

УДК 621  
EDN: ZPYWSMPACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz,  
85.60.Dw, 07.57.Kp

## Исследование спектральной характеристики чувствительности $n\text{Vn}$ -фотодиодов на основе $\text{InAsSb}$

В. С. Ковшов

*Рассмотрена классическая структура  $n\text{Vn}$ -фотодиода, детектирующего излучение в средневолновом инфракрасном (ИК) диапазоне спектра, изготовленного на основе  $\text{InAsSb}$ . Проведен расчет поглощения в гетероструктуре в каждом слое с учетом особенностей поглощения в активном слое  $\text{InAsSb}$ , таких как, эффект Буриштейна-Мосса и правило Урбаха. Проведен расчет квантовой эффективности и спектральной характеристики чувствительности с учетом многократных отражений на интерфейсах гетероструктуры и особенностей поглощения на свободных носителях в подложке  $\text{GaSb}$ . Определена оптимальная толщина активного слоя  $n\text{Vn}$ -фотодиода при различных значениях времени жизни неосновных носителей заряда. Показано достижение высоких значений удельной обнаружительной способности ФПУ в VLIP-режиме.*

*Ключевые слова:*  $\text{InAsSb}$ ,  $n\text{Vn}$ -фотодиод, квантовая эффективность, спектральная чувствительность, ИК фотодетектор.

DOI: 10.51368/1996-0948-2023-2-64-76

### Введение

В настоящее время разработка и производство высокотемпературных (HOT – High Operating Temperature) инфракрасных матричных фотоприемных устройств в SWaP-концепции является актуальной и востребованной задачей для современной фотоэлектроники, на решение которой направлены значительные усилия научных и технических специалистов [1, 2]. Данная концепция ставит перед разработчиками задачи уменьшения массогабарит-

ных характеристик и снижения энергопотребления. Ключевым шагом к реализации SWaP-концепции является разработка гетероэпитаксиальных структур высокого кристаллического совершенства нового типа для снижения темновых токов фоточувствительного элемента и повышения рабочей температуры. Граница спектральной чувствительности современных HOT фотодетекторов средневолнового ИК-диапазона (MWIR) достигает 4,2 мкм при температуре 150 К [3, 4]. Тем не менее, исследования в этой области продолжают и возможно в будущем будут созданы ФПУ с более широкой спектральной чувствительностью в MWIR-диапазоне, что расширит возможности их применения в различных областях.

Исследователи и разработчики малогабаритных HOT ФПУ теоретически и экспериментально установили, что детекторы на основе униполярных барьерных структур, в частности  $n\text{Vn}$ -детекторы на основе антимоноидов, при полной реализации их потен-

**Ковшов Владимир Сергеевич**<sup>1,2</sup>, инженер.

E-mail: kovshov@phystech.edu

<sup>1</sup> АО «НПО «Орион».

Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет).

Россия, 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

Статья поступила в редакцию 30.03.2023

Принята к публикации 14.04.2023

© Ковшов В. С., 2023

циальных преимуществ способны конкурировать с традиционными детекторами из HgCdTe в средневолновом ИК-диапазоне. В настоящее время данная технология достигла высокого уровня. Ведущий производитель матричных фотоприемных устройств средневолнового ИК-диапазона на основе *nVn*-структур, SemiConductor Devices, в 2021 году разработал 5-мегапиксельную матрицу «Crane» в SWaP-концепции с шагом 5 мкм и рабочей температурой 150 К [5]. Благодаря непрерывному совершенствованию технологии изготовления *nVn*-структур и появлению новых материалов, можно ожидать еще большего развития данного направления фотоэлектроники в будущем.

Как любое техническое изделие, разрабатываемые ИК фотоприемные устройства должны соответствовать большому ряду требований, гарантирующему надежность функционирования данных устройств в составе оптико-электронной системы. Для достижения соответствия данным требованиям необходимо учитывать и контролировать значительное число электрических и радиометрических параметров, связанных как с детектором, так и с окружающей средой. Одним из таких параметров является спектральная чувствительность ИК ФПУ. Исследование данной характеристики позволит не только контролировать спектральный диапазон чувствительности фотодетектора, но и проводить прецизионную оценку его пороговых характеристик. В данной работе разработана аналитическая модель расчета спектральной чувствительности *nVn*-фотодиода на основе InAsSb и исследования ее свойства.

### Объект исследования

Архитектура фоточувствительного элемента на основе униполярной барьерной *XVn*-структуры включает выращенные на оптически прозрачной подложке узкозонный поглощающий слой *n*-типа или *p*-типа проводимости (*X*), тонкий широкозонный барьерный слой (*B*) и узкозонный контактный слой *n*-типа проводимости (*n*). Наиболее широкое распространение получили униполярные *nVn*-структуры на основе тройного твердого раствора InAsSb, архитектура которой показана на рис. 1 [3].

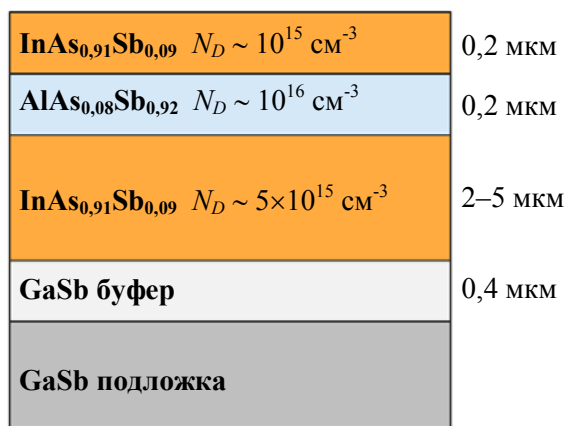


Рис. 1. Схематическая архитектура *nVn*-структуры на основе InAsSb

Выращивание структуры осуществляется на подложке GaSb методом молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием буферного слоя GaSb толщиной 400 нм. Основным активным слоем фотодиода является тройное соединение InAs<sub>0,91</sub>Sb<sub>0,09</sub> с краем поглощения ~4 мкм при температуре 150 К. Толщина этого слоя составляет, как правило, около 5 мкм для достижения высокой чувствительности фотоприемника. Полупроводниковое соединение AlAs<sub>0,08</sub>Sb<sub>0,92</sub> играет роль барьерного слоя, поскольку имеет большую ширину запрещенной зоны и обладает высокой степенью кристаллической согласованности с материалом InAs<sub>0,91</sub>Sb<sub>0,09</sub>. Чтобы снизить вероятность туннелирования основных носителей заряда через барьерный слой, толщина этого слоя может составлять около 200 нм.

Особенностью *nVn*-структур является почти нулевой разрыв валентной зоны на гетерогранице барьера и контактного слоя при большой высоте барьера (>1 эВ) в зоне проводимости. На рис. 2а представлена зонная диаграмма *nVn*-структуры, рассчитанная в среде COMSOL. Энергетический барьер в зоне проводимости блокирует движение потока основных носителей заряда, в то время как в валентной зоне неосновные носители заряда беспрепятственно достигают контактного слоя. Кроме того, барьер снижает вклад в темновой ток, связанный с поверхностной утечкой, а также существенно подавляет генерационно-рекомбинационную составляющую темнового тока, обусловленную механизмом Шокли-Рида-Холла (ШРХ). На рис. 2б представлена зависимость темнового тока от температуры

для классического фотодиода с  $p-n$ -переходом и  $nVn$ -фотодиода (модель Аррениуса). При высоких рабочих температурах ( $T < T_c$ ) темновой ток фотодиодов ограничен диффузионной составляющей. Темновой ток классического  $p-n$ -фотодиода при низких температурах ( $T > T_c$ ) ограничен генерационно-рекомбинационной составляющей, обусловленной генерацией электронно-дырочных пар по механизму ШРХ через уровни ловушек в обедненной области. Температура  $T_c$ , при которой диффузионная и генерационно-рекомбина-

ционная составляющая равны, является температурой кроссовера. Поскольку энергетический барьер в  $nVn$ -структуре подавляет генерационно-рекомбинационную составляющую, то темновые токи  $nVn$ -фотодиода будут существенно меньше, чем у классического  $p-n$ -фотодиода. Таким образом, в барьерных  $nVn$ -фотодиодах можно повысить фотоэлектрические параметры при температуре 77 К, либо увеличить рабочую температуру охлаждения до 120 К и выше, обеспечив при этом сравнительно низкие темновые токи.

