

На правах рукописи



Рыбальченко Андрей Юрьевич

**Фотодиоды средневолнового ИК диапазона на основе узкозонных  
полупроводников InAs(Sb), облучаемые со стороны слоя p-типа  
проводимости**

специальность

01.04.10 – Физика полупроводников

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург, 2013

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук (г. Санкт-Петербург) 194021, СПб, ул. Политехническая 26

Научный руководитель: Матвеев Борис Анатольевич, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Официальные оппоненты: Сидоров Валерий Георгиевич, доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики полупроводников и нанoeлектроники СпбГПУ

Карпов Сергей Юрьевич, кандидат физико-математических наук, ведущий специалист ООО «Софт-Импакт»

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ им. В.И. Ульянова (Ленина)»

Защита состоится 19 декабря 2013 года в 14.00 на заседании диссертационного совета

Д 212.229.01 ФГБОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет» по адресу: 195252, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29.

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке ФГБОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет».

Автореферат разослан «\_\_» ноября 2013 г.

Ученый секретарь диссертационного  
совета Д 212.229.01

\_\_\_\_\_ Коротков А.С.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** В средневолновом инфракрасном (ИК) диапазоне спектра ( $\lambda = 3-5$  мкм) находятся фундаментальные полосы поглощения многих промышленных и природных газов, например,  $C_nH_m$ , CO, CO<sub>2</sub>, N<sub>x</sub>O<sub>y</sub>, паров H<sub>2</sub>O и C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH. Этим обусловлено повышенное внимание исследователей к оптическим газовым сенсорам, измеряющим пропускание среды на выделенных длинах волн в данном диапазоне, применяемым для экомониторинга, медицинской диагностики и контроля технологических процессов. В качестве источников и приемников излучения в таких сенсорах начинают активно использоваться свето- и фотодиоды (СД и ФД соответственно). Применение диодов позволяет существенно снизить энергопотребление сенсоров, поскольку ФД могут работать при нулевом смещении (при этом уровень шума минимален), а импульсное питание СД с большой скважностью позволяет реализовать режим малых средних токов. Среди материалов для изготовления средневолновых ИК диодов всё большее распространение получают гетероструктуры InAsSbP/InAs(Sb), выращенные на подложках InAs, характеризующиеся низкой плотностью дефектов в эпитаксиальной части и перекрывающие своими рабочими спектрами весь диапазон длин волн 3-5 мкм.

Конструкция ФД с контактом ограниченной площади к эпитаксиальному слою р-типа проводимости и сплошным контактом к подложке наиболее распространена из-за простоты фотолитографических процессов при изготовлении ФД. Использование для облучаемого слоя материала р-типа обусловлено большей диффузионной длиной неосновных носителей по сравнению с материалом п-типа, что обеспечивает эффективное разделение неравновесных электронов и дырок при типичных толщинах «облучаемого» слоя порядка нескольких мкм. Спектры фотоответа ФД с вводом излучения через слой р-типа, как правило, расширены в область коротких волн. Это обеспечивает перспективность применения данных ФД в многоканальных сенсорах, в которых измеряется интенсивность излучения на нескольких выделенных длинах волн, соответствующих полосам поглощения газов или минимуму поглощения излучения анализируемой средой. При разработке и исследовании таких ФД основное внимание уделялось изучению механизмов токопрохождения в р-п переходе, факторов, влияющих на динамическое сопротивление ФД, а также поиску способов увеличения последнего, например, путем создания высоких потенциальных барьеров на границах активной области. При этом исследования ФД проводились в ограниченном температурном диапазоне ( $T \leq 300$  К), а особенностям пространственного распределения токопрохождения при прямом и обратном смещении и его влиянию на основные характеристики ФД, включая параметры р-п перехода, определяемые в эксперименте, уделялось недостаточно внимания. Вместе с тем, область повышенных по сравнению с комнатной температур ( $T \geq 300$  К) является типичной для работы газовых сенсоров в большинстве систем контроля технологических процессов.

**Целью диссертационной работы** является исследование токопрохождения при прямом и обратном смещении в ФД на основе

полупроводниковых гетероструктур InAsSbP/InAs(Sb) с металлическим контактом ограниченной площади к слою р-типа проводимости, а также изучение влияния особенностей токопрохождения на основные параметры и характеристики широкополосных ФД, работающих в диапазоне длин волн  $\lambda = 2.2-4.5$  мкм, при  $T \geq 300$  К.

Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**:

1. Разработка методов анализа характеристик диодов с учетом пространственной неравномерности протекания тока и неравномерности распределения электролюминесценции в ближнем поле.

2. Исследование пространственного распределения интенсивности положительной и отрицательной люминесценции (ПЛ и ОЛ соответственно) в ближнем поле в ФД на основе двойных (p-InAsSbP/n-InAs/n-InAsSbP/n<sup>+</sup>-InAs) и одиночных (p-InAsSbP/n-InAs/n<sup>+</sup>-InAs) гетероструктур (ДГС и ОГС соответственно), а также структур с гомо-p-n переходом в твердом растворе InAsSbP; исследование их электрических свойств и анализ токопрохождения.

3. Исследование свойств потенциальных барьеров на изотипных интерфейсах II-типа n-InAs/n-InAsSbP и их влияния на токопрохождение в ДГС.

4. Исследование ВАХ и эффективности сбора фототока в ФД с длинноволновой границей fotocувствительности  $\lambda > 4$  мкм и ограниченными размерами омического контакта в диапазоне температур 20-80 °С.

5. Выработка рекомендаций для создания эффективных ФД с длинноволновой границей fotocувствительности  $\lambda > 4$  мкм, работающих при  $T \geq 300$  К.

**Научная новизна** полученных в работе результатов состоит в следующем:

1. Экспериментально изучено влияние пространственной неравномерности токопрохождения на параметры ВАХ ФД на основе структур InAsSbP/InAs(Sb) с контактом ограниченной площади. Учёт пространственной неравномерности протекания тока позволил с высокой точностью определить истинные (неискаженные) параметры диода (например, ток насыщения  $I_{\text{sat}}$  и фактор идеальности  $\beta$  прямой ветви ВАХ), даже при отсутствии ярко выраженного насыщения в обратной ветви ВАХ.
2. Экспериментально исследованы свойства потенциальных барьеров на изотипных интерфейсах II-типа n-InAs/n-InAsSbP при  $T = 300$  К, показано влияние данных барьеров на токопрохождение при прямом смещении и на вольт-фарадные характеристики ДГС.
3. Экспериментально и аналитически установлена неравномерность пространственного распределения отрицательной люминесценции в ближнем поле и снижение эффективности сбора фототока в удаленных от контакта областях для ФД на основе узкозонных градиентных структур p(n)-InAsSb(P)/n-InAs и ОГС p-InAsSbP/n-InAsSb/n-InAs с длинноволновой границей чувствительности  $\lambda > 4$  мкм. Проанализированы и реализованы способы повышения эффективности сбора фотогенерированных носителей в данных ФД.
4. Экспериментально исследована зависимость токопрохождения при прямом и обратном смещении от температуры (20-80 °С) в ФД на основе ОГС p-

InAsSbP/n-InAsSb/n-InAs. Проанализированы и реализованы способы повышения эффективности указанных ФД при повышенных температурах (20-80 °С).

5. Предложена простая аналитическая модель, позволяющая прогнозировать основные характеристики ФД на основе узкозонных полупроводников с точечным контактом.

#### **Основные научные положения, выносимые на защиту:**

1. Локальная плотность фототока в фотодиодах с активным слоем из n-InAs(Sb) и анодом на облучаемой поверхности слоя p-InAsSb(P) при комнатной и повышенных температурах убывает при удалении от анода, что приводит к уменьшению обнаружительной способности.
2. В фотодиодах с активным слоем из n-InAs(Sb) и анодом на облучаемой поверхности слоя p-InAsSb(P) при комнатной и повышенных температурах фототок возрастает при увеличении модуля обратного напряжения и/или при увеличении периметра анода.
3. Скачок потенциала в зоне проводимости на изотипной гетерогранице n-InAs/n-InAsSbP увеличивает динамическое сопротивление и уменьшает ёмкость фотодиодов на основе двойных гетероструктур p-InAsSbP/n-InAs/n-InAsSbP.

**Практическая ценность** результатов работы. Результаты работы внедрены в ООО «ИюффеЛЕД», СПб.

**Апробация работы.** Материалы диссертационной работы докладывались и обсуждались на Молодежной конференции по физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-Запада «Физика.СПб» (2009, 2010), национальной конференции по росту кристаллов НКРК-2011 (г. Москва, 2011 г.), XXI Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения (Москва, 2010), SPIE Photonics West Conference (San-Francisco, USA, 2010), Российской конференции и школе по актуальным проблемам полупроводниковой нанофотоэлектроники «Фотоника 2011» (Новосибирск, 2011).

**Публикации.** По результатам диссертационной работы опубликовано 11 печатных трудов. Основные результаты получены автором совместно с исследовательской группой диодных оптопар под руководством Б.А. Матвеева, входящей в состав лаборатории инфракрасной оптоэлектроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, при поддержке со стороны научной школы «Технология и физические свойства полупроводниковых наногетероструктур».

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Содержание диссертации изложено на 125 страницах и включает 38 иллюстраций, 6 таблиц и 79 наименований отечественной и зарубежной литературы.

## **СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

Во **введении** обоснована актуальность проводимых исследований, сформулирована цель, научная новизна и практическая значимость работы,

перечислены основные научные положения, выносимые на защиту, а также кратко изложено содержание диссертации.

