

УДК 621.315.592  
EDN: LAQZFZ

PACS: 81.15.Hi

**Сравнение расчетных и экспериментальных значений собственной концентрации свободных носителей заряда в антимониде индия**© А. Г. Белов<sup>1</sup>, Р. Ю. Козлов<sup>1,2</sup>, Е. О. Журавлев<sup>1,2,\*</sup>, Е. В. Молодцова<sup>1</sup>, Н. Г. Хихеев<sup>1</sup>,  
Н. А. Саркисов<sup>3</sup>, М. А. Панков<sup>3</sup>, В. Б. Куликов<sup>4</sup><sup>1</sup> АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет» имени Н. П. Сажина», Москва, 111524 Россия  
\* E-mail: EOZhuravlev@yandex.ru<sup>2</sup> Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»,  
Москва, 119049 Россия<sup>3</sup> АО «НПО «Орион», Москва, 111538 Россия<sup>4</sup> АО «ЦНИИ «Циклон», Москва, 107497 Россия

Статья поступила в редакцию 30.09.2025; после доработки 16.10.2025; принята к публикации 20.10.2025

**Выполнены расчеты значений собственной концентрации свободных носителей заряда,  $n_i$ , в антимониде индия при  $T = 295$  К и  $T = 77$  К с учетом непараболичности зоны проводимости. Показано, что  $n_{i,295} = (2,14 \pm 0,01) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , а  $n_{i,77} = (2,47 \pm 0,01) \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ .**

**Проведено сравнение значений произведения  $n\mu\tau$  и квадрата собственной концентрации,  $n_i^2$ , и показано, что они отличаются между собой. Высказано предположение, что эти различия обусловлены непараболичностью зоны проводимости. Анализируются литературные данные (результаты экспериментов по определению значений  $n_i$  в широком интервале температур). Показано, что результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Предполагается, что полученные результаты будут в дальнейшем использоваться для оптимизации технологических процессов выращивания и легирования монокристаллов антимонида индия.**

*Ключевые слова:* антимонид индия; собственная концентрация свободных носителей заряда.

DOI: 10.51368/1996-0948-2025-5-43-50

**Введение**

Собственная концентрация свободных носителей заряда (СКСНЗ) является важнейшей характеристикой любого полупроводникового материала и одним из основных параметров, используемых при расчетах распределения электронов и дырок. Не имея информации о СКСНЗ, невозможно правильно подобрать массы легирующих примесей и режимы выращивания полупроводниковых материалов.

Применительно к антимониду индия в литературе представлены значения СКСНЗ,

относящиеся к температурному интервалу  $T \geq 150$  К и практически отсутствует информация о значениях СКСНЗ при температурах, близких к точке кипения жидкого азота.

Мы попытались восполнить этот пробел. Целью настоящей работы является расчет значений СКСНЗ применительно к антимониду индия при  $T = 295$  К и  $T = 77$  К, а также анализ литературных данных, касающихся методов определения значений СКСНЗ. Предполагается, что полученные результаты будут в дальнейшем использоваться для оптимизации технологических процессов получения и легирования монокристаллов InSb.

### Теоретические расчеты

Зонная структура антимонида индия представлена на рис. 1 [1].

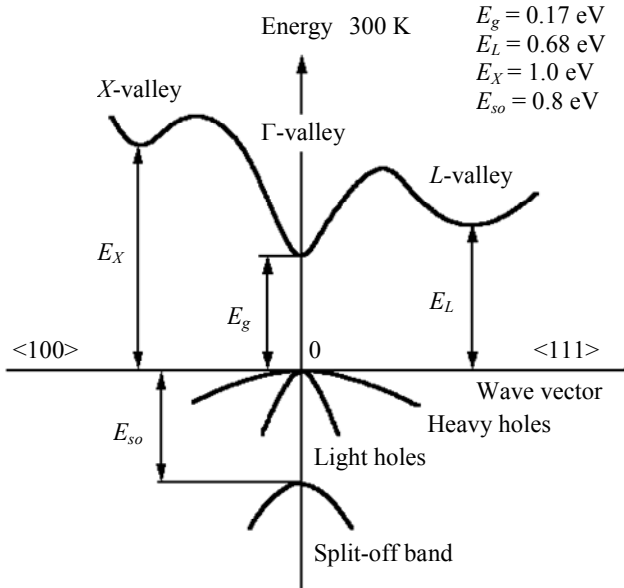


Рис. 1. Зонная структура InSb

В соответствии с приведенной в обзоре [1] формулой для температурной зависимости ширины запрещенной зоны в интервале температур ( $0 < T < 300$  K):