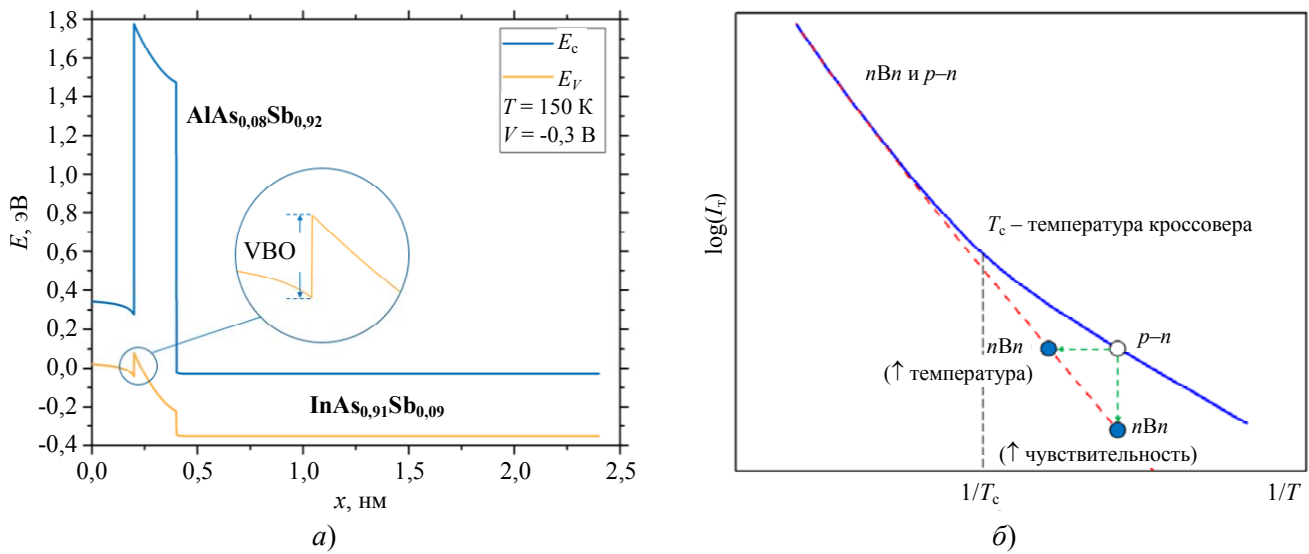


Рис. 2. Основные особенности  $nVn$ -структур: а – зонная диаграмма  $nVn$ -структуры; б – температурная зависимость темнового тока для  $p-n$ -фотодиода и для  $nVn$ -структуры

Величина энергетического разрыва в валентной зоне (VBO – Valence Band Offset) оказывает значительное влияние на фототок  $nVn$ -фотодиода. В классической  $nVn$ -структуре при заданной рабочей температуре  $\sim 150$  К, напряжении смещения  $\sim -0,3$  В и концентрации примесей в слоях (рис. 1) величина VBO составляет порядка 140–150 мэВ. Одной из основных задач оптимизации  $nVn$ -структур является снижение VBO без увеличения темнового тока. Согласно правилу Вегарда величина VBO для тройного соединения  $InAs_{1-x}Sb_x$  и  $AlAs_xSb_{1-x}$  зависит от состава следующим образом:

$$VBO_{InAsSb} = VBO_{InAs} \cdot (1-x) + VBO_{InSb} \cdot x - C_{InAsSb} \cdot x \cdot (1-x) \tag{1}$$

$$VBO_{AlAsSb} = VBO_{AlSb} \cdot (1-x) + VBO_{AlAs} \cdot x - C_{AlAsSb} \cdot x \cdot (1-x). \tag{2}$$

В таблице указаны значения параметров для расчета VBO различных полупроводниковых материалов относительно края валентной зоны InSb [6].

Таблица

Параметр, эВ	$VBO_{InAs}$	$VBO_{InSb}$	$C_{InAsSb}$	$VBO_{AlAs}$	$VBO_{AlSb}$	$C_{AlAsSb}$
	-0,59	0,00	-0,40	-1,33	-0,41	-1,71

В работе [7] показано, что величина энергетического разрыва в зоне проводимости на гетерогранице AlAsSb/InAsSb практически не зависит от температуры. Следовательно, на температурную зависимость величины VBO влияет изменение ширины запрещенной зоны материала:

$$VBO_{InAsSb}(T) = VBO_{InAsSb}(300\text{ K}) - (E_{gInAsSb}(T) - E_{gInAsSb}(300\text{ K})) \quad (3)$$

$$VBO_{AlAsSb}(T) = VBO_{AlAsSb}(300\text{ K}) - (E_{gAlAsSb}(T) - E_{gAlAsSb}(300\text{ K})). \quad (4)$$

Ширина запрещенной зоны материалов InAsSb и AlAsSb в данной работе определяется в соответствии с работой [6]:

$$E_{gInAsSb}(T, x) = E_{gInSb}(T) \cdot x + E_{gInAs}(T) \cdot (1-x) - x \cdot (1-x) \cdot c_{InAsSb}, \quad (5)$$

$$E_{gAlAsSb}(T, x) = E_{gAlAs}(T) \cdot x + E_{gAlSb}(T) \cdot (1-x) - x \cdot (1-x) \cdot c_{AlAsSb}, \quad (6)$$

где  $E_{gInSb}(T) = 0,235 \text{ эВ} - \frac{0,32 \frac{\text{мэВ}}{\text{К}} \cdot T^2}{T + 170 \text{ К}};$

$$E_{gInAs}(T) = 0,417 \text{ эВ} - \frac{0,276 \frac{\text{мэВ}}{\text{К}} \cdot T^2}{T + 93 \text{ К}};$$

$$E_{gAlAs}(T) = 2,24 \text{ эВ} - \frac{0,70 \frac{\text{мэВ}}{\text{К}} \cdot T^2}{T + 530 \text{ К}};$$

$$E_{gAlSb}(T) = 1,696 \text{ эВ} - \frac{0,39 \frac{\text{мэВ}}{\text{К}} \cdot T^2}{T + 140 \text{ К}};$$

$$c_{InAsSb} = 0,67 \text{ эВ};$$

$$c_{AlAsSb} = 0,28 \text{ эВ}.$$

По результатам расчета величина VBO на гетерогранице InAs<sub>0,91</sub>Sb<sub>0,09</sub>/AlAs<sub>0,08</sub>Sb<sub>0,92</sub> при увеличении температуры от 77 до 200 К слабо изменяется от 0,145 до 0,152 эВ (рис. 3).