**Глава 1** посвящена обзору литературы по основным материалам, конструкциям и особенностям ФД для диапазона длин волн 3-5 мкм. В ней отмечено, что основной характеристикой ФД является спектр фотоответа, длинноволновая граница которого определяется фундаментальным краем поглощения ( $\lambda = hc/E_g$ ), а коротковолновая граница в значительной мере обусловлена особенностями конструкции ФД. Наиболее употребительным критерием качества ИК фотоприемников считается обнаружительная способность  $D^*$ , т. е. отношение сигнал-шум при единичной мощности излучения, падающего на фотоприемник единичной площади и модулированного в единичной полосе частот. Основными факторами, ограничивающими величину  $D^*$  для ФД, являются тепловой шум и шум фонового излучения [1]. При комнатной температуре обнаружительная способность ограничена тепловым шумом. Обычно для снижения уровня теплового шума используют изопериодные гетероструктуры, содержащие узкозонную слаболегированную активную область с относительно небольшой толщиной, обрамленную широкозонными барьерными слоями [2]. Другими распространенными способами повышения  $D^*$  являются применение иммерсионных линз, внутренних и внешних концентраторов излучения, тыльных отражателей, а также охлаждение ФД, например, с помощью термоэлектрических модулей либо криостатов [3,4,5]. При низких температурах ( $T < 200$  К) тепловой шум несущественен, и ФД работают в режиме ограничения обнаружительной способности фоновым излучением (англ. назв. — background limited infrared photodetection — BLIP). Интенсивность и спектр фонового излучения зависят только от температуры анализируемой среды, поэтому данное ограничение является фундаментальным. Для ФД значения  $D^*_{\text{BLIP}}$  составляют  $\sim 10^{12}$  смГц<sup>1/2</sup>Вт<sup>-1</sup> для  $\lambda \sim 3$  мкм и  $D^*_{\text{BLIP}} \sim 10^{11}$  смГц<sup>1/2</sup>Вт<sup>-1</sup> для  $\lambda \sim 5$  мкм (300 К) [2].

В качестве исходных материалов для создания средневолновых ИК ФД до недавнего времени наиболее широко применялись эпитаксиальные структуры с твердым раствором HgCdTe, период решетки которого крайне слабо зависит от состава, что важно для получения низкодефектных структур; это позволяет получать высококачественные ФД, работающие в диапазоне длин волн от 3 до 30 мкм [6]. Недостатком структур с HgCdTe является нестабильность металлургических границ раздела, связанная со слабой связью Hg-Te, кроме этого приборы на основе данных структур требуют, как правило, криогенного или термоэлектрического охлаждения.

В отличие от HgCdTe, материалы типа A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> характеризуются высокой металлургической стабильностью, обеспечивающей длительную работоспособность приборов при температурах намного выше комнатной. Диапазон длин волн 3-5 мкм частично перекрывается рабочими спектрами оптоэлектронных приборов на основе изопериодных эпитаксиальных гетероструктур InAlAsSb/InAs, InGaAsSb/GaSb и InAsSbP/InAs с длинноволновыми границами 3.3, 4 и 3.5 мкм соответственно [7]. В [8] описаны барьерные фотодетекторы на основе структур типа *XBn*, в которых за счет

отсутствия обедненной области в узкозонном фоточувствительном слое обеспечивается существенное снижение плотности темнового тока по сравнению с ФД на основе p-n и p-i-n гетероструктур при  $T \leq 150-200$  К. Помимо «классических» гетероструктур, интерес для создания средневолновых ИК ФД представляют также сверхрешетки с гетеропереходами II типа в системах InAs/GaSb и InAsSb/InAs, эффективная ширина запрещенной зоны которых зависит от толщин слоев; это позволяет путем варьирования параметров технологического процесса получать структуры для оптоэлектронных приборов с рабочими спектрами в диапазоне  $\lambda = 2-25$  мкм [9]. Однако, из-за сложности и дороговизны технологии выращивания данные структуры не получили в настоящее время широкого практического применения. В [10] предложен подход к выращиванию градиентных (InAsSb(P)) и неизопериодных узкозонных (InAsSb) эпитаксиальных слоев на подложках InAs из жидкой фазы при температурах 680-720 °С, основанный на преимущественном образовании дефектов в подложке за счет ее пластической деформации и упругой деформации растущего слоя твердого раствора. Данный подход позволяет получать высококачественные ФД с длинноволновой границей рабочих спектров до 5.8 мкм [11]. Широкий диапазон рабочих спектров приборов и развитая технология эпитаксии и постростовой обработки структур InAsSbP/InAs(Sb) обуславливают возрастающий интерес исследователей к данным структурам.

В последние годы были достигнуты большие успехи в разработке средневолновых ИК ФД, связанные с применением конструкции флип-чип (flip-chip или backside illuminated — BSI), в которой активная область представляет собой мезу, ограниченную канавкой травления с глубиной более глубины залегания p-n перехода, оба омических контакта расположены на эпитаксиальной стороне, а излучение вводится через подложку [12]. Важными особенностями флип-чип ФД являются возможность увеличения эффективной площади сбора излучения в несколько раз с помощью встроенных оптических концентраторов [13] или иммерсионных линз [14], а также возможность создания на мезе широкого контакта с высокой отражательной способностью, направляющего дошедшее до него излучение обратно в p-n переход. Данные особенности позволили создать высокоэффективные ФД на основе структур InAsSbP/InAs(Sb), работающие при температурах до 90 °С. Расширение спектра фотоответа в область коротких волн до 2.7 мкм было осуществлено в [13] путем использования сильнолегированных подложек  $n^+$ -InAs с вырождением электронов в зоне проводимости и сдвигом края поглощения за счет эффекта Мосса-Бурштейна. Дальнейшее расширение спектра в область коротких волн за счет легирования подложки неоправданно из-за усиления поглощения на свободных носителях. Узкий спектр чувствительности флип-чип ФД, связанный с фильтрацией излучения подложкой, не удовлетворяет требованиям ряда применений, например, применений в многоканальных сенсорах.

Конструкция ФД с контактом ограниченной площади на эпитаксиальной стороне и сплошным тыльным контактом на подложке (англ. назв. — front side illuminated — FSI) остается наиболее распространенной из-за простоты фотолитографических процессов, применяемых при изготовлении диодов.

Особенности технологии формирования омических контактов путем осаждения металла и последующим вжиганием с проникновением металла в приповерхностную область полупроводника обуславливают типичную толщину облучаемого слоя (базы) порядка нескольких мкм (см., например, [15]). При этом носители фотогенерируются на значительном удалении от р-п-перехода и диффундируют к последнему, создавая во внешней цепи фототок. В таких ФД база обычно изготавливается из материала р-типа проводимости, имеющего диффузионную длину неосновных носителей до десятков мкм, и является тонкой. Спектры фотоответа ФД с тонкой базой обычно расширены в область коротких волн за счет диффузии к р-п переходу носителей, фотогенерированных вблизи облучаемой поверхности, или прохождения части фотонов сквозь базу [16]. Исследования таких ФД проводились только при  $T \leq 300$  К, при этом при их разработке основное внимание уделялось изучению механизмов протекания темнового тока через р-п переход и их влиянию на величину произведения динамического сопротивления диода при нулевом смещении ( $R_0$ ) на площадь диода ( $A$ ), т. е.  $R_0A$ . При температурах, близких к комнатной, основной вклад в темновой ток вносит диффузионная составляющая, связанная с тепловой генерацией носителей в квазинейтральных областях структуры, при этом  $R_0A = kT/eJ_d$ , а плотность тока  $J_d$  может быть определена по формуле:

$$J_d = en_i^2 \left( \frac{1}{p} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} + \frac{1}{n} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \right),$$

где  $n_i$  — собственная концентрация носителей заряда,  $n$  и  $p$ ,  $D_n$  и  $D_p$ ,  $\tau_n$  и  $\tau_p$  — равновесные концентрации, коэффициенты диффузии и времена жизни электронов и дырок соответственно; при этом значения  $\tau_n$  и  $\tau_p$  определяются фундаментальными процессами межзонной рекомбинации [15]. Сочетание значений вышеуказанных параметров для узкозонных материалов  $A^3B^5$  приводит к типичным значениям  $R_0A \sim 0.1-1$  Ом·см<sup>2</sup> для ФД, работающих в диапазоне  $\lambda \sim 3-3.5$  мкм, и  $R_0A \sim 0.01-0.1$  Ом·см<sup>2</sup> для ФД с рабочими спектрами в области  $\lambda \sim 4-4.5$  мкм при  $T = 300$  К. Эффективным способом подавления диффузионного тока и повышения  $R_0A$  является формирование гетероструктур с высокими потенциальными барьерами на границах узкозонной активной области, позволившее создать ФД с  $R_0A \sim 100$  Ом·см<sup>2</sup> (250 К) [17]. Данные барьеры, однако, снижали как темновой ток, так и фототок, поэтому наиболее высокоомные ФД характеризовались крайне низкой фоточувствительностью.

Характерной особенностью диодов с контактами ограниченной площади является локализация протекания тока под контактом и в непосредственной близости от него, известная в англоязычной литературе как «current crowding». Данная локализация имеет место вследствие преобладания латерального сопротивления примыкающего к контакту слоя полупроводника над вертикальным сопротивлением р-п перехода при прямом смещении, когда высота потенциального барьера на р-п переходе невелика [18]. При исследованиях пространственного распределения токопрохождения в диодах обычно используется методика, основанная на решении уравнения Лапласа с учетом переходного сопротивления контакта, объемного сопротивления контактного

слоя и диффузионного механизма токопрохождения в p-n переходе ( $I = I_{\text{sat}}[\exp(eV/\beta kT)-1]$ , фактор идеальности  $\beta = 1$ ); при этом рассчитанное распределение плотности тока сравнивается с измеренным распределением интенсивности электролюминесценции. Подобная методика применялась в [19] при исследованиях СД на основе ДГС n-InAsSbP/n-InAs(Sb)/p-InAsSbP/p-InAs. В реальных диодах фактор идеальности обычно больше единицы, поэтому результаты расчетов не в полной мере соответствовали эксперименту, к тому же данная методика не предполагает точного определения значения фактора идеальности и установления доминирующего механизма токопрохождения. В [20] для СД видимого диапазона спектра на основе GaN экспериментально установлено повышение фактора идеальности ВАХ из-за сгущения линий тока, приводящее к ошибочному выводу о преобладающем механизме токопрохождения. Аналогичное искажение вида ВАХ, вероятнее всего, имеет место для любых диодных структур с контактами ограниченной площади. В [21] для солнечных элементов на основе GaAs предложена методика анализа распределения токопрохождения с учетом данных о пространственном распределении интенсивности люминесценции в ближнем поле. В основе методики лежит предположение о линейной зависимости локальной интенсивности люминесценции от локальной плотности тока при отсутствии заметной безизлучательной рекомбинации в прямозонных материалах в широком диапазоне плотностей тока, в котором ватт-амперная характеристика образца имеет линейный вид. Очевидно, что данные о пространственном распределении люминесценции, полученные при разных токах, можно использовать для расчета ВАХ, не искаженной сгущением линий тока, и путем анализа полученной ВАХ определять истинные значения таких параметров p-n перехода, как ток насыщения и фактор идеальности. Подобного анализа для ФД на основе структур InAsSbP/InAs(Sb) на время начала работы не проводилось.