$$E_g = 0,24 - 6 \times 10^{-4} \times T^2 / (T + 500), \text{ эВ}; \quad (1)$$

получаем  $(E_g)_{295} = 0,17$  эВ;  $(E_g)_{77} = 0,23$  эВ.

Для концентраций электронов ( $n$ ), легких ( $p_n$ ) и тяжелых ( $p_T$ ) дырок справедливы следующие соотношения [2]:

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

$$p_n = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}\pi^2} \times \frac{(kTE_g)^2}{P_{cv}^3} \times {}^0L_0^{\frac{3}{2}}\left[\left(-\frac{1}{\beta} - \eta\right), \beta\right]; \quad (3)$$

$$p_T = \frac{8\pi}{3h^3} \times (2m_{pr}kT)^{\frac{3}{2}} \times F_{\frac{3}{2}}\left(-\frac{1}{\beta} - \eta\right), \quad (4)$$

где  $\eta = \frac{E_p}{kt}$  – приведенный уровень Ферми;

$\beta = \frac{kT}{E_g}$  – параметр непараболичности зоны

проводимости и легких дырок в модели Кейна [3]:

Здесь  $E_g$  – ширина запрещенной зоны полупроводника;  $k = 1,38 \times 10^{-16}$  эрг/К – постоянная Больцмана;  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ , где  $h = 6,62 \times 10^{-27}$  эрг·с – постоянная Планка;  $m_{pr} = 0,43 m_0$  [1] – эффективная масса тяжелых дырок ( $m_0 = 9,11 \times 10^{-28}$  г – масса свободного электрона);  $P_{cv} = 8,7 \times 10^{-8}$  эВ·см [4] – матричный элемент взаимодействия валентной зоны легких дырок и зоны проводимости (считается не зависящим от температуры и одинаковым для всех соединений  $A_3B_5$ ).

За нуль отсчета энергии принимается дно зоны проводимости; положительное направление – вверх; нас будут интересовать значения  $\eta \leq 0$ .

В формулах (2) и (3) используются двухпараметрические интегралы Ферми:

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

Двухпараметрический интеграл  ${}^0L_0^{\frac{3}{2}}(\eta, \beta)$  переходит в однопараметрический интеграл  $F_{\frac{3}{2}}(\eta)$  (4) при  $\beta \rightarrow 0$ , то есть когда непараболичностью зоны можно пренебречь.

$$F_{\frac{3}{2}}(\eta) = \int_0^\infty \left(-\frac{\partial f_0}{\partial x}\right) x^{\frac{3}{2}} dx, \quad (6)$$

где

$$f_0(x, \eta) = [1 + \exp(x - \eta)]^{-1} \quad (7)$$

Алгоритм определения СКЧНЗ состоит в следующем.

1. Выбирается некоторое значение параметра  $\eta$ , и с использованием формул (2), (3) и (4) вычисляются значения концентраций электронов, легких и тяжелых дырок.

2. Выбирается другое значение упомянутого параметра, и процедура расчета повторяется (и так далее).

3. Строятся графики зависимостей концентраций свободных носителей заряда от приведенного уровня Ферми в логарифмическом масштабе.

4. Находится точка пересечения этих графиков и отвечающие ей значения концентраций свободных носителей заряда. Это и будет искомое значение СКСНЗ.