Альтернативными способами снижения величины VBO являются добавление между контактными слоем и барьером тонкого δ-слоя

с заданной концентрацией примеси, видоизменяющего положения энергетических краев на гетерогранице, а также увеличение напряжения смещения *nVn*-фотодиода, в результате которого неосновные носители заряда приобретают дополнительную энергию для преодоления энергетического барьера. Однако в результате увеличения напряжения смещения в поглощающем слое возникает обедненная область, которая является источником генерационно-рекомбинационной составляющей темнового тока. Кроме того, увеличение напряжения смещения может привести к возникновению туннельной составляющей темнового тока, снижению дифференциального сопротивления и, как следствие, ухудшению выходных фотоэлектрических параметров.

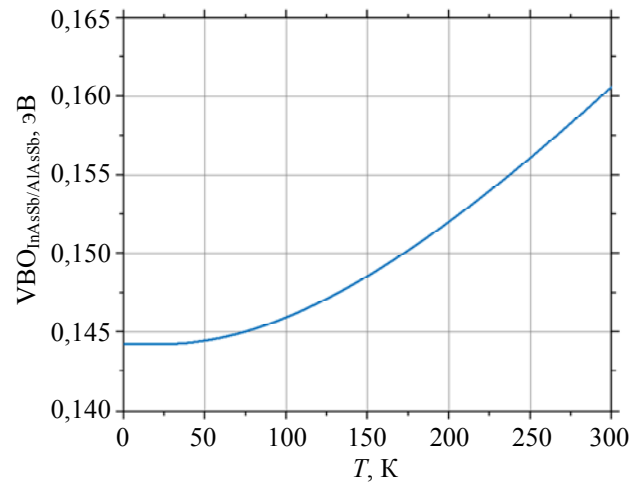


Рис. 3. Зависимость VBO на гетерогранице InAs<sub>0,91</sub>Sb<sub>0,09</sub>/AlAs<sub>0,08</sub>Sb<sub>0,92</sub> от температуры

Для упрощения расчета и получения основных эмпирических зависимостей в данной работе рассматривается идеальная *nVn*-структура, в которой разрыв в валентной зоне отсутствует (VBO = 0). Исследование влияния VBO на квантовую эффективность и спектральную чувствительность планируется в следующих работах.

### Моделирование квантовой эффективности

В работе [8] представлена одномерная модель квантовой эффективности *p<sup>+</sup>-n*-фотодиода на основе объемного антимонида индия. Данная модель основана на решении уравнения Пуассона, позволяющего рассчитывать распределение электрического поля и

потенциала в структуре, и уравнения непрерывности, позволяющего определить распределение концентрации неосновных носителей заряда. Фотодиод облучается со стороны подложки и расчет был проведен для трех основных областей: квазинейтральных областей  $n$ -типа и  $p^+$ -типа и области пространственного заряда, формирующейся вблизи металлургической границы  $p^+n$ -перехода. Модель учитывает отраженное излучение от фронтальной поверхности структуры и, таким образом, уточняет выражения для квантовой эффективности и токовых зависимостей фотодиода.

Аналитическая модель квантовой эффективности  $nVn$ -фотодиода в данной работе основана на результатах расчета, изложенных в статье [8]. Адаптация модели  $p^+n$ -фотодиода под специфику  $nVn$ -структуры включает расчет доли поглощенного излучения в структуре с учетом многократных отражений на гетерограницах для оценки вклада всех слоев  $nVn$ -структуры в квантовую эффективность

фотодиода, а также учет особенностей подложки GaSb, влияющих на ее пропускание падающего оптического излучения.

### Расчет коэффициента поглощения InAsSb

Модель коэффициента поглощения InAsSb основана на работе Андерсона [9]. Модель учитывает прямые межзонные переходы из подзон тяжелых и легких дырок в зону проводимости, эффект Бурштейна-Мосса, возникающий при увеличении концентрации примеси в полупроводнике, в результате которого происходит сдвиг края поглощения в коротковолновую область, а также правило Урбаха, согласно которому коэффициент поглощения растет экспоненциально с увеличением энергии фотона.

Аналитическое выражение для коэффициента поглощения InAsSb аналогично [9] будет иметь следующий вид:

$$\alpha(\omega, E_F, x) = z_{lh}(\omega, x) \text{VM}_{lh}(\omega, E_F, x) + z_{hh}(\omega, x) \text{VM}_{hh}(\omega, E_F, x) \quad (7)$$

$$\text{где } z_{lh}(\omega, x) = \frac{1 + 2 \left( \frac{E_{g\text{InAsSb}}(x)}{\hbar\omega} \right)^2 \sqrt{(\hbar\omega)^2 - E_{g\text{InAsSb}}(x)^2}}{137 \sqrt{6} \sqrt{\varepsilon_{\infty\text{InAsSb}}(x)} 4P_{\text{InAsSb}}(x)}$$

$$z_{hh}(\omega, x) = \frac{\frac{1}{137 \sqrt{\varepsilon_{\infty\text{InAsSb}}(x)} P_{\text{InAsSb}}(x)} \frac{\sqrt{1,5}}{\sqrt{\hbar\omega(\hbar\omega - E_{g\text{InAsSb}}(x))}}}{1 + \frac{3 \hbar^2 E_{g\text{InAsSb}}(x)}{4 m_0 P_{\text{InAsSb}}(x)^2} \left( 1 + \frac{m_0}{m_{hh\text{InAsSb}}(x)} \right) \left( \frac{2\hbar\omega}{E_{g\text{InAsSb}}(x)} - 1 \right)}$$

$\text{VM}_{lh}(\omega, E_F, x)$  и  $\text{VM}_{hh}(\omega, E_F, x)$  – коэффициенты Бурштейна-Мосса для подзон легких и тяжелых дырок соответственно [10];

$E_F$  – уровень Ферми;

$P_{\text{InAsSb}}(x) = P_{\text{InSb}} \cdot x + P_{\text{InAs}} \cdot (1-x)$  – матричный оптический элемент;

$P_{\text{InSb}} = 9,4 \times 10^{-8}$  эВ·см, [10];

$P_{\text{InAs}} = 9,2 \times 10^{-8}$  эВ·см [10];

$\varepsilon_{\infty\text{InAsSb}}(x) = 15,7 \cdot x + 12,3 \cdot (1-x)$  – диэлектрическая проницаемость при высоких частотах;

$m_{hh\text{InAsSb}}(x) = 0,41 \cdot m_0 + 0,02 \cdot m_0 \cdot x$  – эффективная масса тяжелых дырок;

$m_0 = 9,11 \times 10^{-31}$  кг – масса электрона.

Для расчета коэффициентов Бурштейна-Мосса  $\text{VM}_{lh}(\omega, E_F, x)$  и  $\text{VM}_{hh}(\omega, E_F, x)$  необходимо определить положение уровня Ферми в полупроводнике, который зависит от концентрации примесей и температуры. Классическим инструментом для расчета уровня Ферми является уравнение электронейтральности [11]:

$$n(E_F, T) + N_A^-(E_F, T) = p(E_F, T) + N_D^+(E_F, T) \quad (8)$$

где  $n(E_F, T) = N_c(T) \cdot F_c(E_F - E_c)$  – концентрация равновесных электронов;

$p(E_F, T) = N_v(T) \cdot F_v(E_v - E_F)$  – концентрация равновесных дырок;

$N_A^- = \frac{N_A}{1 + 4 \exp(E_a - E_F)}$  – концентрация отрицательно заряженных ионов акцепторов;

$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + 2 \exp(E_F - E_d)}$  – концентрация положительно заряженных ионов доноров;

$F_{c,v}(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{x^{1/2} dx}{1 + \exp(x - E)}$  – интеграл

Ферми-Дирака порядка 1/2;

$N_{c,v}(T)$  – эффективные плотности состояний [11];

$E_a$  – энергия ионизации акцептора;

$E_d$  – энергия ионизации донора;

$N_A$  – концентрация акцепторной примеси;

$N_D$  – концентрация донорной примеси.