Одним из способов улучшения растекания тока является увеличение толщины примыкающего к контакту слоя для снижения его латерального сопротивления [18]. Данный способ был реализован в [22] для СД на основе ОГС p<sup>+</sup>-InAsSbP/n-InAs/n<sup>+</sup>-InAs и ДГС p<sup>+</sup>-InAsSbP/n-InAs/n-InAsSbP/n<sup>+</sup>-InAs путем использования в качестве слоев растекания тока толстых сильнолегированных подложек n<sup>+</sup>-InAs с низким удельным сопротивлением<sup>1</sup>. При этом экспериментальному изучению свойств гетерограниц n-InAs/n-InAsSbP и их влиянию на растекание тока уделялось недостаточно внимания.

При приложении к p-n переходу обратного смещения концентрация носителей уменьшается ниже равновесной вследствие их экстракции. Согласно классической теории Шокли - Ван-Рузбрека, это ведет к уменьшению интенсивности излучательной рекомбинации, делая ее ниже интенсивности теплового фона, т. е. возникает преобладание поглощения над излучением, или отрицательная люминесценция (ОЛ) [23]. Спектры ОЛ в большинстве случаев являются зеркальным отражением спектров «положительной» люминесценции (ПЛ), возникающей при прямом смещении, а пространственное распределение

<sup>1</sup> Конструкция СД с выводом излучения через подложку в [21] была названа флип-чип по ошибке, так как на световыводящей поверхности имелся омический контакт, затеняющий часть излучения.

ОЛ в диодах для диапазона длин волн  $\lambda < 4$  мкм равномерно вследствие равномерного растекания тока, обусловленного большим сопротивлением обратносмещенного р-п перехода. Для диодов на основе структур InAsSbP/InAsSb, работающих в диапазоне  $\lambda \sim 4.2$  мкм в [24] расчетным путем показано сгущение линий тока вблизи контакта при небольшом обратном смещении. Это дает основание для предположения о незначительном вкладе удаленных от контакта областей ФД в фототок. Действительно, для ФД большой площади на основе InAs с кольцевым контактом в [25] методом сканирующего светового пятна установлено «сгущение линий фототока» вблизи контакта, усиливающееся при повышении температуры от  $-40$  до  $+25$  °С. Однако, экспериментальному исследованию особенностей пространственного распределения ОЛ и обратного тока в широкополосных ПО ФД на основе структур InAsSbP/InAsSb для диапазона  $\lambda > 4$  мкм, а также влиянию этих особенностей и геометрии контакта на основные параметры данных ФД при  $T > 300$  К уделялось недостаточно внимания.

На основании проведенного обзора литературы в конце главы 1 сформулированы цель и основные задачи диссертационной работы.

**Глава 2** основывается на результатах работ [1\*-6\*] и в ней представлены методы исследований и анализ ВАХ с учетом экспериментальных данных о пространственном распределении интенсивности ОЛ и ПЛ в ближнем поле и плотности тока для ФД на основе структур InAsSbP/InAs разных типов (ДГС, ОГС, структуры с гомо-р-п переходом в InAsSbP). Структуры выращивались из жидкой фазы на сильно легированных подложках  $n^+$ -InAs ( $n^+ = (1-4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), зонные диаграммы структур, рассчитанные в соответствии с данными [26], представлены на рис.1; разрывы зон на гетерограницах II-типа в ДГС и ОГС составляли  $\Delta E_c = 119$  мэВ и  $\Delta E_v = -30$  мэВ, в структурах с гомо-р-п переходом на границе с подложкой  $\Delta E_c = 105$  мэВ и  $\Delta E_v = -27$  мэВ. Измерения пространственного распределения интенсивности ОЛ и ПЛ проводились при питании диодов постоянным током (режим CW) с помощью тепловизионного микроскопа с матричным фотоприемным устройством (ФПУ) на основе InAs с разрешением 128x128 пикселей, спектр чувствительности ФПУ имел максимум

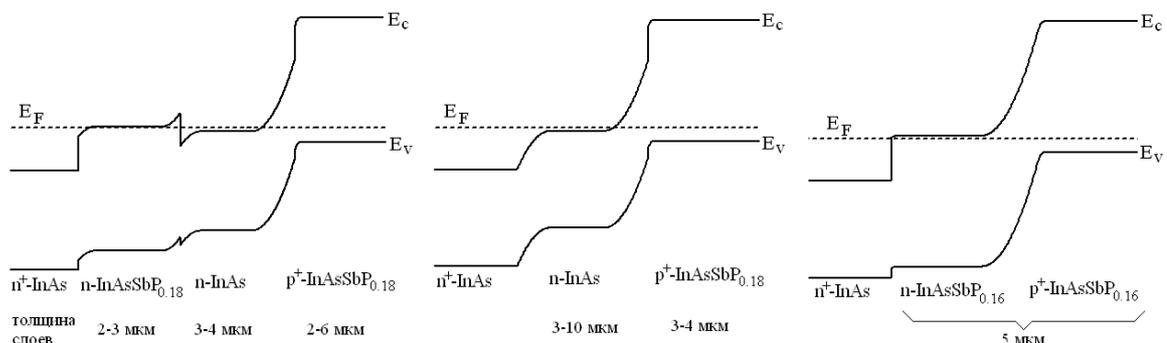


Рисунок 1. Зонные диаграммы гетероструктур.

при  $\lambda = 3$  мкм и длинноволновую границу  $\lambda_{0.5} = 3.05$  мкм. ВАХ и спектры ПЛ измерялись при питании диодов импульсами тока длительностью 5-10 мкс и частотой 500 Гц; спектры фоточувствительности и ПЛ имели максимум на длине волны 3 и 3.3-3.4 мкм для структур с гомо-р-п переходом и многослойных структур (ОГС, ДГС) соответственно. Ватт-амперные характеристики в режиме

СВ определялись численным интегрированием распределения интенсивности ПЛ по поверхности диода, а в импульсном режиме (5 мкс, 500 Гц) с помощью фотоприемника на основе InSb.

Для анализа ВАХ была предложена феноменологическая модель, основанная на следующих предположениях: 1) локальная интенсивность излучения  $L(x,y)$  в точке с координатами  $(x,y)$  на поверхности диода пропорциональна локальной плотности тока  $j(x,y)$  в этой точке; 2) интенсивность излучения (плотность тока) под анодом постоянна и равна интенсивности излучения (плотности тока) в непосредственной близости от него; 3) вне области чипа интенсивность излучения и плотность тока равны нулю. При этом особенности протекания тока в диодах определяются соотношением сопротивлений р-п перехода ( $R_{p-n}$ ) и пассивной части структуры, прежде всего, слоя р-InAsSbP ( $R_p$ ) и переходной области между ним и анодом ( $R_a$ , см. рис.2б). При обратных и малых прямых смещениях основной вклад в сопротивление различных линий тока вносит р-п переход, т. е.  $R_{p-n} > R_p + R_a$ , поэтому распределение интенсивности излучения и плотности тока по поверхности чипа равномерно. При большом прямом смещении  $R_{p-n}$  невелико, т. е.  $R_a + R_p > R_{p-n}$ , и локальная плотность тока существенно зависит от длины пути протекания тока в слое р-InAsSbP, поэтому величины  $L(x,y)$  и  $j(x,y)$  в удаленных от анода областях диода существенно меньше, чем в центре образца (см. рис.2а).

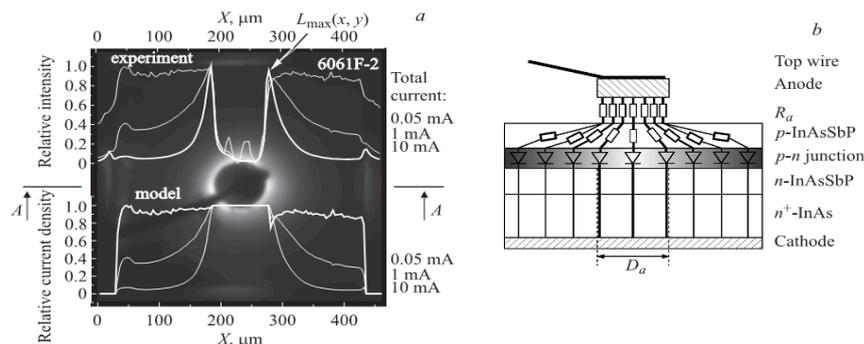


Рисунок 2. Типичное ИК изображение ФД с гомо-р-п переходом при  $I = 10$  мА и распределения интенсивности ПЛ (вверху) и плотности тока (внизу) вдоль сечения А-А (а); эквивалентная схема ФД (б).

