

УДК 621.383.4/5  
EDN: HVKOWRPACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz,  
07.57.Kp, 85.60.Dw

## Моделирование температурной зависимости темного тока фотодиодов на основе тройного соединения InAsSb

Н. И. Яковлева, В. С. Ковшов

*Проведен расчет температурной зависимости темного тока фотодиодов на основе тройного раствора  $InAs_{1-x}Sb_x$ , детектирующих излучение в средневолновой инфракрасной (ИК) области спектра. По рассчитанным значениям темного и фототока проведена оценка отношения сигнал/шум. Прогнозируемое отношение сигнал/шум составило  $\sim 10^3$  при  $T = 150$  К, что подтверждает возможность достижения высоких фотоэлектрических параметров фотодиодов на основе тройных растворов  $InAs_{1-x}Sb_x$  и пригодность их использования в высокотемпературных применениях.*

*Ключевые слова:* MWIR, InSb, InAsSb, квантовая эффективность, моделирование темного тока, фотодиод.

DOI: 10.51368/1996-0948-2023-3-45-54

### Введение

Эпитаксиальные структуры твердых растворов на основе антимонида индия и его тройных соединений крайне перспективны для промышленного производства фотоприемных устройств средневолнового ИК диапазона спектра. Использование эпитаксиальных слоев InSb и  $InAs_{1-x}Sb_x$  в качестве поглощающих обусловлено уникальными свойствами данных материалов. В частности, изменяя состав Sb тройного раствора  $InAs_{1-x}Sb_x$ , можно добиться не только детектирования излучения в диапазоне спектра 3–5 мкм, но также пере-

хода к новой перспективной технологии создания высокотемпературных фотоприемных устройств (ФПУ) с высокими фотоэлектрическими характеристиками [1, 2]. В отечественной фотоэлектронике и за рубежом проводятся исследования в направлении совершенствования структур, содержащих двойные, тройные и многокомпонентные соединения, используемые для производства ФПУ средневолнового ИК диапазона спектра, входящих в состав тепловизионных и тепlopеленгационных систем нового поколения [3–5].

Так, например, в работах ведущего мирового разработчика фотоэлектроники, фирмы SCD [6] (Израиль), на основе  $XVn$ -структур изготовлены ФПУ, работающие при повышенных температурах с параметрами, на два порядка превышающими параметры ФПУ на основе объемного InSb.

В данной работе теоретически исследованы характеристики полупроводникового соединения группы антимонидов  $InAs_{1-x}Sb_x$ . Представлена теоретическая модель и проведен расчет температурной зависимости распределения темного тока фотодиода на основе  $InAs_{1-x}Sb_x$ . По рассчитанным значениям темного и фототока проведена оценка

Яковлева Наталья Ивановна<sup>1</sup>, гл.н.с., д.т.н.  
Ковшов Владимир Сергеевич<sup>1,2</sup>, инженер I кат.  
<sup>1</sup> АО «НПО «Орион».  
Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.  
E-mail: orion@orion-ir.ru

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет).  
Россия, 141701, Московская обл., г. Долгопрудный,  
Институтский пер., 9.

Статья поступила в редакцию 22.05.2023  
Принята к публикации 1.06.2023

© Яковлева Н. И., Ковшов В. С., 2023

отношения сигнал/шум. Показано, что фотодиоды на основе широкозонного тройного раствора  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ , используемого для поглощения излучения в средневолновой области спектра, в перспективе имеют высокое отношение сигнал/шум порядка  $10^3$  отн. ед., что является основой создания высокотемпературных фотоприемников.

### 1. Свойства материала $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$

Тройной раствор  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  является прямозонным, устойчивым к химическим и температурным воздействиям, обладает высокими коэффициентом поглощения и чувствительностью, что необходимо для детектирования инфракрасного излучения в средневолновой ИК-области спектра. Выбор тройного соединения  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  обусловлен гибкостью настройки граничной длины волны, поскольку изменением состава  $x$  можно выбрать необходимую границу fotocувствительности в средневолновом диапазоне спектра. Преимуществом материала  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  при небольших значениях состава  $x \leq 0,4$  мол. дол. является бóльшая ширина запрещенной зоны по сравнению с объемным  $\text{InSb}$  (рис. 1а). Соединение

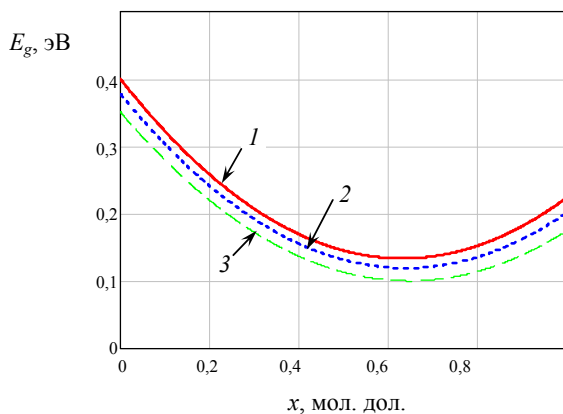
$\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  имеет кристаллическую структуру цинковой обманки и является прямозонным полупроводником, ширина запрещенной зоны  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  определяется уравнением [7]

$$E_g(x, T) = 0,411 - \frac{3,4 \cdot 10^{-4} T^2}{210 + T} - 0,876x + 0,7x^2 + 3,4 \cdot 10^{-4} xT(1-x).$$