Зависимость края поглощения в области «хвоста» Урбаха согласно [12] имеет следующий вид:

$$\alpha_{Urbach}(\omega, x) = A(T, E_F, x) \sqrt{\frac{k_B T}{2\sigma(x)}} \exp\left(\frac{\sigma(x) [\hbar\omega - E_{gInAsSb}(x)]}{k_B T}\right) \quad (9)$$

где  $\sigma(x) = 4,885 \cdot x + 5,255 \cdot (1 - x)$ .

$A(T, E_F, x)$  – коэффициент, определяемый из решения уравнения сшивки [12]

$$A(T, E_F, x) \sqrt{\frac{k_B T}{2\sigma(x)}} = \alpha_0 \left( \frac{E_{gInAsSb}(x) + \frac{k_B T}{2\sigma(x)}}{\hbar}, E_F, x \right). \quad (10)$$

Таким образом аналитическое выражение для расчета коэффициента поглощения  $InAs_{1-x}Sb_x$  будет иметь следующий вид:

$$\alpha(\omega, E_F, x) = \begin{cases} \alpha_0(\omega, E_F, x), & \text{при } \hbar\omega \leq E_{gInAsSb}(x) + \frac{k_B T}{2\sigma(x)} \\ \alpha_{Urbach}(\omega, x), & \text{при } \hbar\omega \geq E_{gInAsSb}(x) + \frac{k_B T}{2\sigma(x)} \end{cases} \quad (11)$$

### Расчет доли поглощенного излучения в структуре

Расчет поглощения излучения в многослойной изотропной оптической среде представляет значительный интерес в задачах оптики и фотоэлектроники. Традиционно такой расчет осуществляется путем вычисления векторов плотности потока энергии электромагнитного поля (векторов Пойнтинга). Распространение излучения в многослойных изотропных средах является хорошо изученной задачей, решение которой в данной рабо-

те будет рассматриваться в рамках концепции матриц переноса [13]. Данная концепция подразумевает точный расчет комплексных амплитуд электрического поля падающего и отраженного излучения с учетом многократных отражений на всех интерфейсах структуры. Кроме того, метод матриц переноса позволяет определить долю поглощенного излучения в каждом слое структуры [14, 15].

На рис. 4 представлена схематическая диаграмма  $nIn$ -фотодиода для реализации модели расчета поглощения излучения в структуре с учетом многократных отражений

на интерфейсах. В случае поглощающего материала его показатель преломления принимает комплексные значения, т. е.  $N_j = n_j + ik_j$ .

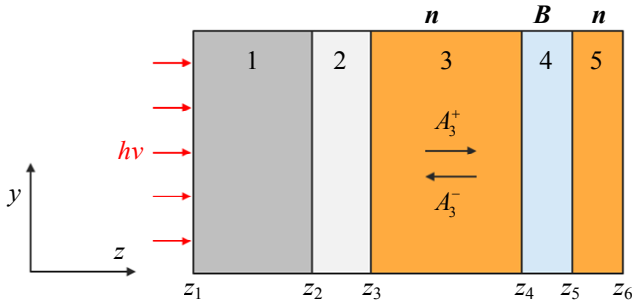


Рис. 4. Одномерная модель  $nBn$ -фотодиода. 1 – подложка GaSb; 2 – буферный слой GaSb; 3 – поглощающий слой InAsSb; 4 – барьерный слой AlAsSb; 5 – контактный слой InAsSb

Комплексные амплитуды электрического поля (осциллирующего с угловой частотой  $\omega$ ) на гетерогранице  $z = z_j$  обозначены, как  $A_j^+$  и  $A_j^-$  для падающей и отраженной волны соответственно. Для простоты будем считать, что угол падения электромагнитной волны равен нулю. В качестве поляризации электромагнитной волны будем рассматривать ТЕ-волну:  $E_y = E_z = 0$ ,  $H_x = 0$ . Общее выражение для вектора Пойнтинга имеет следующий вид:

$$\vec{S} = \frac{1}{4} \left( \vec{E} \times \vec{H} + \vec{E}^* \times \vec{H}^* \right) + \frac{1}{4} \left( \vec{E} \times \vec{H}^* + \vec{E}^* \times \vec{H} \right). \quad (12)$$

Для одиночной волны, распространяющейся в оптической изотропной среде, вклад первого слагаемого исчезает после усреднения по времени за один период осцилляции электрического поля ( $T = 2\pi/\omega$ ). В общем случае для ТЕ-волны  $x$ -компонента электрического поля имеет следующий вид:

$$E_x(z, t) = A_j^+ e^{i\frac{\omega}{c}N_j(z-z_j) - i\omega t} + A_j^- e^{-i\frac{\omega}{c}N_j(z-z_j) - i\omega t}. \quad (13)$$

Подставляя (13) в уравнения Максвелла, получим выражения для  $y$ - и  $z$ -компонент магнитного поля:

$$H_y(z, t) = \frac{1}{i\omega} \frac{\partial E_x}{\partial z}, \quad H_z(z, t) = -\frac{\sin \theta}{c} E_x = 0. \quad (14)$$

Подставляя (13) и (14) в выражение для вектора Пойнтинга (12) и усредняя по времени за один период осцилляции, получим сле-

дующее выражение для  $z$ -компоненты вектора Пойнтинга:

$$S_{j,z}(z) = S_{j,z}^+(z) - S_{j,z}^-(z) + S_{j,z}^\pm(z), \quad (15)$$

$$\text{где } S_{j,z}^+(z) = \frac{1}{2\omega} \operatorname{Re} \left( \frac{\omega}{c} N_j \right) |A_j^+|^2 e^{-2\operatorname{Im} \left( \frac{\omega}{c} N_j \right) (z-z_j)};$$

$$S_{j,z}^-(z) = \frac{1}{2\omega} \operatorname{Re} \left( \frac{\omega}{c} N_j \right) |A_j^-|^2 e^{2\operatorname{Im} \left( \frac{\omega}{c} N_j \right) (z-z_j)};$$

$$S_{j,z}^\pm(z) = -\frac{1}{\omega} \operatorname{Im} \left( \frac{\omega}{c} N_j \right) \times \operatorname{Im} \left( A_j^+ A_j^{*-} e^{2i\operatorname{Re} \left( \frac{\omega}{c} N_j \right) (z-z_j)} \right).$$

Физически  $S_{z,j}^+$  и  $S_{z,j}^-$  обозначают плотности потока энергии электромагнитного поля, распространяющегося в слое  $j$  влево и вправо вдоль оси  $z$ . Третий член возникает в результате интерференции двух встречных волн. На основе (15) можно получить выражение для расчета поглощения в структуре, как функцию координаты  $z$  [14, 15]:

$$\chi_j(z) = \frac{[S_{0,z}^+ - S_{0,z}^-] - [S_{j,z}^+(z) - S_{j,z}^-(z) + S_{j,z}^\pm(z)]}{S_{0,z}^+}. \quad (16)$$

На рис. 5 представлен результат расчета доли поглощенного излучения в структуре в рабочем спектральном диапазоне  $nBn$ -фотодиода. Левая граница соответствует краю поглощения подложки GaSb, правая – краю поглощения тройного соединения  $\text{InAs}_{0,91}\text{Sb}_{0,09}$  при 150 К. Толщина поглощающего слоя в расчете составляет 3 мкм.