При исследовании ВАХ на первом этапе были изучены ватт-амперные характеристики и оценена роль безизлучательной Оже-рекомбинации. Для этого из распределения интенсивности излучения рассчитывался фактор использования оптической мощности (ФИОМ), учитывающий затенение излучения анодом, по формуле:

$$\Phi = \left( \int_x \int_y L(x,y) dx dy \right) / \left( S_a L_{max} + \int_x \int_y L(x,y) dx dy \right),$$

где  $L_{max}$  — интенсивность излучения в непосредственной близости от анода,  $S_a$  — площадь анода. Полная интенсивность излучения  $L_{\Sigma}$  для идеализированного диода с прозрачным анодом определялась как  $L_{\Sigma} = L/\Phi$ . Для всех образцов зависимости  $L_{\Sigma}(I)$  имели линейные участки без заметной безизлучательной рекомбинации, протяженность которых была существенно выше по сравнению с аналогичными участками характеристик  $L-I$ , определенных из прямых измерений без учета затенения излучения анодом.

Несущественность безизлучательной рекомбинации, т. е. соблюдение условия  $L(x,y) \propto j(x,y)$  в широком диапазоне токов, позволила на втором этапе рассчитать ток  $I_a$ , протекающий в области р-п перехода под анодом, по формуле:

$$I_a = I_{tot} (1 - \Phi).$$

Из исходных ( $I_{tot}-V$ ) и расчетных ( $I_a-V$ ) ВАХ определялись значения тока насыщения ( $I_{tot\_sat}^F$  и  $I_{a\_sat}^F$ ) и фактора идеальности ( $\beta$  и  $\beta_a$ ) путем аппроксимации экспоненциальных участков прямых ветвей по методу наименьших квадратов; токи насыщения определялись также из обратных ветвей, при этом их значения ( $I_{tot\_sat}^R$  и  $I_{a\_sat}^R$ ) принимались равными значениям тока в точках пересечения экстраполированных линейных участков ВАХ с осью токов (см. таблицу 1). Из таблицы 1 видно, что исходные ВАХ  $I_{tot}-V$  характеризовались большим несоответствием значений тока насыщения, определенных из прямой и обратной ветви ( $I_{tot\_sat}^F/I_{tot\_sat}^R > 3$ ), и высоким фактором идеальности ( $\beta > 1.5$ ). Расчетные ВАХ  $I_a-V$ , для которых сгущение линий тока было учтено, имели значительно меньшее различие в значениях токов насыщения, определенных из прямой и обратной ветви ( $I_{a\_sat}^F/I_{a\_sat}^R < 1.5$ ), и близкие к единице значения фактора идеальности. Достоверность полученных значений  $\beta_a$  подтверждалась при анализе ватт-вольтовых зависимостей  $L_{max}-V$ . Для всех образцов зависимости  $L_{max}-V$  хорошо аппроксимировались функциями вида

$$L_{max} \propto [\exp(eV/\beta_L kT) - 1]$$

с фактором идеальности  $\beta_L \sim \beta_a$  (см. таблицу 1), что, очевидно, является следствием выполнения условия  $L(x,y) \propto j(x,y)$ .

Таблица 1. Параметры р-п структур.

номер образца	тип структуры	площадь р-п перехода, $A$ , см <sup>2</sup>	площадь анода, $S_a$ , см <sup>2</sup>	«искаженные» параметры			«неискаженные» параметры			$\beta_L$	$R_0 \cdot A$ , Ом·см <sup>2</sup>	$(I_{tot\_sat}/A)_{R0}$ , МА/см <sup>2</sup>	$\lambda$ , МКМ
				$I_{tot\_sat}^F/A$ , МА/см <sup>2</sup>	$I_{tot\_sat}^R/A$ , МА/см <sup>2</sup>	$\beta$	$I_{a\_sat}^F/S_a$ , МА/см <sup>2</sup>	$I_{a\_sat}^R/S_a$ , МА/см <sup>2</sup>	$\beta_a$				
571-173	ДГС	1.24E-3	6.36E-5	110	*	1.8	42	*	1.32	1.32	1.24	21	3.37
6059-42	ОГС	1.48E-3	8.49E-5	79	18	1.56	28	18	1.07	1.14	1.04	25	3.38
6061F-2	гомо р-п-переход	1.46E-3	6.36E-5	35	11	1.93	17	11	1.24	1.27	2.54	10	2.97

Примечание. \* Для некоторых образцов определить значения  $I_{tot\_sat}^R$  и  $I_{a\_sat}^R$  было невозможно вследствие отсутствия насыщения тока в обратной ветви ВАХ  $I_{tot}-V$ .

В этой же главе изучались особенности растекания тока в ДГС, ОГС и структурах с гомо-р-п переходом. Установлено, что ДГС характеризуются наиболее равномерным растеканием тока, тогда как наибольшее сгущение линий тока имело место в структурах с гомо-р-п переходом в широкозонном InAsSbP (см. рис.3). Полученные данные не согласуются с выводом работы [19] о большем сгущении линий тока в диодах с меньшей шириной запрещенной зоны активной области. Из представленных на рис.3 данных очевидно, что на особенности протекания тока в диодах большое влияние оказывают потенциальные барьеры на гетерограницах, выполняющие функцию высокоомных слоев растекания [18].

Для исследования свойств гетерограниц в ФД были проведены измерения методом сканирующей зондовой микроскопии поверхностного потенциала вдоль

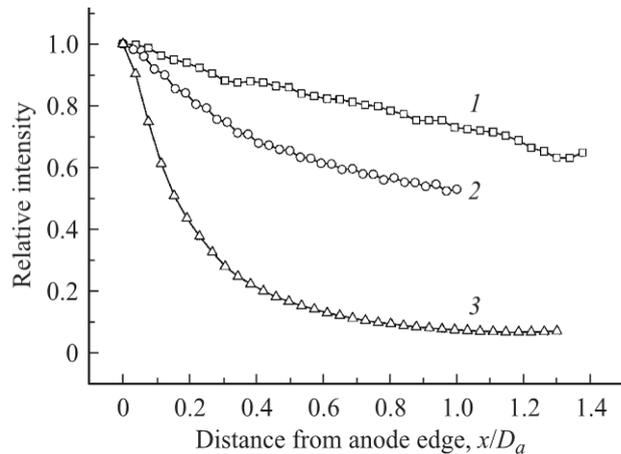


Рисунок 3. Нормированные распределения интенсивности ПЛ вдоль прямой, проходящей через центр чипа, при  $I_{tot}/A \sim 3 \text{ A/cm}^2$  для ФД на основе ДГС (1), ОГС (2) и структур с гомо-р-п переходом (3).

скола перпендикулярно плоскости р-п перехода. Измерения проводились на установке ИНТЕГРА-Аура (НТ-МДТ, Россия) в два этапа: на первом этапе определялся рельеф поверхности образца путем сканирования вибрирующим зондом, на втором этапе измерялось распределение поверхностного потенциала с учетом рельефа поверхности; результаты измерений представлены на рис.4. Как видно из рис.4, в образцах с гомо-р-п переходом имеется единственный скачок потенциала, связанный с барьером на р-п переходе. На гетерогранице с подложкой скачок (барьер) отсутствовал ввиду высокого положения уровня Ферми  $E_F$  относительно дна зоны проводимости  $E_c$  в сильнолегированном  $n^+$ -InAs, так что  $E_F - E_c \sim \Delta E_c$  (см. рис.1). Для ДГС были получены два скачка, положение которых соответствовало р-п переходу и изотипной гетерогранице n-InAs/n-InAsSbP с активным слоем. При этом высоты скачков были примерно одинаковы, что не соответствовало результатам расчета зонных диаграмм, согласно которым высота барьера на n-N переходе была в  $\sim 4$  раза меньше высоты барьера на р-п переходе и составляла  $\sim 50$  мэВ над уровнем Ферми. Поэтому дополнительно было измерено соотношение высот скачков  $\Delta^{pn}/\Delta^{nn}$  при разных смещениях (см. таблицу 2); предполагалось, что данное соотношение менее чувствительно к погрешностям метода, чем непосредственно значения  $\Delta^{pn}$  и  $\Delta^{nn}$ . Как видно из таблицы 2, высота барьера на р-п переходе при прямом смещении была в 1.5 раза больше, а при обратном смещении в 1.2 раза меньше, чем на n-N переходе. Полученные данные АСМ согласуются с ранее полученными результатами анализа параметров ВАХ и растекания тока в ФД разных типов, а также подтверждают предположения о влиянии потенциальных барьеров на изотипных гетерограницах в структурах InAs/InAsSbP на свойства диодов.

Таблица 2. Соотношения высот потенциальных барьеров в ДГС.

Bias conditions	-1V, RB	-0.486V, RB	50mA, FB	100 mA, FB
$\Delta^{pn}/\Delta^{nN}$	0.8	0.73	1.57	1.26

В конце главы исследованы вольт-фарадные ( $C^2A^2-I$ ) характеристики ФД, измеренные при 300 К с помощью моста Л2-7 и генератора сигналов ГК-3-40 при синусоидальной форме сигнала с амплитудой 15 мВ и частотой 465 кГц, при

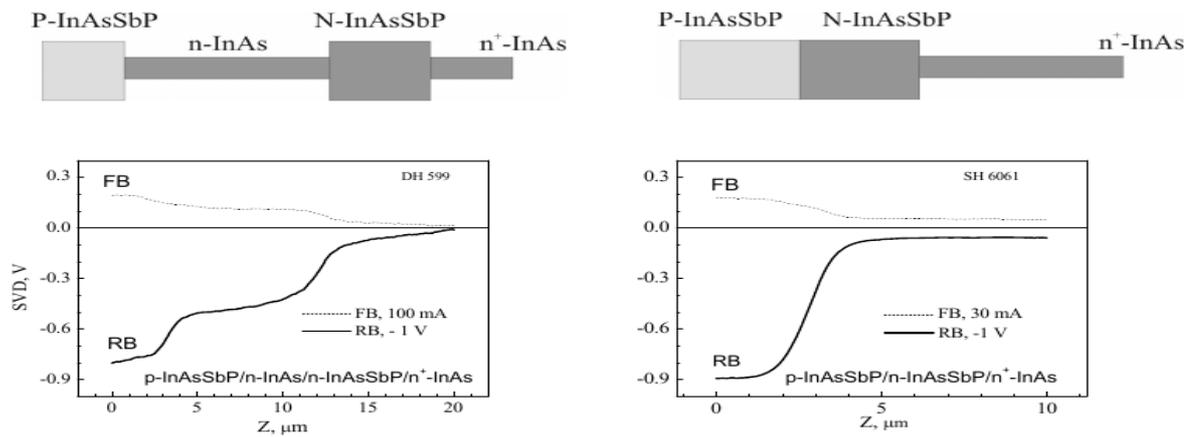


Рисунок 4. Распределения поверхностного потенциала вдоль скола перпендикулярно плоскости p-n перехода для ДГС (слева) и структур с гомо-p-n переходом (справа); для справки сверху приведены схемы расположения слоев в структурах.