Все расчеты были выполнены для температур  $T = 295$  К и  $T = 77$  К. Рассмотрим подробнее оба этих случая.

$$T = 295 \text{ К}; E_g = 0,17 \text{ эВ}; kT = 25,4 \times 10^{-3} \text{ эВ};$$

$$\beta = 0,149; \frac{1}{\beta} = 6,69.$$

Формулы (2), (3), (4) примут вид:

$$n = 2,676 \times 10^{16} \times {}^0L_0^{\frac{3}{2}}(\eta; 0,149) \quad (8)$$

$$p_{\text{л}} = 2,676 \times 10^{16} \times {}^0L_0^{\frac{3}{2}}(-6,69 - \eta; 0,149) \quad (9)$$

$$p_{\text{т}} = 5,185 \times 10^{18} \times F_{\frac{3}{2}}(-6,69 - \eta) \quad (10)$$

В интересующем нас диапазоне положений приведенного уровня Ферми ( $-6,69 \leq \eta \leq 0$ ) интегралы Ферми, входящие в формулы (9) и (10) мало отличаются между собой, тогда как коэффициенты при них отличаются приблизительно в 190 раз. Иначе говоря,  $\frac{p_{\text{л}}}{p_{\text{т}}} \approx \frac{1}{190}$ , то

есть концентрация тяжелых дырок более, чем на два порядка, превышает концентрацию легких, так что вкладом последних в значение СКСНЗ можно пренебречь и вычислять значение  $n_i$  исходя из соотношения:

$$n = p_{\text{т}}. \quad (11)$$

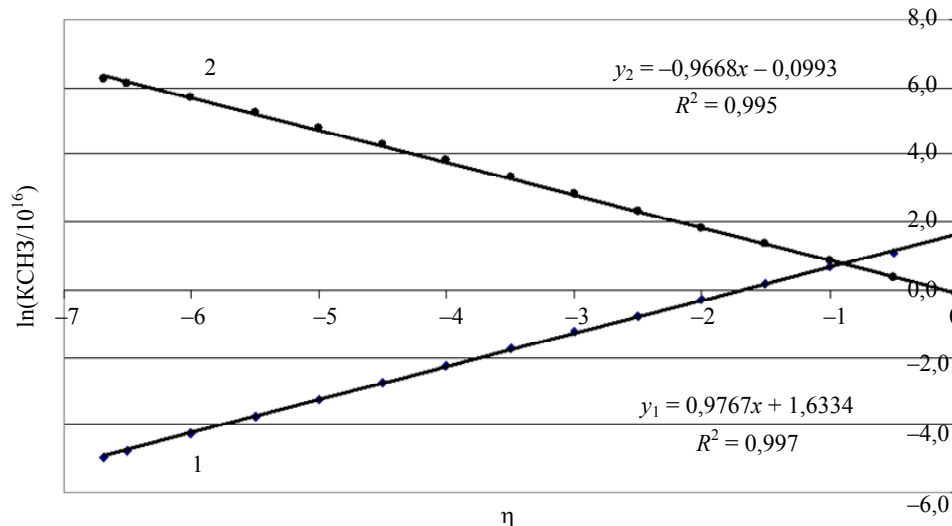


Рис. 2. Зависимости  $(n/10^{16})$  и  $(p_{\text{т}}/10^{16})$  от приведенного уровня Ферми в логарифмическом масштабе для  $T = 295$  К: 1 – электроны; 2 – тяжелые дырки

На рис. 2 представлены расчетные зависимости КСНЗ от приведенного уровня Ферми в логарифмическом масштабе для  $T = 295$  К. Видно, что обе зависимости хорошо описываются линейными функциями. Точка пересечения имеет координаты:  $\eta_i = -0,8915$ ,  $\ln(n/10^{16}) = 0,7627$ , что соответствует значению собственной концентрации  $n_i = (2,14 \pm \pm 0,01) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Рассмотрим теперь случай низких температур.

$$T = 77 \text{ К}; E_g = 0,23 \text{ эВ}; kT = 6,62 \times 10^{-3} \text{ эВ};$$

$$\beta = 0,0288; \frac{1}{\beta} = 34,7.$$

Будем считать, что эффективная масса тяжелых дырок не зависит от температуры и равна  $0,43 m_0$ .