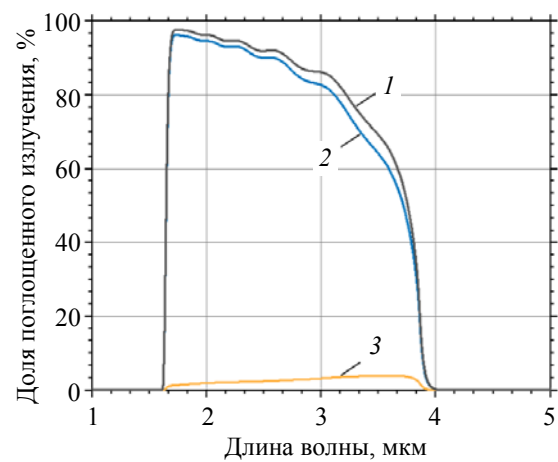


Рис. 5. Спектральная зависимость доли поглощенного излучения в  $nBn$ -структуре. 1 – полная доля поглощенного излучения в рабочем спектральном диапазоне  $nBn$ -фотодиода; 2 – вклад поглощающего слоя InAsSb; 3 – вклад контактного слоя InAsSb

Анализ результатов расчета показал, что наибольший вклад (~95 %) в полную долю поглощенного излучения дает активный поглощающий слой, и с увеличением его толщины эта доля будет повышаться. Таким образом, для расчета и оценки квантовой эффективности *nВn*-фотодиода достаточно будет рассмотреть только поглощающий слой.

### Исследование особенностей поглощения подложки GaSb

Антимонид галлия (GaSb) является одним из технологически важных полупроводниковых материалов. Подложки GaSb обладают высокой однородностью электрофизических параметров с низкой плотностью дефектов, пригодных для молекулярно-лучевой эпитаксии [16].

Одним из основных ограничений технологии изготовления фоточувствительных структур на основе антимонидов является отсутствие полуизолирующих (с высоким удельным сопротивлением) или оптически прозрачных подложек GaSb. Коммерчески доступные подложки имеют высокий коэффициент поглощения (~100 см<sup>-1</sup>) в области энер-

гий ниже ее ширины запрещенной зоны. Данный эффект объясняется процессом поглощения на свободных носителях, обусловленным рассеянием на акустических, оптических фононах и ионизованных примесях. Выращенные слитки GaSb всегда имеют *p*-тип проводимости вне зависимости от метода и условий роста. Концентрация остаточных акцепторов составляет порядка 10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>, что существенно ограничивает как фундаментальные исследования структур, так и снижает характеристики устройства в целом. Возникновение *p*-типа проводимости с концентрацией обусловлено наличием антиструктурных дефектов и вакансий галлия, которые играют роль акцепторных дефектов, увеличивающих при рабочей температуре концентрацию свободных носителей заряда. Одним из технологических решений по снижению поглощения на свободных носителях является донорная компенсация теллуром (Te) [17–19].

В рамках данной работы было проведено исследование спектров пропускания нелегированной и легированной *n*-типа проводимости (GaSb:Te) подложек при комнатной и азотной (77 К) температурах (рис. 6).

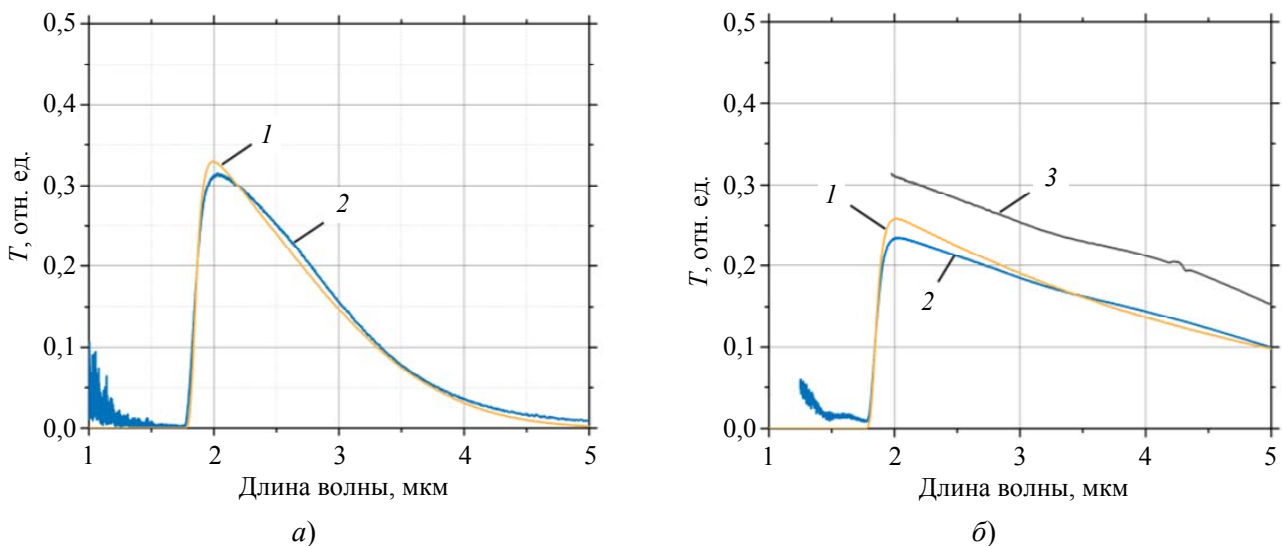


Рис. 6. Спектры пропускания подложек GaSb: а) – нелегированная *p*-типа проводимости; б) – легированная подложка *n*-типа проводимости. 1 – аналитическая модель, 2 – эксперимент (300 К), 3 – эксперимент (77 К)

Квантово-механическое описание дает различные спектральные зависимости коэффициента поглощения на свободных носителях в зависимости от механизма рассеяния [17]:

$$\alpha_{FA} \sim \lambda^\beta, \tag{17}$$

где  $\beta = 1,5$  – рассеяние на акустических фононах;

$\beta = 2,5$  – рассеяние на оптических фононах;

$\beta = 3 \div 3,5$  – рассеяние на ионизованных примесях.



Анализ спектров пропускания показал, что доминирующим механизмом рассеяния в подложке GaSb  $p$ -типа проводимости (рис. 6а) является рассеяние на ионизованных примесях ( $\beta \approx 3,2$ ). Донорная компенсация теллуrom ( $N_d \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) снижает концентрацию остаточных акцепторов и увеличивает коэффициент пропускания подложки в рабочем спектральном диапазоне ( $\beta \approx 1,7$ ). Охлаждение структуры до 77 К (рис. 6б) практически не изменяет вклад механизмов рассеяния, и подложка толщиной  $\sim 500$  мкм пропускает в среднем 20 % излучения в области 3–5 мкм. Таким образом, для снижения влияния поглощения подложки на величину квантовой эффективности фотодиода необходимо утонение подложки, либо ее полное удаление.

### Расчет квантовой эффективности $n$ Вп-фотодиода

Как было указано выше, в рамках данной работы рассматривается идеальная  $n$ Вп-структура, в которой отсутствует разрыв в валентной зоне и обедненная область в активном поглощающем слое. Темновой ток идеального  $n$ Вп-фотодиода определяется диффузионной составляющей, источником которой является квазинейтральная область  $n$ -типа проводимости. Основным инструмен-

том расчета темнового и фототока является уравнение непрерывности:

$$D_p \frac{d^2 p(z)}{dz^2} + G_p(z) - \frac{p(z) - p_0}{\tau_p} = 0 \quad (18)$$

где  $D_p$  – коэффициент диффузии дырок;

$\tau_p$  – время жизни дырок;

$p_0$  – концентрация равновесных дырок;

$G_p(z) = \alpha I_0 e^{-\alpha z} \frac{\lambda}{hc} \chi_3(z)$  – скорость генерации дырок;

$\chi_3(z)$  – доля поглощенного излучения в активном слое (рис. 4).