этом, благодаря малой амплитуде и высокой частоте сигнала, влияние глубоких уровней на емкость диодов было несущественно. Зависимости  $C^2A^2-V$  для ОГС и образцов с гомо-p-n переходом были плавные, а для ДГС имели от 2 до 4 горизонтальных участков (см.рис.5). Их наличие связано, вероятнее всего, с перекрытием областей пространственного заряда (ОПЗ) близко расположенных потенциальных барьеров подобно тому, как показано расчетным путем в [27] для двухбарьерной структуры. При определенной величине обратного смещения наступает перекрытие ОПЗ барьеров, при этом дальнейшее увеличение модуля обратного смещения приводит к истощению области между барьерами при неизменности суммарной ширины ОПЗ и емкости структуры; при полном истощении области между барьерами дальнейшее увеличение модуля обратного смещения вызывает расширение ОПЗ и уменьшение емкости. Превышение количества горизонтальных участков на зависимости  $C^2A^2-V$  над количеством выявленных АСМ барьеров для ДГС связано, вероятнее всего, с низкой чувствительностью метода АСМ, а также, возможно, с диффузией цинка, приводящей к сдвигу p-n перехода от гетерограницы в активную область. Для ДГС емкость на единицу площади при нулевом смещении составляла  $C/A = 127-185$  нФ/см<sup>2</sup>, что существенно ниже по сравнению с ОГС, для которых  $C/A = 292$  нФ/см<sup>2</sup>; это важно при разработке ФД с высоким быстродействием.

**Глава 3** основывается на результатах работ [7\*-9\*, 11\*] и в ней экспериментально установлена неравномерность пространственного распределения ОЛ и неполный сбор фототока в ФД для диапазона длин волн  $\lambda >$

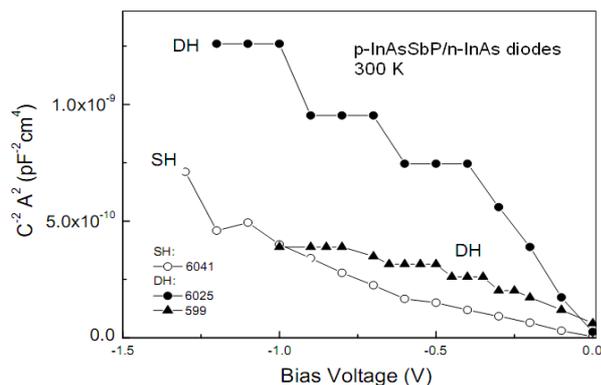


Рисунок 5. Вольт-фарадные характеристики ДГС (DH) и ОГС (SH).

4 мкм. Данная неравномерность впервые наблюдалась для ФД с градиентными слоями InAsSb(P) на подложках n-InAs при измерениях распределения интенсивности ОЛ с помощью линейчатого сканирующего фотоприемного устройства (ФПУ) на основе InSb, чувствительного в диапазоне  $\lambda = 3\text{-}5$  мкм, и матричного ФПУ на основе InAs, чувствительного в диапазоне  $\lambda = 3$  мкм.

Из распределения интенсивности ПЛ и ОЛ рассчитывался ФИОМ для выходящего из диода излучения ( $\Phi$ ), а также ФИОМ для падающего на диод излучения (или коэффициент сбора фототока —  $F$ ), последний определялся по формуле:

$$F = \frac{\int \int L(x, y) dx dy}{L_{max}(A - S_a)}$$

Значения ФИОМ, определенные из измерений в разных спектральных диапазонах, имели некоторые различия, несущественные для данной работы (см.рис.6). ФИОМ для выходящего излучения был близок к единице при токах от -5 до 5 мА, поэтому сгущение линий тока не является препятствием для эффективной работы диодов в качестве источников ОЛ и ПЛ в данном диапазоне токов. ФИОМ для падающего излучения был существенно меньше единицы при малом обратном смещении и повышался при увеличении модуля обратного смещения, отражая увеличение равномерности растекания тока. ВАХ ФД имела перегиб в обратной ветви, связанный, вероятнее всего, с особенностями протекания тока.

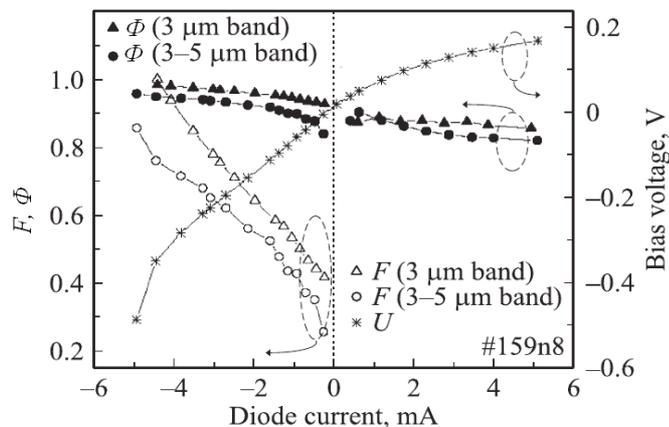


Рисунок 6. ВАХ и зависимости ФИОМ для выходящего ( $\Phi$ ) и входящего ( $F$ ) излучения от тока при комнатной температуре для ФД на основе градиентных структур с мезой диаметром 300 мкм и анодом диаметром 30 мкм.

В этой же главе впервые изучено распределение интенсивности ОЛ и плотности обратного тока в ФД на основе ОГС p-InAsSbP/n-InAsSb/n-InAs, облучаемых со стороны слоя p-типа, для спектральной области 2.2-4.5 мкм при температурах выше комнатной (25-80 °С). Установлено сгущение линий тока при малых обратных смещениях, сменяющееся равномерным распределением интенсивности ОЛ и плотности тока при увеличении модуля обратного смещения при 25 °С. Повышение температуры приводило к усилению сгущения линий обратного тока вследствие экспоненциального снижения  $R_{p-n}$  и увеличения объемного сопротивления слоя p-InAsSbP (см.рис.7).

В таблице 3 представлены основные электрические параметры ФД,

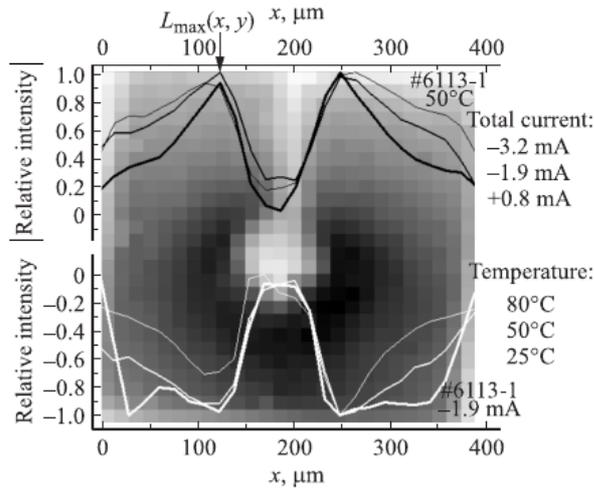


Рисунок 7. ИК-изображение ФД на основе ОГС p-InAsSbP/n-InAsSb/n-InAs при 50 °C и  $I = -3.2$  мА, распределения интенсивности ОЛ и ПЛ вдоль прямой, проходящей через центр чипа, при разных токах и температурах.

определенные из ВАХ  $I_{tot}-V$  при трех значениях температуры путем аппроксимации измеренных зависимостей  $V-I_{tot}$  функциями вида  $V = (\beta kT/e) \ln[(I_{tot}/I_{tot\_sat}) + 1] + I_{tot} R_s$ . Как видно из таблицы 3, с увеличением температуры ток насыщения возрастает, а фактор идеальности уменьшается. Полученный характер изменения  $I_{tot\_sat}$  согласуется с общепринятыми представлениями о возрастании обратного тока в диодах при повышении температуры [1]. Высокие значения  $\beta$  связаны, как и в случае диодов на основе InAs [2\*], вероятнее всего, с искажением ВАХ вследствие сгущения линий тока под анодом.

Из ВАХ  $I_{tot}-V$  и распределения интенсивности ОЛ и ПЛ рассчитывались ВАХ  $I_a-V$  по методике, изложенной в главе 2. Из ВАХ  $I_{tot}-V$  и  $I_a-V$  были определены значения  $R_0A$  и произведения динамического сопротивления области диода под анодом ( $R_{0a}$ ) на площадь анода ( $S_a$ ) (см. таблицу 3 и рис. 8). Значения  $R_0A$  были намного выше, чем  $R_{0a}S_a$ , вследствие уменьшения эффективной площади протекания тока и неопределенности величины  $A$ . Зависимость  $R_{0a}S_a(1/T) \propto \exp[E_g/kT]$  свидетельствовала о преобладании диффузионного механизма токопрохождения в p-n переходе, а ее характер соответствовал зависимости  $R_0A(1/T)$ , полученной в [14] для флип-чип образцов на основе аналогичных структур с широкими анодами, в которых влияние сгущения линий тока несущественно.