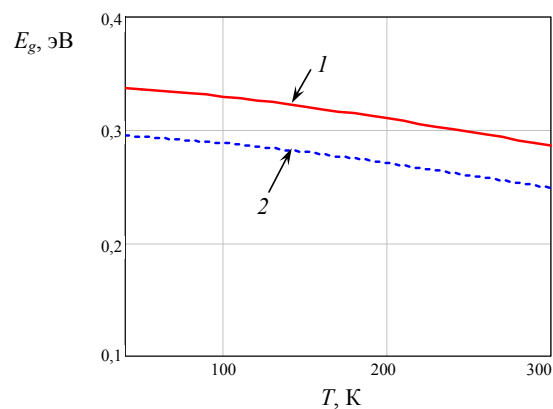
На рис. 1(а, б) показана зависимость ширины запрещенной зоны от состава (а) и температуры (б) для тройного раствора  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ .

Таким образом, если выбрать состав  $x \approx 0,09$  мол. дол., то граничная длина волны сдвигается в область коротких значений и составит  $\lambda_{0,5} \sim 4,1$  мкм при  $T = 150$  К, что важно для создания высокотемпературных ФПУ нового поколения.

При больших значениях состава  $x = 0,5-0,7$  мол. дол. материал  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  в перспективе может работать в длинноволновом ИК спектральном диапазоне (ожидаемая граничная длина волны  $\lambda_{0,5} \approx 8,0$  мкм), что весьма перспективно для структур группы антимонидов, пригодных для создания матричных фотоприемников длинноволнового ИК диапазона спектра.



а) зависимость  $E_g$  от состава для температур: (1) –  $T = 100$  К; (2) –  $T = 200$  К; (3) –  $T = 300$  К



б) зависимость  $E_g$  от температуры для двух составов: (1)  $x = 0,15$  мол. дол.; (2)  $x = 0,09$  мол. дол.

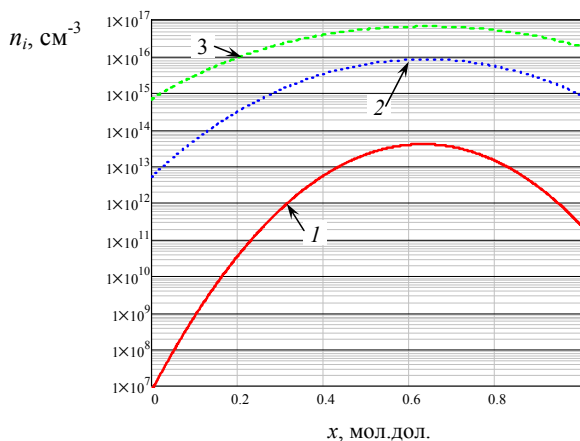
Рис. 1. Ширина запрещенной зоны  $E_g$  тройного раствора  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ : (а) – от состава; (б) – от температуры

Собственная концентрация носителей заряда  $n_i$  в  $\text{см}^{-3}$  в тройном соединении  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  рассчитывается как функция от состава  $x$  и температуры по формуле [8]

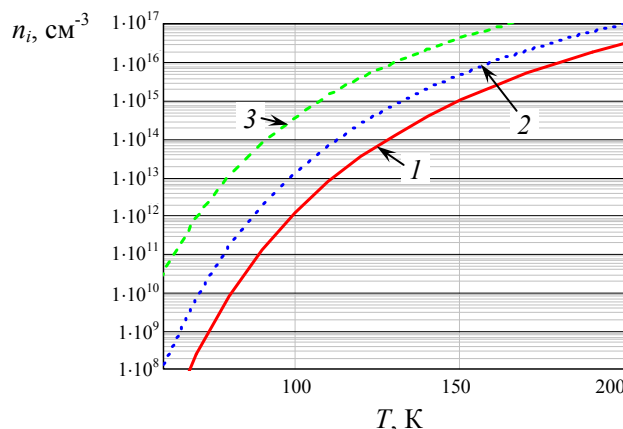
$$n_i = (1,35 + 8,5x + 4,22 \cdot 10^{-3} T - 1,53 \cdot 10^{-3} xT - 6,73x^2) \cdot 10^{14} T^{3/2} E_g^{3/4} \exp(-E_g/2kT)$$

На рис. 2(а, б) представлены зависимости собственной концентрации от состава и температуры тройного раствора  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ .

В таблице представлены параметры тройного раствора  $\text{In}_{1-x}\text{As}_x\text{Sb}$ . Для сравнения показаны также параметры бинарных соединений  $\text{InAs}$  и  $\text{InSb}$  [9].



а) зависимость  $n_i$  от состава при температурах: (1) –  $T = 77$  К; (2) –  $T = 100$  К; (3) –  $T = 150$  К; (4) –  $T = 300$  К



б) зависимость  $n_i$  от температуры для трех значений состава: (1)  $x = 0,09$  мол. дол.; (2)  $x = 0,15$  мол. дол.; (3)  $x = 0,25$  мол. дол.