Соотношения (2)–(4) для  $T = 77$  К примут вид:

$$n = 5,620 \times 10^{15} \times {}^0L_0^{\frac{3}{2}}(\eta; 0,0288) \quad (12)$$

$$p_{\text{л}} = 5,620 \times 10^{15} \times {}^0L_0^{\frac{3}{2}}(-34,7 - \eta; 0,0288) \quad (13)$$

$$p_{\text{т}} = 6,914 \times 10^{17} \times F_{\frac{3}{2}}(-34,7 - \eta) \quad (14)$$

Считая, что интегралы Ферми, входящие в формулы (13) и (14) мало отличаются между собой, получим, что  $\frac{p_{\text{л}}}{p_{\text{т}}} \approx \frac{1}{120}$ .

Зависимости, аналогичные перечисленным выше, для  $T = 77 \text{ К}$  представлены на

рис. 3. Как и в предыдущем случае, обе зависимости хорошо описываются прямыми линиями, точка пересечения которых имеет координаты:  $\eta_i = -14,94$ ,  $\ln(n/10^{15}) = -12,91$ , что соответствует значению собственной концентрации  $n_i = (2,47 \pm 0,01) \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

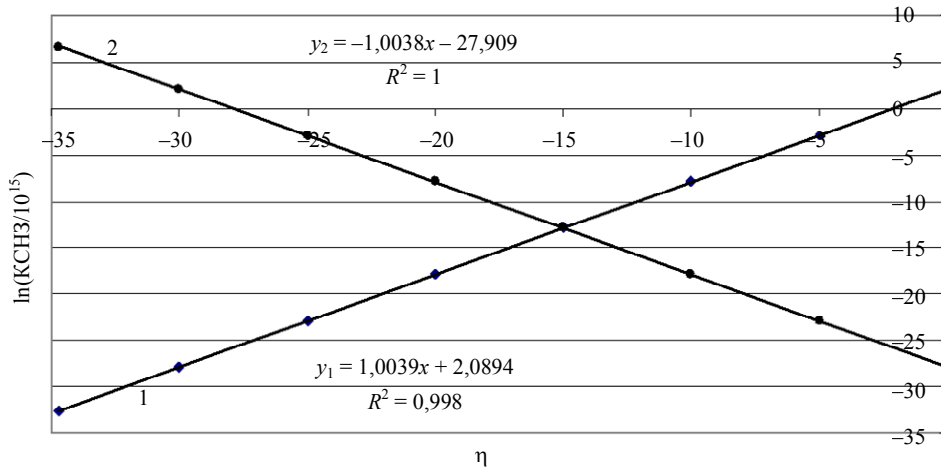


Рис. 3. Зависимости  $(n/10^{15})$  и  $(p_{\text{м}}/10^{15})$  от приведенного уровня Ферми в логарифмическом масштабе для  $T = 77 \text{ К}$ : 1 – электроны; 2 – тяжелые дырки

Отметим, что  $\eta_{\text{л}}$  при  $T = 295 \text{ К}$  лежит в запрещенной зоне недалеко от дна зоны проводимости, тогда как при  $T = 77 \text{ К}$  аналогичное значение близко к середине запрещенной зоны ( $\eta_{\text{средн}} = -17,35$ ). Иными словами, при понижении температуры уровень Ферми перемещается к середине запрещенной зоны сверху – факт, хорошо известный из литературы (см., например, [5]).

Хорошо известно, что соотношение

$$n \times p_{\text{т}} = n_i^2 \tag{15}$$

должно выполняться для невырожденных полупроводников [5]. Проверим, так ли это в рассматриваемых случаях. На рис. 4 и 5 приведены зависимости произведения значений концентраций электронов и тяжелых дырок от приведенного уровня Ферми, соответственно для  $T = 295 \text{ К}$  и  $T = 77 \text{ К}$ ; горизонтальной прямой показано значение  $n_i^2$ .