Таблица 3. Основные электрические параметры диода на основе ОГС p-InAsSbP/n-InAsSb/n-InAs

Температура диода, °C	$I_{tot\_sat}$ , мА	$\beta$	$R_s$ , Ом	$R_0A$ , Ом·см <sup>2</sup>	$R_{0a}S_a$ , Ом·см <sup>2</sup>	$F_0$	$\rho$ , Ом·см
25	1.3	3	2	0.069	0.056	0.62	0.064
50	1.56	2.5	1.81	0.048	0.031	0.35	0.071
80	2.11	1.9	2.89	0.032	0.008	0.07	0.072

В этой же главе путем анализа распределения интенсивности ОЛ в ближнем поле исследовано влияние температуры и величины обратного смещения на коэффициент сбора фототока (ФИОМ для падающего излучения —

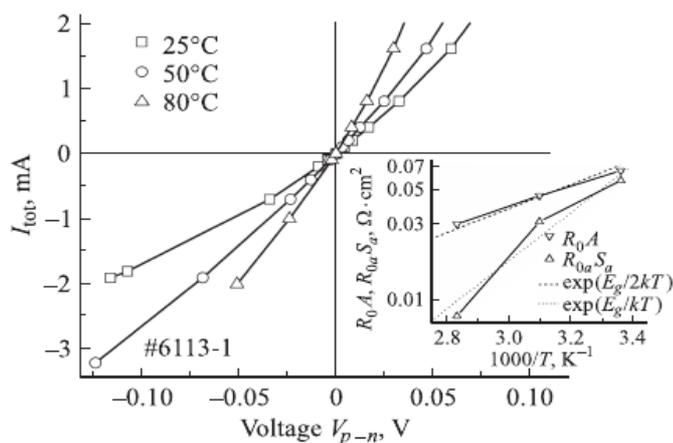


Рисунок 8. ВАХ  $I_{tot}$ - $V$  при различных температурах. На вставке — температурные зависимости произведений динамического сопротивления ФД на площадь p-n перехода ( $R_0A$ ) и динамического сопротивления области p-n перехода под анодом на площадь анода ( $R_{0a}S_a$ ) при  $V = 0$ .

$F$ ). Значение  $F$  при нулевом смещении составило 0.62 при 25 °С и снижалось до 0.07 при повышении температуры до 80 °С; приложение обратного смещения приводило к увеличению  $F$  (см.рис.9). Из полученных данных понятно, что формирование на облучаемой поверхности развитых контактов с большим периметром и малой площадью является эффективным и относительно малозатратным способом повышения чувствительности ФД, работающих в диапазоне  $\lambda > 4$  мкм в режиме измерения фототока.

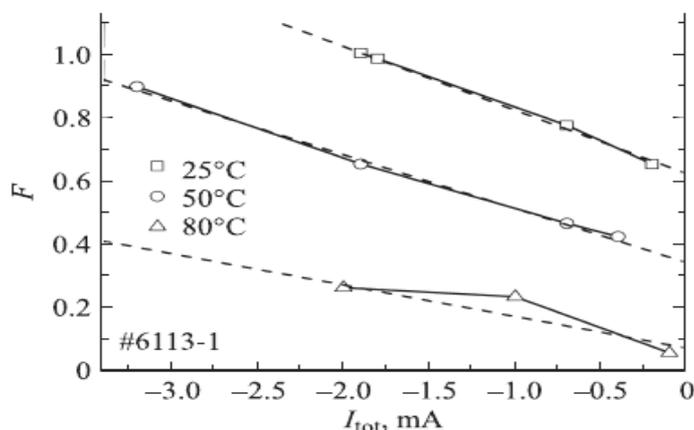


Рисунок 9. Зависимости коэффициента сбора фототока от тока для ФД при различных температурах. Штриховые линии — аппроксимирующие линейные функции.

Также в главе 3 изучены зависимости основных параметров ФД от геометрии контакта на облучаемой поверхности (в данном случае — анода, см.рис.10). При увеличении периметра анода величина  $R_0$  монотонно снижалась из-за улучшения растекания тока при малых смещениях. Аналогичные результаты были получены в [21] при исследовании солнечных элементов. При переходе от дискового анода к аноду типа 3 увеличение коэффициента сбора фототока преобладало над увеличением затенения анодом p-n перехода, вследствие чего токовая чувствительность и обнаружительная способность возросли в 2 и 1.5 раза соответственно. При дальнейшем увеличении периметра анода влияние вышеназванных факторов было равнозначно, поэтому величина  $S_1$  практически не изменялась, а величина  $D^*$  снижалась в 1.2 раза из-за снижения

$R_0$  в 1.4 раза. Значение  $S_I = 0.9$  А/Вт для ФД с анодом типа 3 было несколько меньше, чем для флип-чип ФД с иммерсионными линзами [14]. Значение  $D^* = 1.6 \cdot 10^9$  смГц<sup>1/2</sup>Вт<sup>-1</sup> при 300 К по порядку величины соответствовало значениям  $D^* = (5-7) \cdot 10^9$  смГц<sup>1/2</sup>Вт<sup>-1</sup> при -25 °С для лучших образцов серийно выпускаемых ФД и фоторезисторов с термоэлектрическим охлаждением [3, 25].

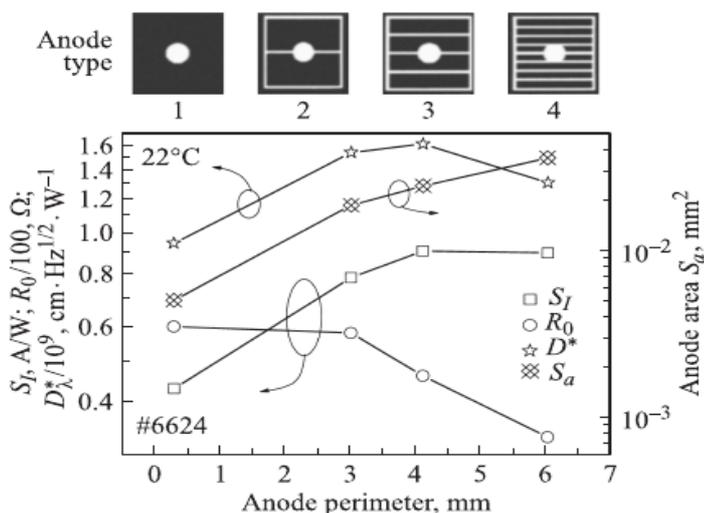


Рисунок 10. Зависимости токовой чувствительности  $S_I$ , динамического сопротивления при нулевом смещении  $R_0$  и обнаружительной способности  $D^*$  ФД от периметра анода (левая шкала). Для справки представлены также площадь анода (правая шкала) и типы анодов 1-4 (вдоль верхней шкалы).

В этой же главе предложена простая аналитическая модель для прогнозирования ВАХ и сбора фототока в средневолновых ИК ФД с контактом ограниченной площади. При разработке модели учитывалось то, что для данных ФД чаще других используются эпитаксиальные структуры, выращенные на подложках n- или n<sup>+</sup>-InAs и содержащие нелегированную активную область n-InAsSb, а также легированный контактный слой p-InAsSbP на облучаемой стороне. Области n-типа имеют латеральное сопротивление на 2-3 порядка меньше, чем слой p-типа, поэтому влиянием первых на протекание тока в диоде можно пренебречь. Омический контакт на облучаемой стороне (анод) обычно имеет форму диска площадью не более 10 % площади мезы и не влияет на распределение плотности тока, при этом переходное сопротивление анода ( $R_a$ , см. рис.11, слева) влияет на величину общего тока через диод.

Расчет пространственного распределения плотности тока проводился для выделенного в цилиндре мезы сектора с углом  $\alpha$  в соответствии с эквивалентной схемой на рис. 11, слева. Область сектора вне контакта разбивалась на элементы равной длины  $\Delta r$  (ось  $r$  направлена по радиусу). Для каждого элемента с площадью фрагмента p-n перехода  $S_r(r)$  рассчитывались вертикальная ( $R_v(r)$ ) и латеральная ( $R_l(r)$ ) компоненты последовательного сопротивления  $R_p(r)$ , создаваемого контактным слоем. При этом латеральное сопротивление определялось по методике, приведенной в [28], с учетом линейного возрастания при увеличении  $r$  площади перпендикулярного p-n переходу сечения  $S_{\perp}(r) = \alpha r$  (см. рис. 11, в центре). Предполагалось также, что общее латеральное сопротивление контактного слоя в пределах сектора разбивается на «единичные сопротивления», каждое из которых соответствует «своему» фрагменту p-n

перехода  $S_r(r)$ , а их количество составляет  $(r_m - r_a)/\Delta r$ ; схема разбивки сектора на элементы представлена на рис. 11, в центре. Значения  $R_v(r)$  и  $R_t(r)$  рассчитывались по формулам:

$$R_v(r) = \frac{\rho t}{S_r(r)}, \quad R_t(r) = \frac{\rho}{t \alpha} \ln\left(\frac{r}{r_a}\right) \frac{r_m - r_a}{\Delta r}.$$

Последовательное сопротивление  $R_p(r)$  определялось геометрической суммой компонент в соответствии с эквивалентной электрической схемой элемента, представленной на рис. 11, справа:

$$R_p(r) = \sqrt{R_v^2(r) + R_t^2(r)}.$$

Расчет распределения плотности тока  $J_r(r)$  производился путем решения для каждого элемента  $S_r(r)$  уравнения вида:

$$J_r(r) \cdot S_r(r) \cdot R_p(r) + U_{pn}(r) = U, \quad (1)$$

где  $U$  — напряжение смещения,  $U_{pn}(r)$  — падение напряжения на р-п переходе (см. рис. 11, слева).

