_2 > n_1$, причем это различие увеличивается по мере увеличения ν_+ , т.е. электроны проводимости сосредоточены в основном в L-долине. Значения b изменяются в пределах от 2.33 (образец № 1) до 31.6 (образец № 8). Отметим, что никакой корреляции между значениями параметра b и значениями ν_+ не наблюдается.

Следует заметить, что попытки определить значение параметра b предпринимались и ранее [30–33], но все они основывались на анализе зависимостей электрофизических параметров от температуры и давления. При этом в теоретические модели, используемые для описания наблюдаемых экспериментальных данных, вводились предположения, которые вряд ли можно считать обоснованными. Так, в работах [30,31] предполагается, что суммарная концентрация электронов в Γ - и L-долинах $n = n_1 + n_2$ остается постоянной в широком интервале температур и в точности равной концентрации введенных атомов теллура, которые считаются полностью ионизованными. Экспериментальных данных, подтверждающих это сомнительное предположение, авторы не приводят. В результате получено значение $b = 6$ (одинаковое для широкого интервала температур), которое вряд ли можно считать достоверным.

Наоборот, авторы работы [32] подчеркивают, что значение суммарной концентрации электронов n зависит от температуры и что значение параметра b изменяется в пределах 5–21; в работе [33] приводится значение $b = 16.7$.

Таким образом, можно утверждать, что способ определения параметра b , описываемый в настоящей работе, никем до сих пор не применялся и использован нами впервые.

Вызывает удивление и то немаловажное обстоятельство, что, признавая справедливость модели Кейна для Γ -долины, авторы ряда работ [31–35] почему-то используют при расчетах значения эффективных масс на дне Γ -долины от $0.039m_0$ [34] до $0.052m_0$ [33]; чаще всего используется значение $0.047m_0$, впервые полученное в работе [35] для температур $T = 1.5$ К и $T = 4.2$ К. Вместе с тем прямой расчет по формуле (4) показывает, что при нулевой температуре эффективная масса электрона на дне Γ -долины равна $0.055m_0$ (что практически совпадает с верхним из имеющихся в литературе значений для эффективной массы $0.052m_0$ [33]), а при $T = 295$ К в диапазоне значений $-4 \leq \eta \leq +4$ параметр m_1 изменяется в пределах $(0.0645 - 0.0745)m_0$ (см. выше), что существенно больше приведенных в работах [30–35]

значений. Соответственно изменяется и вся статистика электронов в Γ -долине.

Выше уже упоминалось о том, что эффективная масса „тяжелых“ электронов более чем вдвое превосходит аналогичное значение для „легких“. Если бы отношение подвижностей определялось только отношением эффективных масс, значение параметра b было бы таким же. Однако, как видно из таблицы, значения параметра b заметно больше. Поскольку $\mu = e\tau/m$ (τ — среднее время релаксации электрона по квазиимпульсу), то приходится предположить, что различие в подвижностях „легких“ и „тяжелых“ электронов обусловлено различием в значениях τ , т.е. в механизмах рассеяния электронов [33,36].

В работе [37] значения концентраций электронов n_1 и n_2 определялись двумя способами: из спектров комбинационного рассеяния света (КРС) и из данных электрофизических измерений. Отметим, что при расчетах значений n_1 использовались не двухпараметрические интегралы Ферми, которые применяются в теории Кейна [6,7], а однопараметрические, что, на наш взгляд, некорректно. В результате для параметра b были получены значения в диапазоне 5–11. Было показано также, что различие между холловскими и КРС-значениями суммарной концентрации электронов $n = n_1 + n_2$ монотонно изменяется при увеличении уровня легирования от -16% до $+24\%$ [35].

Необходимо оценить также, выполняется ли для исследованных нами образцов условие слабых магнитных полей: $\mu^2 B^2 \ll 1$. Для грубой оценки воспользуемся формулой (16), предполагая, что полученные данные будут относиться к „легким“ электронам. Как видно из формулы (18), первое слагаемое в числителе и знаменателе дроби заметно больше второго. В итоге получаем, что для перечисленных в таблице образцов μ_1 не превосходит $3 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$. Для индукции магнитного поля $B = 0.5 \text{ T}$ $\mu^2 B^2 = 0.0225 \ll 1$, т.е. условие слабого магнитного поля выполняется для „легких“ электронов и тем более для „тяжелых“.