Рис. 2. Собственная концентрация  $n_i$  в  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ : а) – зависимость от состава при четырех температурах; б) – зависимость от температуры при трех составах

Таблица

Параметры тройного раствора  $\text{In}_{1-x}\text{As}_x\text{Sb}$  и бинарных соединений  $\text{InAs}$  и  $\text{InSb}$

Параметр/материал	InAs	InSb	$\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$
Кристаллическая структура	цинковой обманки	цинковой обманки	цинковой обманки (сфалерит)
Кристаллическая группа	$\bar{F}43m$	$\bar{F}43m$	$\bar{F}43m$
Число атомов в $1 \text{ см}^3$	$3,59 \cdot 10^{22}$	$2,94 \cdot 10^{22}$	$(3,59 - 0,65x) \cdot 10^{22}$
Температура Дебая, К	280	160	
Плотность, $\text{г/см}^3$	5,68	5,77	$5,68 + 0,09x$
Диэлектрическая постоянная:			
статическая	15,15	16,8	$15,15 + 1,65x$
высокочастотная	12,3	15,7	$12,3 + 3,4x$
Эффективная масса электрона	0,023	0,014	$0,023 - 0,039x + 0,03x^2$
Эффективная масса дырки			
Тяжелая дырка	0,41	0,43	$0,41 + 0,02x$
Легкая дырка	0,026	0,015	$0,026 - 0,0011x$
Сродство к электрону, эВ	4,9	4,59	$4,9 - 0,31x$
Постоянная кристаллической решетки, Å	6,0583	6,479	$6,0583 + 0,4207x$ при $x = 0,15, a = 6,12 \approx \alpha_{\text{GaSb}}$ ; при $x \geq 0,8 a = 6,39 \approx \alpha_{\text{InSb}}$
Энергия запрещенной зоны, эВ при $T = 0 \text{ К}$	0,354	0,172	$0,351 - 0,774x + 0,598x^2$
Собственная концентрация, $\text{см}^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{16}$	см. рис. 2
Эффективная плотность состояний в зоне проводимости, $\text{см}^{-3}$	$8,7 \cdot 10^{16}$	$4,2 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^{19} \cdot (0,023 - 0,039x + 0,003x^2)^{3/2}$
Эффективная плотность состояний в валентной зоне, $\text{см}^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{18}$	$7,1 \cdot 10^{18}$	$2,5 \cdot 10^{19} \cdot (0,41 + 0,02x)^{3/2}$

## 2. Моделирование плотности тока

Рассчитаем темновой ток для архитектуры фотодиода, представленной на рис. 3.

Структура состоит из высоколегированной оптически прозрачной подложки (~ 300 мкм) с антиотражающим покрытием, на которой располагается базовый слаболегированный слой  $n$ -типа проводимости с концентрацией доноров  $N_D \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , поверх которого формируется коллекторный высоколеги-

рованный  $p$ -слой с концентрацией акцепторов  $N_A = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Толщина базового эпитаксиального слоя InAsSb составляет ~ 4–5 мкм. Излучение падает со стороны подложки и поглощается в базовом  $n$ -слое.  $P+n$ -переход считается резким, область пространственного заряда (ОПЗ) составляет более  $d_p \approx 2,0 \text{ мкм}$ . Считаем, что время жизни (время рекомбинации) неосновных носителей заряда в  $n$ -объеме определяется Оже-механизмом.

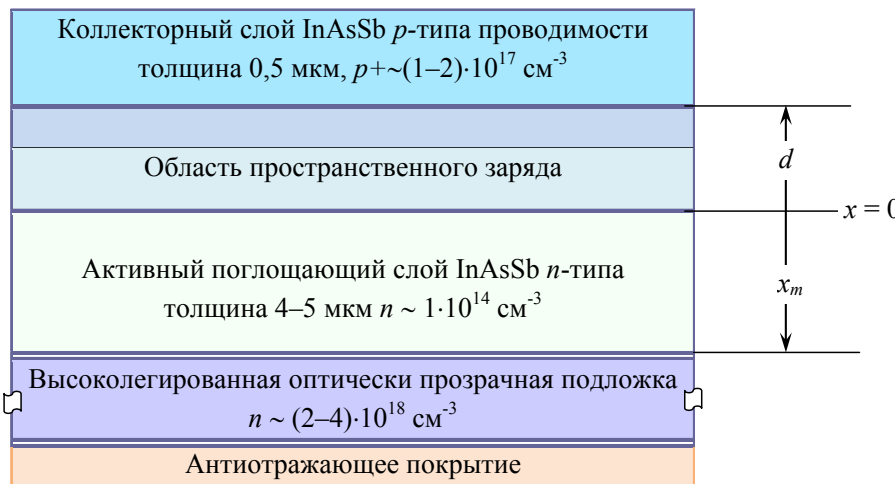


Рис. 3. Архитектура фотодиода на основе тройного раствора InAsSb

Ширина области пространственного заряда  $d(x, T)$  фотодиода при нулевом напряжении смещения  $V = 0$  рассчитывается при известном значении концентрации в базе по формуле

$$d(x, T) = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN} V_{bi}(x, T)}$$