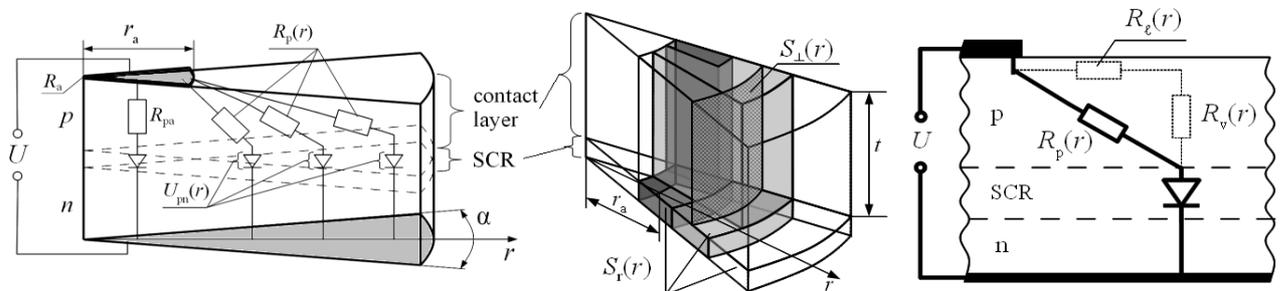


Рисунок 11. Эквивалентная электрическая схема выделенного сектора диода (слева).

Штриховые линии ограничивают область пространственного заряда (SCR) на границе контактного слоя (contact layer) и активной области. Схема разбивки сектора на элементы (в центре). Темным фоном различной плотности выделены единичные латеральные сопротивления контактного слоя и соответствующие им фрагменты р-п перехода, штриховкой выделена площадь сечения  $S_{\perp}(r)$ , используемая при расчете латерального сопротивления.

Эквивалентная электрическая схема элемента (справа).

Область диода под анодом рассматривалась как отдельный элемент с площадью  $S_a = \pi r_a^2$  и последовательным сопротивлением  $R_{pa} = \rho t / S_a$ . Ток в данной области ( $I_a$ ) определялся из уравнения вида (1).

Полный ток в диоде ( $I_{tot}$ ) рассчитывался при суммировании по всем углам:

$$I_{tot} = I_a + \int_0^{2\pi} J_r(r) S_r(r) da.$$

Зависимость  $U_{pn}(r)$  от  $J_r(r)$  выражалась из модифицированной формулы Шокли для ВАХ диода с использованием таких параметров р-п перехода, как плотность тока насыщения  $J_{sat}$  и фактор идеальности  $\beta$ .

Коэффициент сбора фототока  $F$  при обратном смещении определялся по формуле:

$$F = \frac{S_a (I_{tot} - I_a)}{I_a (A - S_a)}.$$

Следует отметить, что расчет  $F$  и других характеристик проводился для темнового (равновесного) тока, а результаты расчета использовались для анализа протекания (неравновесного) фототока. Основанием для данного расчета

является то, что при работе ФД в режиме измерения фототока каждый элемент р-n-перехода работает в режиме, типичном для нагруженного солнечного элемента [20]. При этом «нагрузкой» для элемента р-n-перехода  $S_r(r)$  является последовательное сопротивление  $R_p(r)$ , а плотность фототока, протекающего через  $R_p(r)$  и внешнюю цепь, определяется величинами  $R_p(r)$  и  $R_{pn}(r)$ , как и плотность темнового тока.

С помощью предложенной модели проведен расчет распределения плотности тока с использованием типичных параметров для ФД на основе структур р-InAsSbP/n-InAsSb/n-InAs, описанных в [9\*]. При этом принималось  $R_{0a}S_a = 0.05 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ , т. е.  $J_{\text{sat}} = 0.52 \text{ А/м}^2$ ,  $\beta = 1$ , а значение удельного сопротивления  $\rho$  слоя р-InAsSbP варьировалось от 0.01 до 0.1 Ом·см; расчет проводился при  $U = -1 \text{ мВ}$ . Результаты расчета соответствовали ранее полученным экспериментальным данным, так, например, расчетное значение  $F \sim 0.65$  при  $\rho = 0.06\text{-}0.08 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  близко к значению  $F_0 = 0.62$ , полученному в [9\*] из анализа распределения интенсивности ОЛ для ФД с  $R_{0a}S_a \sim 0.056 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$  и  $\rho \sim 0.064 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  при 25 °С (см. таблицу 3). Также показана возможность повышения эффективности сбора фототока за счет снижения сопротивления контактного слоя, например, путем умеренного увеличения концентрации легирующей примеси.

В конце главы 3 изучены ВАХ и сбор фототока в ФД с длинноволновой границей чувствительности  $\lambda_{0.1} = 5.2 \text{ мкм}$ , аналогичных описанным в [11] (см. рис.12). Хорошее согласование экспериментальной и расчетной ВАХ при обратных и малых прямых смещениях было получено при  $J_{\text{sat}} = 15 \text{ А/см}^2$  и  $\beta = 1$ . Возрастание модуля тока на экспериментальной ВАХ при  $U < -0.2 \text{ В}$  связано, вероятнее всего, с развитием туннельного пробоя; данная область ВАХ не рассматривалась в качестве объекта сравнения с расчетом. При прямом смещении основная часть тока протекала в области диода под анодом, и

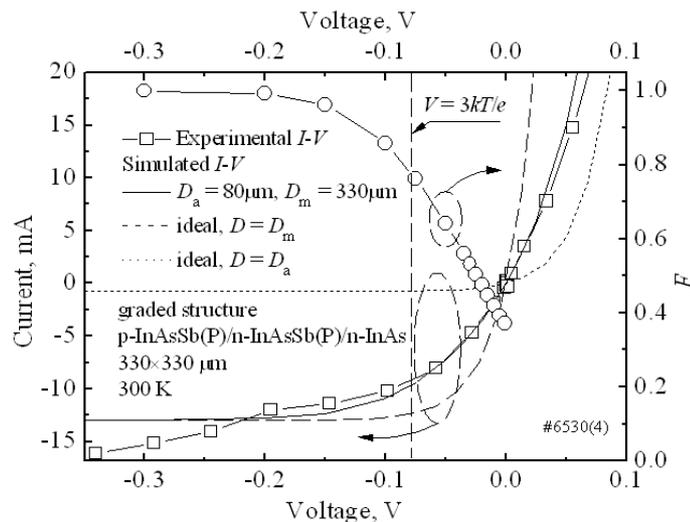


Рисунок 12. Экспериментальные (Experimental  $I-V$ ) (точки  $\square$ ) и рассчитанные по предлагаемой модели (Simulated  $I-V$ ) ВАХ для ФД с дисковым анодом ограниченной площади (сплошные линии); ВАХ идеальных диодов (ideal), содержащих широкие контакты и имеющих диаметры активной области  $D = D_m$  (длинный штрих) и  $D = D_a$  (короткий штрих) (левая шкала). Расчетная зависимость коэффициента сбора фототока ( $F$ ) от напряжения (правая шкала).

характеристики приближались к ВАХ идеального диода с диаметром  $D = D_a$ . Приложение обратного смещения вызывало увеличение сопротивления р-п перехода и возрастание вклада в общий ток удаленных от анода областей диода. При этом ВАХ приближались к характеристике идеального диода с  $D = D_m$ , а коэффициент сбора фототока  $F$  возрастал с  $F \sim 0.35$  при  $U = -1$  мВ до  $F = 1$  при  $U \leq -0.15$  В. Поэтому можно ожидать повышения токовой чувствительности ФД ( $S_1$ ) в  $\sim 2.7$  раза при приложении обратного смещения. Данная оценка соответствует результатам работы [11], в которой для аналогичных ФД с  $\lambda_{0.1} = 5.8$  мкм получено увеличение  $S_1$  в 3 раза за счет перехода от точечного к решетчатому аноду, эффективно собирающему фототок по всей площади мезы.

**Глава 4** основывается на результатах работы [10\*] и в ней проведено моделирование основных характеристик оптического сенсора углекислого газа на основе флип-чип СД типа LED42Su и созданных в главе 3 высокочувствительных ПО ФД с развитым анодом типа PD42FSI. Моделирование проводилось по методике, изложенной в [29], с учетом аналитических выражений для спектров поглощения газа, излучения СД и чувствительности ФД. Для диапазона температур (+20)-( +60) °С и концентраций CO<sub>2</sub> 0-10% при быстродействии 1 отсчет в секунду и оптической длине 10 см относительная погрешность измерения концентрации не превышала 10%, а предел обнаружения не превышал 10 ppm. Полученные результаты показывают перспективность применения описанных сенсоров для контроля технологических процессов.

В заключении приведены основные результаты выполненных исследований и выводы по работе:

1. Анализ сублинейных зависимостей интенсивности электролюминесценции от тока ( $L-I$ ) и влияния сгущения линий тока и затенения излучения непрозрачным анодом на вид  $L-I$  характеристик в диодах на основе структур InAsSbP/InAs показал отсутствие заметной Оже-рекомбинации в широком диапазоне токов. Это позволило смоделировать не искаженные сгущением линий тока ВАХ, например, ВАХ для области р-п перехода под анодом ( $I_a-I$ ), и более точно определить значения плотности тока насыщения и фактора идеальности, важных для установления механизмов токопрохождения в ФД. Так, например, плотность тока насыщения  $I_{a\_sat}/S_a$ , была в 2-3 раза меньше плотностей тока насыщения, определенных из первичных, т.е. «искаженных» ВАХ.
2. Потенциальный барьер на изотипном переходе II-типа n-InAs/n-InAsSbP в ДГС существенно увеличивает дифференциальное сопротивление диодов при нулевом смещении, снижает емкость диодов, а при прямом смещении выполняет также и функции «высокоомного слоя растекания».
3. В фотодиодах для диапазона длин волн  $\lambda > 4$  мкм на основе градиентных структур р(n)-InAsSb(P)/n-InAs и ОГС р-InAsSbP/n-InAsSb/n-InAs имеет место существенная неравномерность пространственного распределения интенсивности ОЛ и плотности обратного тока, приводящая к низкой эффективности сбора фототока. Последнее является одной из основных причин низкой токовой чувствительности ФД с контактом ограниченной

площади к слою р-типа. При повышении температуры от 25 до 80 °С коэффициент сбора неравновесных носителей в ОГС снижается на порядок вследствие усиления сгущения линий обратного тока.