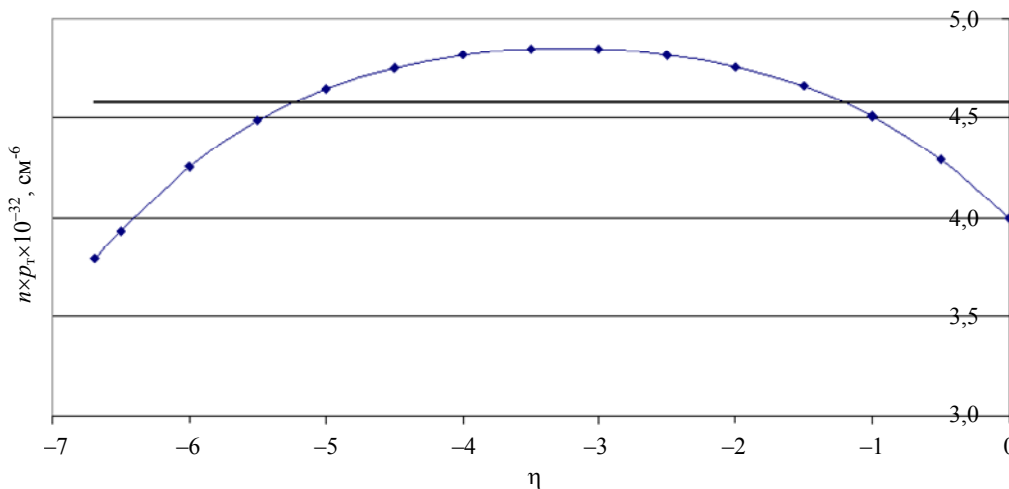


Рис. 4. Зависимость произведения  $n \times p_{\text{т}}$  от приведенного уровня Ферми для  $T = 295 \text{ К}$ . Горизонтальная прямая соответствует значению  $n_i^2 = 4,58 \times 10^{32} \text{ см}^{-6}$

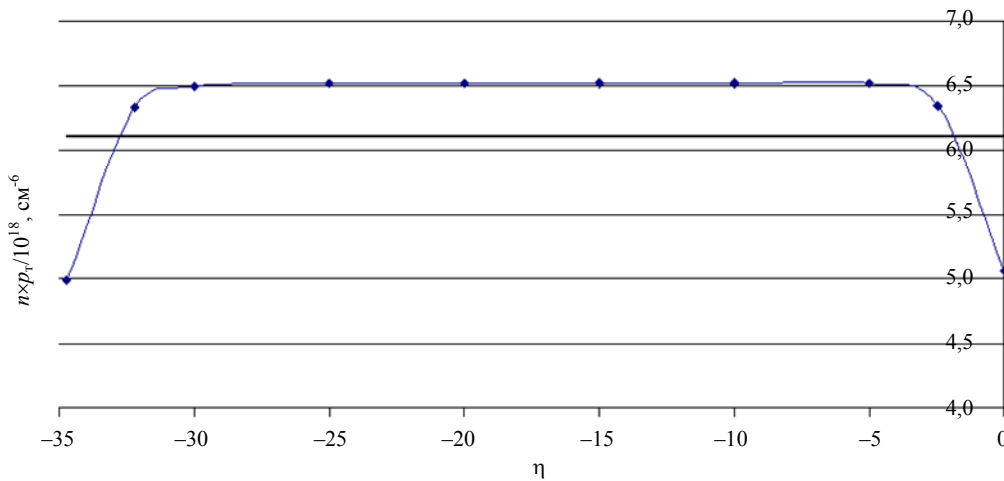


Рис. 5. Зависимость произведения  $n \times p_T$  от приведенного уровня Ферми для  $T = 77$  К. Горизонтальная прямая соответствует значению  $n_i^2 = 6,10 \times 10^{18} \text{ см}^{-6}$

Из рисунков 4 и 5 видно, что соотношение (15) выполняется весьма приблизительно, причем максимальное отклонение значений  $n \times p_T$  от  $n_i^2$  составляет +5,7 % при  $T = 295$  К и +6,9 % при  $T = 77$  К. Следует заметить, что при  $T = 77$  К на кривой  $n \times p_T$  имеется участок, параллельный горизонтальной прямой  $n_i^2$  (см. рис. 5), тогда как зависимость  $n \times p_T$  при  $T = 295$  К имеет явно колоколообразный вид (см. рис. 4).

Мы связываем эти различия с непараболическостью зоны проводимости, которая явно больше при комнатной температуре:  $\beta_{295} = 0,149$ ;  $\beta_{77} = 0,0288$ .