где  $x$  – состав тройного раствора;  $V_{bi}(x, T)$  – встроенная разность потенциалов;  $N$  – концентрация носителей заряда в менее легированной (базовой) области, в данном случае  $N = N_D$ ;  $\epsilon$  – диэлектрическая постоянная;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная вакуума. Встроенная разность потенциалов рассчитывается как

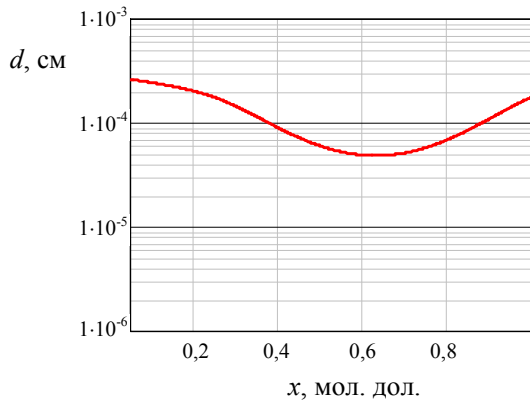
$$V_{bi}(x, T) = k_B T \ln \left( \frac{N_a N_d}{n_i(x, T)^2} \right)$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $n_i(x, T)$  – собственная концентрация полупроводника.

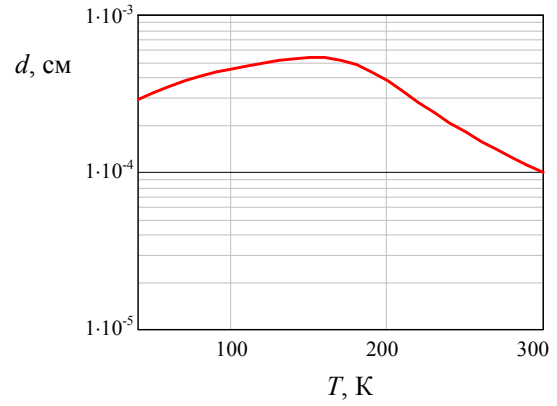
На рис. 4 показана зависимость ширины ОПЗ от состава и температуры для фотодиода на основе InAsSb.

Ширина обедненной области распространяется почти исключительно в базовую область с низким содержанием концентрации из-за несимметричного легирования. Запишем уравнение непрерывности для неосновных носителей заряда в виде выражения

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dt} &= G - \frac{p - p_0}{\tau_p} - \frac{1}{e} \operatorname{div} \left( -eD_p \frac{\partial p}{\partial x} + e\mu_p p E \right) = \\ &= G - \frac{\Delta p}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} - \mu_p p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x}. \end{aligned} \quad (1)$$



а) зависимость ширины ОПЗ от состава при температуре  $T = 150$  К



б) зависимость ширины ОПЗ от температуры для состава  $x = 0,09$  мол. дол.

Рис. 4. Зависимость ширины ОПЗ от состава и температуры

Рассматриваем стационарный случай  $dp/dt = 0$ . Начало координаты  $x = 0$  установим на границе обедненной области  $p$ - $n$ -перехода ( $x > 0$ ). Электрическое поле  $E$  считаем равным нулю:  $E = 0$ , что приводит уравнение к виду

$$D_p \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} + G - \frac{\Delta p}{\tau_p} = 0. \quad (2)$$

Если темп генерации  $G$  в квазинейтральном объеме равен нулю:  $G = 0$ , учитывая только темп рекомбинации при малом уровне инжекции, и воспользовавшись соотношением, связывающим коэффициент диффузии, длину диффузии и время жизни неосновных носителей заряда:  $D_p \tau = L_p^2$  уравнение примет вид

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{p(x)}{L_p^2} = -\frac{p_{n0}}{L_p^2}. \quad (3)$$

Ищем общее решение в виде суммы экспонент [10]

$$p(x) = A \exp(-x/L) + B \exp(x/L) + p_{n0} \quad (4)$$

производную по координате  $x$  запишем как

$$\frac{\partial d(x)}{\partial x} = -\frac{A}{L} \exp(-x/L) + \frac{B}{L} \exp(x/L). \quad (5)$$

Введем некоторую вспомогательную функцию  $F(x)$ , равную первой производной, умноженной на коэффициент диффузии  $D_p$ ,

$$F(x) = -D_p \frac{dp(x)}{dx} = \frac{D_p}{L} (A \exp(-x/L) - B \exp(x/L)). \quad (6)$$

Определим граничные условия для решения уравнения непрерывности в базовой области.

Первое условие запишем на границе области пространственного заряда при  $x = 0$ , оно связано с концентрацией неосновных дырок в  $n$ -области

$$p(x=0) = p_{n0} \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \quad (7)$$

где  $p_{n0}$  – равновесная концентрация дырок в  $n$ -области, а  $V$  – напряжение смещения на фотодиоде.