Выводы

1. Предложен метод отдельного определения концентраций „легких“ (n_1) и „тяжелых“ (n_2) электронов в n -GaSb при $T = 295$ К. Построены расчетные градуировочные зависимости, позволяющие определять значения n_1 и n_2 по значению характеристического волнового числа ν_+ , отвечающего частоте высокочастотной смешанной плазмон-фононной моды.

2. Проведены измерения спектров отражения образцов n -GaSb в дальней ИК области при комнатной температуре. С помощью анализа полученных спектров вычислены значения характеристического волнового числа ν_+ и определены значения концентраций электронов n_1 и n_2 .

3. На тех же образцах выполнены электрофизические измерения по методу Ван дер Пау при комнатной темпе-

ратуре. Путем сопоставления оптических и холловских данных определены значения отношения подвижностей „легких“ и „тяжелых“ электронов b . Такой способ определения значения параметра b использован впервые.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] I.M. Belova, A.G. Belov, V.E. Kanevskii, A.P. Lysenko. *Semiconductors*, **52** (15), 1942 (2018). DOI: 10.1134/S1063782618150034
- [2] T.G. Yugova, A.G. Belov, V.E. Kanevskii, E.I. Kladova, S.N. Knyazev. *Modern Electronic Materials*, **6** (3), 85 (2020). DOI: 10.3897/j.moem.6.3.64492
- [3] T.G. Yugova, A.G. Belov, V.E. Kanevskii, E.I. Kladova, S.N. Knyazev, I.B. Parfent'eva. *Modern Electronic Materials*, **7** (3), 79 (2021). DOI: 10.3897/j.moem.7.3.76700
- [4] O.V.S.N. Murthy, V. Venkataraman. *Phys. Status Solidi C*, **6**, 1505 (2009). DOI: 10.1002/pssc.200881539
- [5] D.V. Gulyaev, K.S. Zhuravlev, A.K. Bakarov, A.I. Toropov, D.Yu. Protasov, A.K. Gutakovskii, B.Ya. Ber, D.Yu. Kazantsev. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **49** (9), 095108 (2016). DOI: 10.1088/0022-3727/49/9/095108
- [6] J. Antoszewski, G. Umana-Membreno, L. Faraone. *J. Electron. Mater.*, **41**, 2816 (2012). DOI: 10.1007/s11664-012-1978-9
- [7] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, C.A. Hoffman, S. Cho, J.B. Ketterson, L. Faraone, J. Antoszewski, J.R. Lindemuth. *J. Electron. Mater.*, **28**, 548 (1999). DOI: 10.1007/s11664-999-0110-2
- [8] J.E. Maslar, W.S. Hurst, C.A. Wang. *J. Appl. Phys.*, **103**, 013502 (2008). DOI: 10.1063/1.2828147
- [9] Патент № 2528995 Российская Федерация, МПК С30В15/02 (2006.01), С30В15/04 (2006.01), С300В29/40 (2006.01). „Способ получения крупногабаритных монокристаллов антимиона галлия“ № 2013118771/05; заявл. 24.04.2013. Опубл. 20.09.2014 / Ежлов В.С., Мильвидская А.Г., Молодцова Е.В., Меженный М.В. Заявитель АО „Гиредмет“, 8 с.
- [10] V.B. Varga. *Phys. Rev. A*, **137**, 1896 (1965). DOI: 10.1103/PhysRev.137.A1896
- [11] A.A. Kukharskii. *Solid State Commun.*, **13** (11), 1761 (1973). DOI: 10.1016/0038-1098(73)90724-2.
- [12] Е.А. Виноградов. *УФН*, **190**, 829 (2020). DOI: 10.3367/UFNe.2020.01.038719
- [13] В.А. Кизель. *Отражение света* (Наука, М., 1973).
- [14] П. Гроссе. *Свободные электроны в твердых телах* (Мир, М., 1982).