Дифференциальное уравнение (18) удовлетворяет следующим граничным условиям:

$$\begin{aligned} p(z_4) &= p_0 \exp(qV_a/k_B T), \\ J_p(z_3) &= -qS_p(p(0) - p_0), \end{aligned} \quad (19)$$

где  $V_a$  – напряжение смещения  $n$ Вп-фотодиода;

$T$  – рабочая температура;

$S_p$  – скорость поверхностной рекомбинации дырок на границе  $z = z_3$ .

Решая совместно (18) и (19), получим аналитическое выражение квантовой эффективности идеального  $n$ Вп-фотодиода:

$$\begin{aligned} \eta = & -\frac{M_1 L_p^2}{1 - \alpha^2 L_p^2} \left[ -\alpha e^{-\alpha d} - \frac{e^{-\alpha d}}{L_p} th \frac{d}{L_p} + \frac{L_p \alpha + \gamma - \gamma e^{-\alpha d}}{L_p \left( ch \frac{d}{L_p} + \gamma sh \frac{d}{L_p} \right)} \right] - \\ & -\frac{M_2 L_p^2}{1 - \alpha^2 L_p^2} \left[ \alpha e^{\alpha d} - \frac{e^{\alpha d}}{L_p} th \frac{d}{L_p} + \frac{-L_p \alpha + \gamma - \gamma e^{\alpha d}}{L_p \left( ch \frac{d}{L_p} + \gamma sh \frac{d}{L_p} \right)} \right] \end{aligned} \quad (20)$$

где  $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$  – длина диффузии дырок;

$$\gamma = \frac{S_p L_p}{D_p};$$

$M_1$  и  $M_2$  – коэффициенты, вычисленные по методу матриц переноса с учетом (16);

$d$  – толщина поглощающего слоя;

$\alpha$  – коэффициент поглощения InAsSb, рассчитанный по формуле (11).

### Анализ результатов моделирования

На рис. 7а представлены спектральные характеристики чувствительности *nVn*-фотодиода при различных значениях толщины активного поглощающего слоя. Параметры структуры имели следующие значения: концентрация легирующей примеси в поглощающем слое составляла  $N_D = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , длина диффузии дырок –  $L_p = 20 \text{ мкм}$ , скорость поверхностной рекомбинации –  $S_p = 50 \text{ см/с}$ , коэффициент диффузии дырок –  $D_p = 10 \text{ см}^2/\text{с}$ , толщина подложки –  $d_{\text{GaSb}} = 10 \text{ мкм}$ .

Чувствительность *nVn*-фотодиода зависит от толщины активного слоя следующим образом. Уменьшение толщины слоя до значений порядка глубины проникновения при-

водит к снижению доли поглощенного излучения и, как следствие, к уменьшению квантовой эффективности. Увеличение толщины активного слоя с 2 до 8 мкм позволяет повысить чувствительность примерно на 23 %. При больших толщинах порядка диффузионной длины волны наблюдается снижение концентрации неосновных носителей заряда из-за рекомбинационных процессов, в результате которого снижается величина фототока и квантовой эффективности (рис. 7б). В случае, когда время жизни составляет  $\tau = 0,4 \text{ мкс}$  (кривая 1, рис. 7б), максимальная чувствительность достигается при толщине активного слоя около 8 мкм, а в случае, когда время жизни составляет  $\tau = 0,1 \text{ мкс}$  (кривая 2, рис. 7б) – при толщине около 5 мкм.

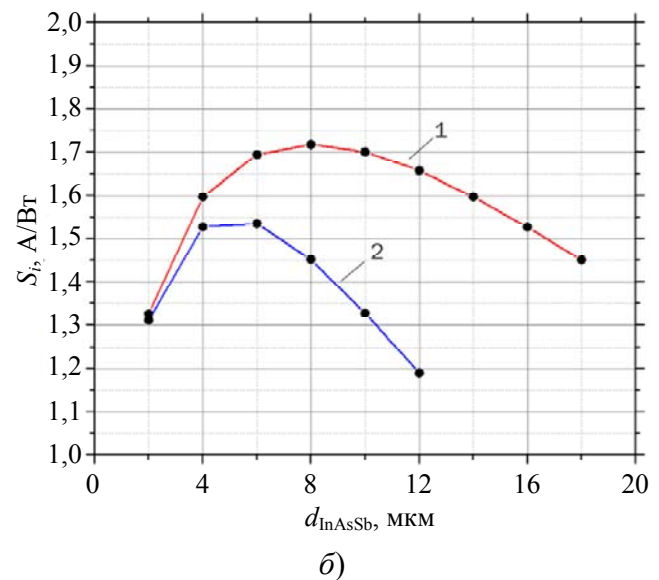
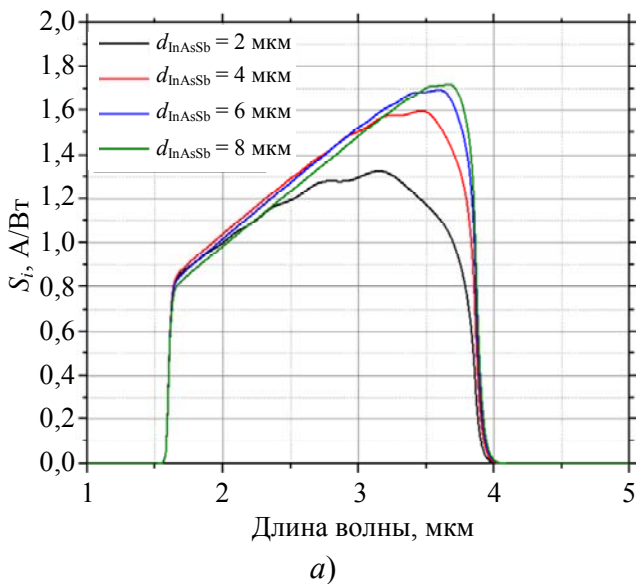


Рис. 7. а) – спектральные характеристики чувствительности *nVn*-фотодиода при различных толщинах активного слоя, б) – зависимости максимума спектральной чувствительности *nVn*-фотодиода от толщины активного слоя при различных значениях времени жизни дырок. 1 –  $\tau = 0,4 \text{ мкс}$ , 2 –  $\tau = 0,1 \text{ мкс}$

Рассмотрим поведение спектральной характеристики чувствительности *nVn*-фотодиода в зависимости от толщины подложки GaSb. На рис. 8 приведены спектральные характеристики чувствительности для  $d_{\text{GaSb}} = 20 \text{ мкм}$ ,  $50 \text{ мкм}$ ,  $200 \text{ мкм}$  и  $500 \text{ мкм}$  при толщине активного слоя  $d_{\text{GaSb}} = 4 \text{ мкм}$  и длине диффузии  $L_p = 20 \text{ мкм}$ .

По результатам численного моделирования чувствительность *nVn*-фотодиода возрастает в 1,8 раза при утонении подложки до 20 мкм (рис. 8а), что также подтверждается экспериментальными результатами (рис. 8б).