Второе граничное условие зададим на интерфейсе базовой области и подложки при  $x = x_m$ . Предположим, что на границе с подложкой базовый слой имеет тот же уровень концентрации, что и на границе ОПЗ, но при этом носители заряда характеризуются временем жизни, определяемым Оже-механизмом

$$p(x = x_m) = p_{n0}.$$

Третье условие определим в некоторой промежуточной точке базовой области ( $x = x_0$ ), для которой считаем, что концентрация в малой окрестности  $\pm \epsilon$  не изменяется, а первая производная пропорциональна ско-

рости генерации носителей заряда вследствие внешнего излучения

$$p(x_0 + \varepsilon) = p(x_0 - \varepsilon)$$

$$\frac{dF}{dx} = G_L.$$

Подставляем граничные условия в решение уравнения непрерывности для нахождения коэффициентов  $A$  и  $B$ :

- 1-е условие для  $p(x=0)$

$$p_{n0} \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) = A_1 + B_1 + p_{n0}. \quad (8)$$

Находим сумму коэффициентов в виде

$$A_1 + B_1 = p_{n0} \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - p_{n0} = p_{n0} \left( \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right).$$

Выражаем  $B_1$

$$B_1 = -A_1 + p_{n0} \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - p_{n0} =$$

$$= -A_1 + p_{n0} \left( \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right).$$

- 2-е условие для  $p(x=x_m) = p_{n0}$ , т. е. на краю квазинейтральной области концентрация не изменяется

$$p(x) = p_{n0} = A_2 \exp(-x_m/L) + B_2 \exp(x_m/L) \quad (9)$$

- 3-е условие для промежуточной точки базовой области  $x_0$ , в которой считаем, что изменение концентрации незначительно, поэтому

$$p(x_0) - p_{n0} = 0 = (A_2 - A_1) \times$$

$$\times \exp(-x_0/L) + (B_2 - B_1) \exp(x_0/L). \quad (10)$$

Подставляем значения  $A_2$  и  $B_2$  в уравнение (9), полученного для второго граничного условия, и проводим расчет

$$\left( A_1 + \frac{LG_L}{2D_L \exp(-x_0/L)} \right) \exp(-x_m/L) + \left( B_1 - \frac{LG_L}{2D_L \exp(x_0/L)} \right) \exp(x_m/L) = p(x) - p_{n0}$$

$$A_1 \exp(-x_m/L) + B_1 \exp(x_m/L) = -\frac{LG_L}{2D_L} \left( \exp((x_0 - x_m)/L) - \exp(-(x_0 - x_m)/L) \right) + p(x) - p_{n0}.$$

Для производной от концентрации  $dp(x)/dx$  в промежуточной точке  $x = x_0$  установим, что скорость изменения концентрации определяется генерацией избыточных носителей заряда в соответствии с уравнением

$$\frac{L}{D_L} G_L = (A_2 - A_1) \exp(-x_0/L) - (B_2 - B_1) \times$$

$$\times \exp(x_0/L). \quad (11)$$

Рассмотрим ток в квазинейтральном объеме полупроводника  $n$ -типа, на границе ОПЗ при  $x = 0$ , для этого запишем функцию  $F$

$$F(x=0) = \frac{D_p}{L} (A_1 - B_1) =$$

$$= \frac{D_p}{L} \left( A_1 + A_1 - p_{n0} \left( \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right) \right) = \quad (12)$$

$$= \frac{D_p}{L} \left( 2A_1 - p_{n0} \left( \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right) \right).$$

Вычислим коэффициенты  $A_2$  и  $B_2$  из уравнений (10) и (11).

Складываем (10) + (11) и получаем

$$2(A_2 - A_1) \exp(-x_0/L) = \frac{L}{D_L} G_L,$$

$$\text{откуда } A_2 = A_1 + \frac{LG_L}{2D_L \exp(-x_0/L)}.$$

Вычитаем (10) - (11) и получаем

$$2(B_2 - B_1) \exp(x_0/L) = -\frac{L}{D_L} G_L,$$

$$\text{откуда } B_2 = B_1 - \frac{LG_L}{2D_L \exp(x_0/L)}.$$

Подставляем в уравнение  $B_1 = -A_1 + p_{n0} \left( \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right)$ , получаем

$$\begin{aligned} A_1 \left( \exp(-x_m / L) - \exp(x_m / L) \right) + p_{n0} \left( \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right) \exp(x_m / L) = \\ = \frac{LG_L}{2D_L} \left( \exp((x_m - x_0) / L) - \exp(-(x_m - x_0) / L) \right) + p(x) - p_{n0}. \end{aligned}$$

Выражаем коэффициент  $A_1$  и получаем

$$A_1 = \frac{1}{2 \sinh(x_m / L)} \left[ p_{n0} \left( \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right) \exp(x_m / L) - \frac{LG_L}{D_L} \sinh((x_m - x_0) / L) - (p(x) - p_{n0}) \right].$$