### Обсуждение экспериментальных результатов

Перейдем теперь к обсуждению литературных данных, касающихся определения значений СКЧЗ экспериментальным путем. Обычно значения СКЧЗ определяют из зависимости коэффициента Холла,  $R$ , (в логарифмическом масштабе) от обратной температуры,  $10^3/T$  (учитывается и температурный множитель  $\sim T^{\frac{3}{2}}$ ). На упомянутой зависимости находят прямолинейный участок, который и приписывают области собственной концентрации [6, 7], а вот способ определения концентрации свободных носителей заряда по коэффициенту Холла вызывает ряд вопросов.

Начнем с того, что при определении СКЧЗ авторы работ [6, 7] не учитывают влияние легких дырок. Считается, что в собственном полупроводнике ими можно пренебречь и что выполняется соотношение (11).

В самом общем случае (носители заряда трех типов: электроны, легкие и тяжелые дырки) выражение для коэффициента Холла в слабых магнитных полях ( $\mu^2 B^2 \ll 1$ ) может быть записано в виде:

$$R = \frac{1}{e} \times \frac{\left( p_T \mu_{p_T}^2 + p_n \mu_{p_n}^2 - n \mu_n^2 \right)}{\left( p_T \mu_{p_T} + p_n \mu_{p_n} + n \mu_n \right)^2}, \quad (16)$$

где  $\mu_{p_T}$ ,  $\mu_{p_n}$ ,  $\mu_n$  – подвижности, соответственно, тяжелых дырок, легких дырок и электронов. Формулу (16) можно преобразовать к виду:

$$R = \frac{1}{e p_T} \times \frac{\left( 1 + \frac{p_n}{p_T} \times \frac{\mu_{p_n}^2}{\mu_{p_T}^2} - \frac{n}{p_T} \times \frac{\mu_n^2}{\mu_{p_T}^2} \right)}{\left( 1 + \frac{p_n}{p_T} \times \frac{\mu_{p_n}}{\mu_{p_T}} + \frac{n}{p_T} \times \frac{\mu_n}{\mu_{p_T}} \right)^2} \quad (17)$$

Оценим теперь вклады свободных носителей заряда разных типов в коэффициент Холла для собственной концентрации  $n = p_T = n_i$ . Выберем для оценки следующие значения параметров, входящих в формулу (17).

$$T = 295 \text{ К: } \frac{p_n}{p_T} = \frac{1}{190} \text{ (см. выше); } \mu_{p_T} = 850 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с}) \quad [1]; \quad \mu_{p_n} = 17000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$$

(отношение  $\frac{\mu_{p_n}}{\mu_{p_T}}$  будем считать не зависящим

от температуры и равным 20 [8]);  $\mu_n = 25000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . Тогда из формулы (17) получим:

$$R = \frac{1}{en_i} \times \frac{(1 + 2,1 - 865)}{(1 + 0,105 + 29,4)^2} \quad (18)$$

Аналогично, для  $T = 77 \text{ К}$  имеем:

$$\frac{p_n}{p_T} = \frac{1}{120} \text{ (см. выше); } \mu_{p_T} = 5000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с}) \quad [1];$$

$$\mu_{p_n} = 100000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с}); \quad \mu_n = 200000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с}).$$

Из формулы (17) получим:

$$R = \frac{1}{en_i} \times \frac{(1 + 3,33 - 1600)}{(1 + 0,167 + 40)^2} \quad (19)$$

Из формул (18) и (19) видно, что вклады от легких и тяжелых дырок одного порядка, но вместе они много меньше вклада электронов. Иначе говоря, использование авторами работ [6, 7] простой формулы

$$R = -\frac{1}{n_i e} \quad (20)$$

можно считать вполне обоснованным в указанном выше смысле.

Необходимо отметить, однако, что формула (20) справедлива только для слабых магнитных полей, когда для всех типов свободных носителей заряда выполняется условие:

$$(\mu B)^2 \ll 1, \quad (21)$$

где  $B$  – индукция магнитного поля (берется в Тл, а  $\mu$  – в  $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ).