Предельные характеристики большинства инфракрасных фотодетекторов достигаются, когда шумы определяются флуктуациями фонового излучения (BLIP режим – Background Limited Infrared Photodetector). Кроме того, в средневолновом ИК-диапазоне спектра высокий уровень фонового излучения обуславливает быстрое переполнение накопительных емкостей фоточувствительной ячейки, что приводит к снижению времени накопления. Малое время накопления, в свою очередь, обуславливает широкую полосу частот электронного тракта, что увеличивает влияние последнего на пороговые характеристики.

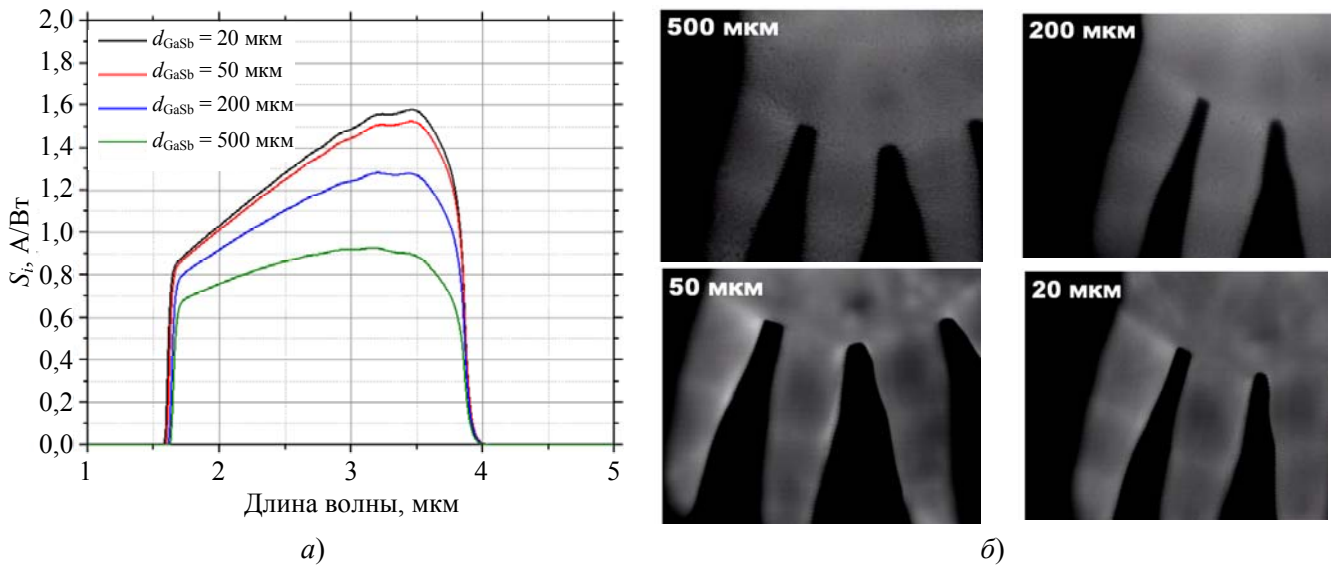


Рис. 8. Влияние толщины подложки GaSb на чувствительность pIn-фотодиода: а – спектральные характеристики чувствительности при различных толщинах подложки, б – тепловизионные изображения тест-объекта, полученные с помощью барьерного ФПУ на основе InAsSb

Удельная обнаружительная способность ИК МФПУ в VLIP-режиме определяется следующим образом [20]:

$$D_{BLIP}^* = \frac{\lambda}{hc} \sqrt{\frac{\eta}{2P_B}}$$

где 
$$P_B = \frac{1}{4F_{\#}^2 + 1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T_{фон}}\right) - 1}$$

плотность мощности фонового излучения [20];

$F_{\#}$  – относительное отверстие объектива.

На рис. 9 представлены зависимости удельной обнаружительной способности барьерного МФПУ в VLIP-режиме при различных уровнях фонового излучения.

Результаты моделирования показывают достижение высоких показателей значения удельной обнаружительной способности в VLIP-режиме ( $D^* \geq 2 \times 10^{11}$  см·Вт<sup>-1</sup>·Гц<sup>1/2</sup>).

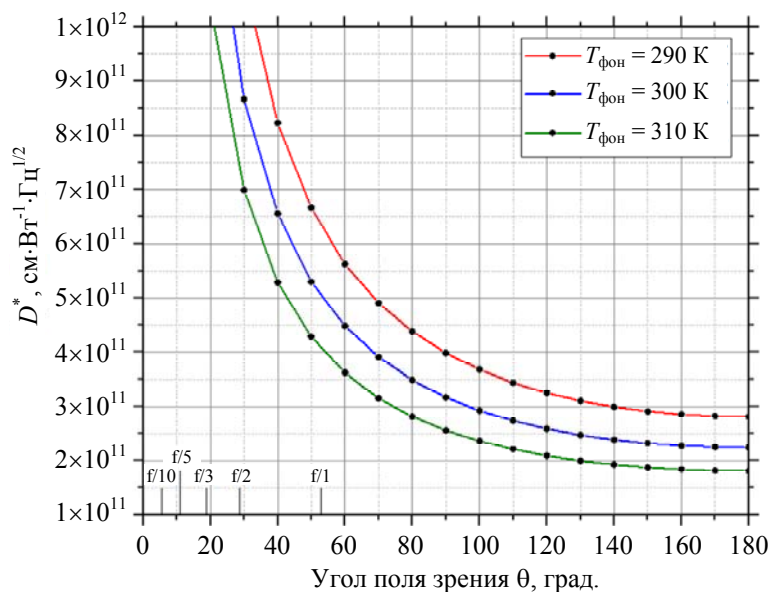


Рис. 9. Зависимость удельной обнаружительной способности pIn-фотоприемника в VLIP-режиме от угла зрения при различных температурах фона

## Заключение

В рамках работы проведен расчет квантовой эффективности и спектральной характеристики чувствительности  $nVn$ -фотодиода с классической структурой на основе InAsSb. Разработанная аналитическая модель основана на модели квантовой эффективности  $p-n$ -фотодиода на основе InSb и учитывает многократные отражения на интерфейсах гетероструктуры, а также учитывает особенности поглощения подложки GaSb. Одной из задач развития аналитической модели является разработка моделей расчета темнового тока и антиотражающего покрытия для проведения комплексной прецизионной оценки выходных фотоэлектрических параметров МФПУ.

По результатам численного моделирования установлено, что чувствительность ФПУ повышается на 23 % при увеличении толщины активного слоя от 2 до 8 мкм. Определена оптимальная толщина активного слоя  $n$ -типа для достижения максимальной чувствительности фотодиода при различных значениях времени жизни неосновных носителей заряда. Для  $\tau = 0,4$  мкс она составила 8 мкм, для  $\tau = 0,1$  мкс – 5 мкм. Кроме того, результаты расчета показали повышение чувствительности ФПУ почти в 2 раза при утонении подложки до 20 мкм, что подтверждается экспериментально. Показано достижение высоких значений удельной обнаружительной способности ФПУ в VLIP-режиме  $D^* \geq 2 \times 10^{11}$  см $\cdot$ Вт $^{-1}$ ·Гц $^{1/2}$ .