Находим плотность тока дырок при  $x = 0$ , для этого используем функцию  $F(x = 0)$ , подставляем в уравнение коэффициент  $A_1$ , получаем

$$\begin{aligned} J_h = eF(x = 0) = \frac{eD_p}{L} \left( 2A_1 - p_{n0} \left( \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right) \right) = \\ = \frac{e}{\sinh(x_m / L)} \left[ \frac{D_p}{L} p_{n0} \left( \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right) \exp(x_m / L) - G_L \sinh((x_m - x_0) / L) - \frac{D_p}{L} (p(x) - p_{n0}) \right] - \\ - \frac{eD_p}{L} p_{n0} \left( \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Окончательно, уравнение плотности тока дырок в базовой области  $p$ - $n$ -перехода примет вид

$$\begin{aligned} J_h = \frac{e}{\sinh(x_m / L)} \left[ \frac{D_p}{L} p_{n0} \left( \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right) \exp(x_m / L) - G_L \sinh((x_m - x_0) / L) - \frac{D_p}{L} (p(x) - p_{n0}) \right] - \\ - \frac{eD_p}{L} p_{n0} \left( \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right). \end{aligned} \quad (14)$$

Если концентрация неосновных носителей на границе раздела образца при  $x = x_m$  равной равновесной концентрации  $p(x) = p_{n0}$ , уравнением упрощается

$$J_h = \frac{eD_p}{\sinh(x_m / L)L} p_{n0} \left( \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right) \exp(x_m / L) - eG_L \frac{\sinh((x_m - x_0) / L)}{\sinh(x_m / L)}. \quad (15)$$

Первый член представляет собой термически генерируемый диффузионный ток дырок в  $n$ -области необлученного диода, а второй член представляет собой вклад от падающего потока излучения, который уменьшается в соответствии с коэффициентом  $\left( \frac{\sinh((x_m - x_0) / L)}{\sinh(x_m / L)} \right) \cdot \exp(-\alpha x)$ .

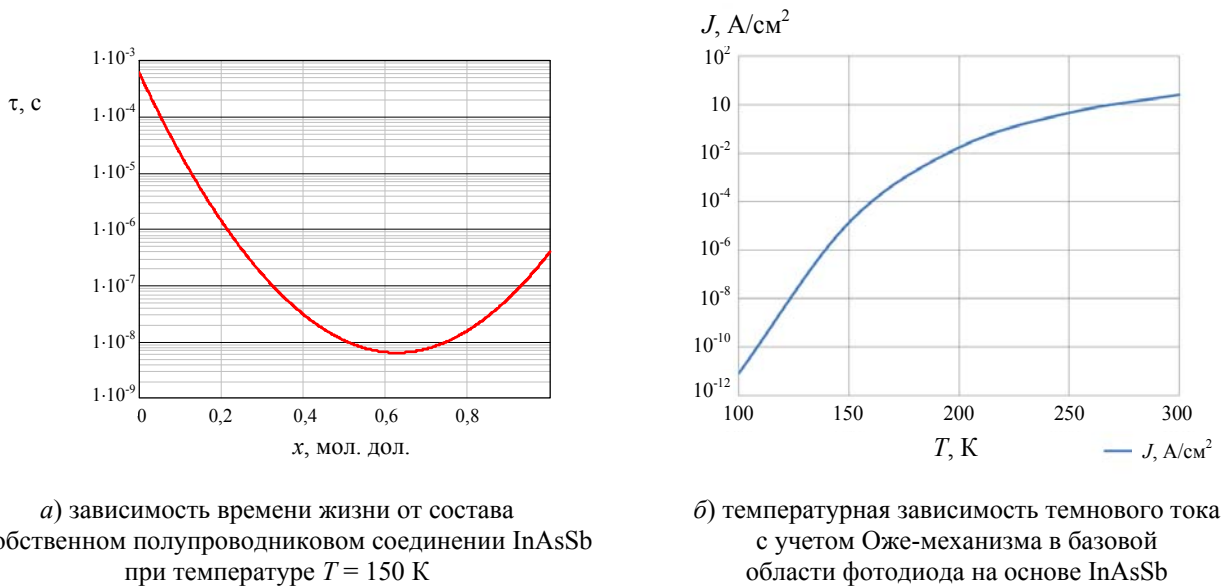
Для расчета плотности тока необходимо определиться с диффузионным коэффициентом и длиной диффузии неосновных носителей заряда в базовой  $n$ -области. Предположим, что данные коэффициенты задаются следующим образом. Из литературы известно, что коэффициент диффузии дырок менее  $10 \text{ см}^2/\text{с}$ . Допустим, что данный коэффициент изменяется от температуры в соответствии с выражением  $D_p(T) = 10 \exp(-0,001T)$ .