Видно, что для электронов это условие не выполняется уже при  $T = 295 \text{ К}$ ; для  $B = 0,4 \text{ Тл}$  [7] получаем  $(\mu_n B)^2 = 1$ , и тем более не выполняется при  $T = 77 \text{ К}$ :  $(\mu_n B)^2 = 64$ . Отсюда следует, что при вычислении значений  $n_i$  по коэффициенту Холла необходимо вместо формулы (20) использовать более

сложные соотношения, учитывающие влияние магнитного поля (см., например, [2]). Использование формулы (20) может приводить к заметным погрешностям при определении значений  $n_i$ , оценить которые заранее не возможно.

В литературе приводятся разные формулы для расчета значений СКЧЗ в широком интервале температур. Все они получены из температурных зависимостей коэффициента Холла. Не приводя здесь эти соотношения, ограничимся лишь вычисленным по ним значениям  $n_i$  для  $T = 295 \text{ К}$ :  $2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  [1];  $1,63 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  [4];  $1,81 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  [6];  $1,75 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  [7]. Добавим сюда значение  $n_i \approx 1,9 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , полученное методом интерференции геликонных волн [9].

Видно, что все эти значения меньше полученного нами расчетным путем значения  $(2,14 \pm 0,01) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Это незначительное расхождение с экспериментальными данными может быть связано с некорректной интерпретацией температурных зависимостей коэффициента Холла (см. выше).

Что касается температуры  $T = 77 \text{ К}$ , то здесь данные о значениях СКЧЗ весьма малочисленны и противоречивы. В качестве примера можно привести данные, полученные в работе [8]: экстраполяция прямой  $n_i$  на область низких температур (рис. 3) дает приблизительное значение  $2 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ , что согласуется с результатами наших расчетов:  $(2,47 \pm 0,01) \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

## Заключение

1. Выполнены расчеты значений собственной концентрации свободных носителей заряда в InSb для температур  $T = 295 \text{ К}$  и  $T = 77 \text{ К}$ . Показано, что

$$n_{i_{295}} = (2,14 \pm 0,01) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$$

$$\text{и } n_{i_{77}} = (2,47 \pm 0,01) \times 10^9 \text{ см}^{-3}.$$

2. Проведены сравнения значений произведения  $n \times p_T$  и  $n_i^2$ . Показано, что максимальное различие между упомянутыми зависимостями составляет 5,7 % для  $T = 295 \text{ К}$  и 6,9 % для  $T = 77 \text{ К}$ .

3. Проведено сравнение значений  $n_{i_{295}}$  и  $n_{i_{77}}$  с литературными данными, полученными экспериментально. Показано, что расчетные данные согласуются с экспериментальными результатами.

4. Предполагается, что полученные результаты будут в дальнейшем использоваться для оптимизации технологических режимов выращивания и легирования монокристаллов InSb.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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>

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

3. 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).

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

5. Бонч-Бруевич В. Л., Калашиников С. Г. Физика полупроводников. – М.: Наука, 1977.

6. Cunningham R. W., Gruber J. B. / J. of Appl. Phys. 1970. Vol. 41. № 4. P. 1804–1809.

7. Oszwaldowski M., Zimpel M. / J. Phys. Chem. Solids. 1988. Vol. 49. № 10. P. 1179–1185.

8. Угрин Ю. О., Шерегуи Е. М. / Физика и техника полупроводников. 1988. Т. 22. № 8. С. 1375–1380.

9. Chen K. K., Furdyna J. K. / J. of Appl. Phys. 1972. Vol. 43. № 4. P. 1825–1829.

PACS: 81.15.Hi

### The calculation of free charge carrier intrinsic concentration values in indium antimonide

A. G. Belov<sup>1</sup>, R. Yu. Kozlov<sup>1,2</sup>, E. O. Zhuravlev<sup>1,2,\*</sup>, E. V. Molodtsova<sup>1</sup>, N. G. Khikheev<sup>1</sup>, N. A. Sarkisov<sup>3</sup>, M. A. Pankov<sup>3</sup> and V. B. Kulikov<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Giredmet, JSC, Moscow, 111524 Russia

\* E-mail: EOZhuravlev@yandex.ru

<sup>2</sup> National University of Science and Technology MISiS, Moscow, 119049 Russia