- [15] N. Popova, A.B. Sushkov, S.A. Klimin, E.P. Chukalina, B.Z. Malkin, M. Isobe, Y. Ueda. *Phys. Rev. B*, **65**, 144303 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevB.65.144303
- [16] Н.Н. Новикова, В.А. Яковлев, С.А. Климин, Т.В. Малин, А.М. Гилянский, К.С. Журавлев. *Опт. и спектр.*, **127** (7), 42 (2019). DOI: 10.21883/OS.2019.07.47929.84-19 [N.N. Novikova, V.A. Yakovlev, S.A. Klimin, T.V. Malin, A.M. Gilinskii, K.S. Zhuravlev. *Opt. Spectrosc.*, **127** (7), 36 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X19070208].
- [17] S.A. Klimin, A.B. Kuzmenko, M.N. Popova, B.Z. Malkin, I.V. Telegina. *Phys. Rev. B*, **82**, 174425 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevB.82.174425
- [18] W. Theiß. *Surf. Sci. Rep.*, **29** (3–4), 91 (1997). DOI: 10.1016/S0167-5729(96)00012-X
- [19] M. Krüger, S. Hilbrich, M. Thönissen et al. *Opt. Commun.*, **146**, 309 (1998).
- [20] A.B. Kuzmenko. *Rev. Sci. Instruments*, **76**, 083108 (2005).
- [21] Е.А. Виноградов. *Спектроскопия колебательных состояний квазидвумерных полупроводниковых структур*. Автореф. докт. дис. (Ин-т спектроскопии РАН, Троицк, 1982).
- [22] GaSb — Gallium Antimonide. Band structure and carrier concentration. [Электронный ресурс]. URL: <https://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaSb/bandstr.html>
- [23] E.O. Kane. *J. Phys. Chem. Solids*, **1** (4), 249 (1957). DOI: 10.1016/0022-3697(57)90013-6
- [24] Ю.И. Равич, Б.А. Ефимова, И.А. Смирнов. *Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS* (Наука, М., 1968).
- [25] Б.М. Аскеров. *Кинетические эффекты в полупроводниках* (Наука, М., 1970).
- [26] Ю.К. Пожела. *Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках* (Наука, М., 1977).
- [27] О. Маделунг. *Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп*. Пер. с англ. (Мир, М., 1967). [O. Madelung. *Physics of III-V Compounds* (Wiley, New York, 1964)].
- [28] А.Н. Зайдель. *Основы спектрального анализа* (Наука, М., 1965), 324 с.
- [29] Yu.N. Parkhomenko, A.G. Belov, E.V. Molodtsova, R.Yu. Kozlov, S.S. Kormilitsina, E.O. Zhuravlev. *Modern Electronic Materials*, **8** (4), 165 (2022). DOI: 10.3897/j.moem.8.4.100756
- [30] A. Sagar. *Phys. Rev.*, **117** (1), 93 (1960). DOI: 10.1103/PhysRev.117.93
- [31] A.J. Strauss. *Phys. Rev.*, **121** (4), 1087 (1961). DOI: 10.1103/PhysRev.121.1087
- [32] H.B. Harland, J.C. Woolley. *Canad. J. Phys.*, **44** (11), 2715 (1966). DOI: 10.1139/p66-221
- [33] W.M. Becker, A.K. Ramdas, H.Y. Fan. *J. Appl. Phys.*, **32** (10), 2094 (1961). DOI: 10.1063/1.1777023
- [34] G.R. Johnson, B.C. Cavenett, T.M. Kerr, P.B. Kirby, C.E.C. Wood. *Semicond. Sci. Technol.*, **3** (12), 1157 (1988). DOI: 10.1088/0268-1242/3/12/002
- [35] S. Zwerdling, B. Lax, K.J. Button, L.M. Roth. *J. Phys. Chem. Sol.*, **9**, 320 (1959). DOI: 10.1016/0022-3697(59)90109-X
- [36] V.W.L. Chin. *Solid-State Electronics*, **38** (1), 59 (1995). DOI: 10.1016/0038-1101(94)E0063-K
- [37] J.E. Maslar, W.S. Hurst, C.A. Wang. *J. Appl. Phys.*, **104** (10), 103521 (2008). DOI: 10.1063/1.3021159