Полагаем, что время жизни определяется механизмом рекомбинации Оже-1, для собственного материала время жизни рассчитывается по формуле (Lopes V. C. 1993 [11])

$$\tau_{A1}^i = 3,8 \cdot 10^{-18} \varepsilon_{\infty}^2 \frac{m_0}{m_e^*} \left(1 + \frac{m_e^*}{m_h^*}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{2m_e^*}{m_h^*}\right) \left(\frac{E_g}{k_B T}\right)^{3/2} \exp \left[ \left(1 + \frac{2m_e^*}{m_h^*}\right) \cdot \left(1 + \frac{m_e^*}{m_h^*}\right)^{-1} \left(\frac{E_g}{k_B T}\right) \right] \cdot |F_1 F_2|^{-2} \quad (16)$$

где  $m_e^*$  и  $m_h^*$  – удельные эффективные массы электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне соответственно,  $m_0$  – масса свободного электрона,  $\varepsilon_s$  – диэлектрическая проницаемость;  $E_g$  – ширина запрещенной зоны;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура;  $|F_1 F_2|$  – интеграл перекрытия волновых функций.

На рис. 5(a) представлена зависимость времени жизни в собственном полупроводниковом соединении InAsSb от состава  $x$  при  $T = 150$  К (см. Rogalski and Orman 1985, [12]). Зависимость темнового тока с учетом Оже-механизма в базовой области фотодиода на основе InAsSb имеет вид (рис. 5б).



а) зависимость времени жизни от состава в собственном полупроводниковом соединении InAsSb при температуре  $T = 150$  К

б) температурная зависимость темнового тока с учетом Оже-механизма в базовой области фотодиода на основе InAsSb

Рис. 5. Зависимость времени жизни и темнового тока в собственном полупроводниковом соединении InAsSb

Отметим, что темновой ток для фотодиода площадью  $15 \times 15$  мкм<sup>2</sup> в матрице элементов при температуре  $T \leq 150$  К составит порядка нескольких пикоампер.

Эффективность сбора заряда в ОПЗ равна единице, в то время как в нейтральных областях она спадает по экспоненте. Скорость генерации оптического излучения в заданном спектральном диапазоне длин волн можно вычислить, используя уравнение Планка для плотности излучения АЧТ  $M_e(\lambda, T)$ , вычитая фоновую составляющую

$$G_s(\lambda, T) = \frac{\lambda}{hc} [M_e(\lambda, T_S) - M_e(\lambda, T_B)], \quad (17)$$

где  $T_S$  – температура объекта наблюдения,  $T_B$  – температура фона.

Оценка отношения сигнал/шум в представленной модели фотодиода на основе InAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> состава  $x = 0,09$  мол. дол. с граничной длиной волны  $\lambda_{0,5} = 4,1$  мкм показана на рис. 7.

Как видно из графика, прогнозируемое отношение сигнал/шум составит SNR  $\sim 10^3$  отн. ед. при  $T = 150$  К, что подтверждает возможность достижения высоких фотоэлектрических параметров у фотодиодов на основе тройных растворов InAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> и возможность их работы при повышенных температурах.

Таким образом, тройное соединение на основе антимонида InAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> состава  $x = 0,09$  мол. дол. демонстрирует высокие параметры при повышенной температуре.



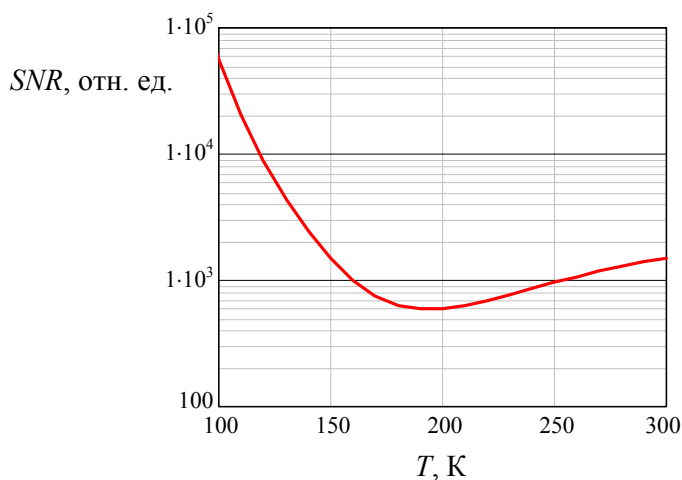


Рис. 7. Температурная зависимость отношения сигнал/шум для фотодиода на основе  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  состава  $x = 0,09$  мол. дол. с граничной длиной волны  $\lambda_{0,5} = 4,1$  мкм

### 3. Заключение

Представлена модель расчета тока фотодиодов на основе  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ , детектирующих излучение в спектральном диапазоне 3–5 мкм. Ожидаемые фотоэлектрические параметры таких фотодиодов имеют превышенные показатели качества среди соединений группы антимонидов ( $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$ ,  $\text{InSb}$  и др.), а данный материал ( $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ ) крайне перспективен для использования в качестве поглощающего слоя в составе многослойных эпитаксиальных структур твердых растворов как с  $p$ – $n$ -переходом, так и на основе барьерных структур в спектральном диапазоне 3–5 мкм.

Кристаллическая постоянная данного тройного раствора  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ , определяемая как  $a = 6,0583 + 0,4207 \cdot 0,15 = 6,12 \text{ \AA}$  (см. таблицу), близка к постоянной кристаллической решетки бинарного соединения  $\text{GaSb}$  ( $a_{\text{GaSb}} = 6,096 \text{ \AA}$ ), который можно использовать в качестве подложки.