В следующих работах планируется уточнение модели с учетом влияния величины энергетического разрыва в валентной зоне VBO на чувствительность барьерного ФПУ, решение задачи оптимизации гетероэпитаксиальной  $nVn$ -структуры для повышения фотоэлектрических характеристик ФПУ, а также разработка архитектуры  $nVn$ -структуры с длинноволновой границей чувствительности 5 мкм с целью более эффективного использования средневолнового ИК диапазона спектра.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Reibel Y., Taalat R., Brunner A., Rubaldo L., Aughey T., Kerlain A., Péré-Laperne N., Manissadjian A., Gravrand O., Castelein P., Destéfani G. / *Infrared Technology and Applications XLI*. SPIE. 2015. Vol. 9451. P. 256.
2. Wu D., Li J., Dehzangi A., Razeghi M. / *Infrared Physics & Technology*. 2020. Vol. 109. P. 103439.
3. Martyniuk P., Rogalski A. / *Opto-Electronics Review*. 2013. Vol. 21 (2). P. 239.
4. 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. / *Infrared Technology and Applications XLIII*. SPIE. 2017. Vol. 10177. P. 334.
5. Shkedy L., Armon E., Avnon E., Ben Ari N., Brumer M., Jakobson C., Klipstein P. C., Lury Y., Magen O., Milgrom B., Rosenstock T., Shiloah N., Shtrichman I. / *Infrared Technology and Applications XLVII*. SPIE. 2021. Vol. 11741. P. 146.
6. Vurgaftman I., Meyer J. R., Ram-Mohan L. R. / *Journal of Applied Physics*. 2001. Vol. 89 (11). P. 5815.
7. Martyniuk P., Gawron W. / *Metrology and Measurement Systems*. 2014. Vol. 21 (4). P. 675.
8. Ковшов В. С., Яковлева Н. И., Никонов А. В. / *Успехи прикладной физики*. 2022. Т. 10. № 3. С. 277.
9. Anderson W. W. / *Infrared Physics*. 1980. Vol. 20 (6). P. 363.
10. Rogalski A., Martyniuk P., Kopytko M., Madejczyk P., Krishna S. / *Sensors*. 2020. Vol. 20 (24). P. 7047.
11. Шалимова К. В. *Физика полупроводников: учеб. пособие*. – М.: Энергия, 1976.
12. Bhowmick M., Xi H., Ullrich B. / *Materials*. 2021. Vol. 14 (7). P. 1639.
13. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* / Пер. с англ. / под ред. Мотулевич Г. П. – М.: Наука, 1970.
14. Deng X. H., Liu J. T., Yuan J. R., Liao Q. H., Liu N. H. / *Europhysics Letters*. 2015. Vol. 109 (2). P. 27002.
15. Deparis O. / *Optics letters*. 2011. Vol. 36 (20). P. 3960.
16. Dutta P. S., Bhat H. L., Kumar V. / *Journal of Applied Physics*. 1997. Vol. 81 (9). P. 5821.
17. Chandola A., Pino R., Dutta P. S. / *Semiconductor Science and Technology*. 2005. Vol. 20 (8). P. 886.
18. Roodenko K., Liao P.-K., Lan D., Clark K. P., Fraser E. D., Vargason K. W., Kuo J.-M., Kao Y.-C., Pinksukanjana P. R. / *Image Sensing Technologies: Materials, Devices, Systems, and Applications III*. SPIE. 2016. Vol. 9854. P. 187.
19. Roodenko K., Liao P.-K., Lan D., Clark K. P., Fraser E. D., Vargason K. W., Kuo J.-M., Kao Y.-C., Pinksukanjana P. R. / *Journal of Applied Physics*. 2016. Vol. 119 (13). P. 135701.
20. Rogalski A. *Infrared and terahertz detectors*. – USA: CRC press, 2019.

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz, 85.60.Dw, 07.57.Kp

## Investigation of the spectral response of *nBn* photodiodes based on InAsSb

V. S. Kovshov<sup>1,2</sup>

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

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

Received 30.03.2023; accepted 14.04.2023

*The classical structure of *nBn* photodiode based on InAsSb for the detection in the middle wavelength infrared (MWIR) has been considered. The optical absorption in the heterostructure at any position has been calculated taking into account the absorption features of the InAsSb active layer, such as the Burstein-Moss effect and the Urbach rule. The quantum efficiency and spectral response of the sensitivity have been calculated taking into account multiple reflections at the interfaces of the heterostructure and the features of free carrier absorption in the GaSb substrate. The optimal thickness of the *nBn* photodiode active layer has been determined for the various values of minority carrier lifetime. The achievement of high values of the BLIP detectivity of the FPA has been shown.*

**Keywords:** InAsSb, *nBn* photodiode, quantum efficiency, spectral sensitivity, IR photodetector.

DOI: 10.51368/1996-0948-2023-2-64-76

### REFERENCES

- Reibel Y., Taalat R., Brunner A., Rubaldo L., Augey T., Kerlain A., Péré-Laperne N., Manissadjian A., Gravrand O., Castelein P. and Destéfánis G., *Infrared Technology and Applications XLI*. SPIE **9451**, 256 (2015).
- Wu D., Li J., Dehzangi A. and Razeghi M., *Infrared Physics & Technology* **109**, 103439 (2020).
- Martyniuk P. and Rogalski A., *Opto-Electronics Review* **21** (2), 239 (2013).
- Gershon G., Avnon E., Brumer M., Freiman W., Karni Y., Niderman T., Ofer O., Rosenstock T., Seref D., Shiloah N., Shkedy L., Tessler R. and Shtrichman I., *Infrared Technology and Applications XLIII*. SPIE **10177**, 334 (2017).
- Shkedy L., Armon E., Avnon E., Ben Ari N., Brumer M., Jakobson C., Klipstein P. C., Lury Y., Magen O., Milgrom B., Rosenstock T., Shiloah N. and Shtrichman I., *Infrared Technology and Applications XLVII*. SPIE **11741**, 146 (2021).
- Vurgaftman I., Meyer J. R. and Ram-Mohan L. R., *Journal of Applied Physics* **89** (11), 5815 (2001).
- Martyniuk P. and Gawron W., *Metrology and Measurement Systems* **21** (4), 675 (2014).
- Kovshov V. S., Yakovleva N. I. and Nikonov A. V., *Usp. Prikl. Fiz.* **10** (3), 277 (2022) [in Russian].
- Anderson W. W., *Infrared Physics* **20** (6), 363 (1980).
- Rogalski A., Martyniuk P., Kopytko M., Madejczyk P. and Krishna S., *Sensors* **20** (24), 7047 (2020).
- Shalimova K. V., *Fizika poluprovodnikov: uchebnoe posobie*. Moscow, Energiya, 1976.
- Bhowmick M., Xi H. and Ullrich B., *Materials* **14** (7), 1639 (2021).
- Born M. and Wolf E., *Osnovy optiki*. edited by Motulevich G. P. Moscow, Nauka, 1970.
- Deng X. H., Liu J. T., Yuan J. R., Liao Q. H., and Liu N. H., *Europhysics Letters* **109** (2), 27002 (2015).
- Deparis O., *Optics letters* **36** (20), 3960 (2011).
- Dutta P. S., Bhat H. L. and Kumar V., *Journal of Applied Physics* **81** (9), 5821 (1997).
- Chandola A., Pino R. and Dutta P. S., *Semiconductor Science and Technology* **20** (8), 886 (2005).
- Roodenko K., Liao P.-K., Lan D., Clark K. P., Fraser E. D., Vargason K. W., Kuo J.-M., Kao Y.-C. and Pinsukanjana P. R., *Image Sensing Technologies: Materials, Devices, Systems, and Applications III*. SPIE **9854**, 187 (2016).
- Roodenko K., Liao P.-K., Lan D., Clark K. P., Fraser E. D., Vargason K. W., Kuo J.-M., Kao Y.-C. and Pinsukanjana P. R., *Journal of Applied Physics* **119** (13), 135701 (2016).
- Rogalski A., *Infrared and terahertz detectors*, CRC press, USA, 2019.