<sup>3</sup> RD&P Center ORION, JSC, Moscow, 111538 Russia

<sup>4</sup> Joint Stock Company “Central Scientific-Research Institute “Cyclone”, Moscow, 107497 Russia

Received 30.09.2025; revised 16.10.2025; accepted 20.10.2025

**The calculations of free charge carrier intrinsic concentration values,  $n_i$ , in indium antimonide for  $T = 295$  K and  $T = 77$  K have been made, taking into account the nonparabolism of conduction band. It was shown, that  $n_{i_{295}} = (2.14 \pm 0.01) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  and  $n_{i_{77}} = (2.47 \pm 0.01) \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ .**

**The comparison of  $n \times p_n$  product and  $n_i^2$ -values has been made, and they were shown to differ from each other. It has been suggested, that these differences are due to conduction band nonparabolism. Literary data have been analyzed (the results of experiments to determine  $n_i$ -values in wide temperature range). The results of calculation are shown to be in satisfactory agreement with experimental data. It is suggested that results obtained will be used in the future for optimization of technological processes of InSb single crystal growth and doping.**

**Keywords:** indium antimonide; intrinsic free charge carrier concentration.

#### REFERENCES

1. 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>

2. Askerov B. M. Kineticicheskie efekty v poluprovodnikah. Moscow, Nauka, 1970 [in Russian].

3. 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).
4. Madelung O. Fizika poluprovodnikovyh soedinenij elementov III-V grupp; per. s angl. Moscow, Mir, 1967 [in Russian].
5. Bonch-Bruevich V. L. and Kalashnikov S. G. Fizika poluprovodnikov. Moscow, Nauka, 1977 [in Russian].
6. Cunningham R. W. and Gruber J. B., J. of Appl. Phys. **41** (4), 1804–1809 (1970).
7. Oszwaldowski M. and Zimpel M., J. Phys. Chem. Solids. **49** (10), 1179–1185 (1988).
8. Ugrin Yu. O. and Sheregij E. M., Fizika i tekhnika poluprovodnikov **22** (8), 1375–1380 (1988) [in Russian].
9. Chen K. K. and Furdyna J. K., J. of Appl. Phys. **43** (4), 1825–1829 (1972).

#### Об авторах

**Белов Александр Георгиевич**, к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет» имени Н. П. Сажина» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1). E-mail: IADenisov@rosatom.ru SPIN-код: 9546-0477, AuthorID: 38536

**Козлов Роман Юрьевич**, начальник лаборатории, АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет» имени Н. П. Сажина» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1), Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС» (119049, Россия, Москва, Ленинский проспект, д. 4, стр. 1). E-mail: RYKozlov@rosatom.ru SPIN-код: 7324-5403, AuthorID: 1302882

**Журавлев Евгений Олегович**, научный сотрудник, АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет» имени Н. П. Сажина» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1), Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС» (119049, Россия, Москва, Ленинский проспект, д. 4, стр. 1). E-mail: EOZhuravlev@yandex.ru SPIN-код: 5492-0419, AuthorID: 1297975

**Молодцова Елена Владимировна**, к.т.н., ведущий научный сотрудник, АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет» имени Н. П. Сажина» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1)

**Хихеев Николай Германович**, инженер, АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет» имени Н. П. Сажина» (111524, Россия, Москва, Электродная ул., д. 2, стр. 1), Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС» (119049, Россия, Москва, Ленинский проспект, д. 4, стр. 1).

**Саркисов Никита Андреевич**, инженер 2 категории, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, Косинская ул., д. 9). E-mail: nsarkisov@mail.ru

**Панков Михаил Александрович**, к.ф.-м.н., руководитель лаборатории, АО «НПО «Орион» (111538, Россия, Москва, Косинская ул., д. 9). E-mail: mpa.off@gmail.com. SPIN-код: 7160-9289, AuthorID: 145651

**Куликов Владимир Борисович**, д.т.н., начальник отдела, АО «ЦНИИ «Циклон» (107497, Россия, Москва, Щелковское ш., 77). E-mail: v.kulikov@cyclone-jsc.ru SPIN-код: 2840-0055, AuthorID: 1017695