Как видно из графика, прогнозируемое отношение сигнал/шум составит  $\text{SNR} \sim 10^3$  отн. ед. при  $T = 150 \text{ K}$ , что подтверждает возможность достижения высоких фотоэлектрических параметров у фотодиодов на основе тройных растворов  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  и возможность их работы при повышенных температурах.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Rogalski A., Antoszewski J., Faraone L. / J. Appl. Phys. 2009. Vol. 105. P. 091101.
2. Rogalski A. / Proc. SPIE. 2017. Vol. 10433. P. 104330L.
3. Razeghi M. / Eur. Phys. J. AP. 2003. № 23. P. 149–205.
4. Бакаров А. К., Гутаковский А. К., Журавлев К. С., Ковчавцев А. П., Торопов А. И., Бурлаков И. Д., Болтарь К. О., Власов П. В., Лопухин А. А. / Журнал технической физики. 2017. Т. 87. Вып. 6. С. 900–904.
5. Saginov L. D. / ISES Solar World Congress, Conference Proceedings. – Daegu, Korea 8–12 November, 2015. P. 332–335. DOI: 10.18086/swc.2015.05.04
6. Gershon G., Avnon E., Brumer M., Freiman W., Karni Y., Niderman T., Ofer O., Rosenstock T., Seref D., Shiloah N., Shkedy L., Tessler R., Shtrichman I. / Proc. of SPIE. Infrared Technology and Applications XLIII. 2017. Vol. 10177. P. 101771I.
7. Wieder H. H., Clawson A. R. / Thin Solid Films. 1973. Vol. 15. P. 217.
8. Rogalski A., JoYwikowski K. / Infrared Phys. 1989. Vol. 29. P. 35.
9. Handbook series on semiconductor parameters / edited by Levinshtein M., Rumyantsev S., Shur M. Vol. 2: Ternary and Quaternary  $\text{A}_3\text{B}_5$  Semiconductors. – P. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. 1999. P. 132–152.
10. Шалимова К. В. Физика полупроводников. – М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 224–239.
11. Lopes V. C., Syllaios A. J., Chen M. C. / Semiconductor Science and Technology. 1993. № 8. P. 824–841.
12. Rogalski A., Orman Z. / Infrared Phys. 1985. Vol. 25. P. 551–560.

## Temperature dependence of current in InAsSb-based $p$ – $n$ photodiode

*N. I. Iakovleva<sup>1</sup> and V. S. Kovshov<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> Orion R&P Association, JSC  
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia  
E-mail: orion@orion-ir.ru

<sup>2</sup> Moscow Institute of Physics and Technology  
9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141701, Russia

*Received 22.05.2023; accepted 1.06.2023*

***The temperature dependence of the dark current in InAsSb-based  $p$ – $n$  photodiode detecting radiation in the medium-wave infrared (MWIR) region have been calculated, taking into account material characteristics of  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  alloy. The desired signal-to-noise ratio is  $\sim 10^3$  at  $T = 150$  K, which confirms the possibility of achieving high photovoltaic parameters in  $\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$  photodiodes and their usage in high-temperature applications.***

**Keywords:** MWIR, InSb, InAsSb, quantum efficiency, dark current, photodiode.

DOI: 10.51368/1996-0948-2023-3-45-54

### REFERENCES

1. Rogalski A., Antoszewski J. and Faraone L., J. Appl. Phys. **105**, 091101 (2009).
2. Rogalski A., Proc. SPIE **10433**, 104330L (2017).
3. Rzeghi M., Eur. Phys. J. AP, № 23, 149–205 (2003).
4. Bakarov A. K., Gutakovskii A. K., Zhuravlev K. S., Kovchavtsev A. P., Toropov A. I., Burlakov I. D., Boltar' K. O., Vlasov P. V. and Lopukhin A. A., Technical Physics **62** (6), 915–919 (2017).
5. Saginov L. D. ISES Solar World Congress, Conference Proceedings. Daegu, Korea 8–12 November, 2015, pp. 332–335. DOI: 10.18086/swc.2015.05.04
6. Gershon G., Avnon E., Brumer M., Freiman W., Karni Y., Niderman T., Ofer O., Rosenstock T., Seref D., Shiloah N., Shkedy L., Tessler R., Shtrichman I. Proc. of SPIE. Infrared Technology and Applications XLIII. **10177**, p. 101771I (2017).
7. Wieder H. H. and Clawson A. R., Thin Solid Films **15**, 217 (1973).
8. Rogalski A. and JoYwikowski K., Infrared Phys. **29**, 35 (1989).
9. Handbook series on semiconductor parameters / edited by Levinshtein M., Rumyantsev S., Shur M. Vol. 2: Ternary and Quaternary  $A_3B_5$  Semiconductors. – P. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. 1999. P. 132–152.
10. Shalimova K. V., Fizika poluprovodnikov, Moscow, Energoatomizdat, 1985, pp. 224–239.
11. Lopes V. C., Syllaios A. J. and Chen M. C., Semiconductor Science and Technology, № 8, 824–841 (1993).
12. Rogalski A. and Orman Z., Infrared Phys. **25**, 551–560 (1985).