4. Формирование на облучаемой поверхности развитых контактов с большим периметром ( $P_a$ ) и малой площадью ( $S_a$ ), т.е. выполнение условия  $P_a / \sqrt{S_a} \gg 1$ , является эффективным способом повышения чувствительности узкозонных ФД с тонкой базой, работающих в спектральной области  $\lambda > 4$  мкм при повышенных температурах в режиме измерения фототока.
5. Для прогнозирования пространственного распределения плотности тока и основных характеристик диодов с ограниченной площадью контакта может быть использована простая аналитическая модель, учитывающая радиальное изменение латерального сопротивления слоя полупроводника, примыкающего к контакту.
6. Созданы ФД с активным слоем из InAsSb, эффективно работающие в области спектра  $\lambda = 2.2-4.5$  мкм и имеющие токовую чувствительность 0.9 А/Вт на длине волны  $\lambda = 4.2$  мкм при 300 К.
7. Ожидаемый предел обнаружения углекислого газа для оптических сенсоров на основе иммерсионных флип-чип СД ( $\lambda = 4.2$  мкм) и созданных в данной работе ФД на основе InAsSb не превышает 10 ppm в диапазоне температур 20-60 °С и концентраций CO<sub>2</sub> 0-10 % об. при быстром действии 1 отсчет в секунду и оптической длине 10 см, что обеспечивает перспективность применения таких сенсоров в медицинских капнографах и для контроля ряда важных технологических процессов, например, на атомных станциях с графито-газовыми реакторами.

### Список публикаций по теме диссертации

- 1\*. В.А. Matveev, A.V. Ankudinov, N.V. Zotova, S.A. Karandashev, T.V. L'vova, M.A. Remennyu, A.Yu. Rybal'chenko, N.M. Stus', "Properties of mid-IR diodes with n-InAsSbP/n-InAs interface" (Proceedings Paper), Published 25 February 2010 Vol. 7597: Physics and Simulation of Optoelectronic Devices XVIII, Bernd Witzigmann; Fritz Henneberger; Yasuhiko Arakawa; Marek Osinski, Editors, 75970G
- 2\*. Чаус М.В., Рыбальченко А.Ю., Матвеев Б.А., Ратушный В.И. Светодиоды на основе р-InAsSbP/n-InAs в условиях сильной инжекции. Тез. докл. на Молодежную конференцию по физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-Запада «Физика.СПб» (2009)
- 3\*. Чаус М.В., Рыбальченко А.Ю., Матвеев Б.А., Ратушный В.И. Неравномерность протекания тока и его учет при определении характеристик поверхностно облучаемых фотодиодов на основе р-InAsSbP/n-InAs. Тез. докл. на Молодежную конференцию по физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-Запада «Физика.СПб» (2010)
- 4\*. Львова Т.В., Зотова Н.В., Карандашев С.А., Константинов О.В., Матвеев Б.А., Ременный М.А., Рыбальченко А.Ю., Стусь Н.М., «ИК ФОТОДИОДЫ

НА ОСНОВЕ МНОГОБАРЬЕРНЫХ СТРУКТУР, СОДЕРЖАЩИХ InAs», Тезисы доклада XXI-ой Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения, 25-28 мая 2010, Москва, Россия, стр. 102 (2010)

- 5\*. Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, А.Ю. Рыбальченко, Н.М. Стусь. Пространственная неравномерность протекания тока и ее учет при определении характеристик поверхностно облучаемых фотодиодов на основе InAsSbP/InAs // ФТП, 45 (4), 554 (2011)
- 6\*. Б.А. Матвеев, В.В. Кузнецов, В.И. Ратушный, А.Ю. Рыбальченко. Анализ характеристик поверхностно облучаемых фотодиодов с учетом неравномерности протекания тока. Тез. докл. на Национальной конференции по росту кристаллов НКРК-2011, г. Москва, 2011 г.
- 7\*. С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, И.В. Мжельский, В.Г. Половинкин, М.А. Ременный, А.Ю. Рыбальченко, Н.М. Стусь. Неравномерность пространственного распределения отрицательной люминесценции в фотодиодах на основе InAsSb(P) (длинноволновая граница  $\lambda_{0.1} = 5.2$  мкм) // ФТП, 46 (2), 259 (2012)
- 8\*. С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, И.В. Мжельский, В.Г. Половинкин, М.А. Ременный, А.Ю. Рыбальченко, Н.М. Стусь, «Об эффективности сбора фототока в обратно-смещенных фотодиодах на основе InAsSbP (длинноволновая граница  $\lambda_{0.1} = 5.2$  мкм)». Тез. докл. на Российской конференции и школе по актуальным проблемам полупроводниковой нанофотоэлектроники, «Фотоника 2011», 22-26 августа 2011г., Новосибирск, стр. 22
- 9\*. Н.Д. Ильинская, А.Л. Закгейм, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, В.И. Ратушный, М.А. Ременный, А.Ю. Рыбальченко, Н.М. Стусь, А.Е. Черняков. Поверхностно облучаемые фотодиоды на основе InAsSb (длинноволновая граница  $\lambda_{0.1} = 4.5$  мкм), работающие при температурах 25-80 °С. ФТП, 46 (5), 708 (2012)
- 10\*. Матвеев Б.А., Ратушный В.И., Рыбальченко А.Ю., Сотникова Г.Ю. Высокотемпературные датчики углекислого газа для систем безопасности в энергетике на основе поверхностно облучаемых фотодиодов на основе InAsSb. Глобальная ядерная безопасность, №1 (1), 110 (2011)
- 11\*. С.А.Карандашев, Б.А. Матвеев, В.И. Ратушный, А.Ю. Рыбальченко, М.А.Ременный, Н.М.Стусь. Вольт-амперные характеристики и сбор фототока в радиально симметричных поверхностно облучаемых фотодиодах на основе InAsSb. ЖТФ, 2014 (в печати).

### Список цитируемой литературы

1. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов: в 2 книгах. Пер. с англ. — 2-е перераб.и доп.изд. — М.: Мир, 1984. — 456с., ил.
2. A. Rogalski, M.Razeghi. Narrow gap semiconductor photodiodes. SPIE Vol. 3287. 0277-786X
3. Каталог фирмы Hamamatsu. <http://www.hamamatsu.com/>

4. Каталог фирмы ИоффеЛЕД. <http://www.ioffeled.com/>
5. Каталог фирмы ООО «АИБИ» (IBSG Co., Ltd). <http://www.ibsg.ru/>
6. Antoni Rogalski. Heterostructure infrared photodiodes // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, **3** (2), 111 (2000)
7. В.В. Кузнецов, Л.С. Лунин, В.И. Ратушный. Гетероструктуры на основе четверных и пятерных твердых растворов  $A^{III}B^V$ . - Ростов н/Д.: Изд-во СКНЦ ВШ, 2003. - 376с.: ил.
8. Philip Klipstein. «XBn» Barrier Photodetectors for High Sensitivity and High Operating Temperature Infrared Sensors. SPIE, 2008
9. M. Razeghi. Overview of antimonide based III-V semiconductor epitaxial layers and their applications at the center for quantum devices // *Eur. Phys. J., AP* **23**, 149-205 (2003)
10. Б.А. Матвеев. Инфракрасная полупроводниковая оптоэлектроника с использованием гетероструктур из арсенида индия и твердых растворов на его основе: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. СПб, 2010.
11. Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь. Неохлаждаемые фотодиоды на основе InAsSb(P) с длинноволновой границей чувствительности 5.8  $\mu\text{m}$  // *Письма ЖТФ*, **38** (5), 85 (2012).
12. Т.Н. Данилова, Б.Е. Журтанов, А.Л. Закгейм, Н.Д. Ильинская, А.Н. Именков, О.Н. Сараев, М.А. Сиповская, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Мощные светодиоды, излучающие в области длин волн 1.9-2.1  $\mu\text{m}$  // *ФТП*, **33** (2), 239 (1999)
13. А.Л. Закгейм, Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, А.Е. Черняков. Неохлаждаемые широкополосные флип-чип фотодиоды на основе InAsSb ( $\lambda_{\text{cut-off}} = 4.5 \mu\text{m}$ ) // *ФТП*, **43** (3), 412 (2009)
14. M.A. Remennyu, B.A. Matveev, N.V. Zotova, S.A. Karandashev, N.M. Stus, N.D. Ilinskaya. InAs and InAs(Sb)(P) (3-5  $\mu\text{m}$ ) immersion lens photodiodes for portable optic sensors // *Proc. of SPIE Vol. 6585 658504-1* (2007)
15. Volodymyr Tetyorkin, Andriy Sukach and Andriy Tkachuk (2011). InAs Infrared Photodiodes, *Advances in Photodiodes*, Prof. Gian Franco Dalla Betta (Ed.), ISBN: 978-953-307-163-3, InTech, DOI: 10.5772/14084. Available from: <http://www.intechopen.com/books/advances-in-photodiodes/inas-infrared-photodiodes>
16. А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Трищенко. Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды. - М.: Физматкнига, 2011
17. M. Carras, J.L. Reverchon, G. Marre, C. Renard, B. Vinter, X. Marcadet, V. Berger. Interface bandgap engineering in InAsSb photodiodes // *Appl. Phys. Lett.* **87**, 102103 (2005)
18. Ф. Шуберт. Светодиоды. Пер. с англ. под ред. А.Э. Юновича, 2-е изд. (М., Физматлит, 2008).
19. V.K. Malyutenko, A.V. Zinovchuk and O.Yu. Malyutenko. Bandgap dependence of current crowding effect in 3-5  $\mu\text{m}$  InAsSb/InAs planar light emitting devices // *Semicond. Sci. Technol.* **23** (2008) 085004
20. V.K. Malyutenko, S.S. Bolgov. *Proc. SPIE*, **7617**, 76171K-1 (2010)
21. Андреев В.М., Грилихес В.А., Румянцев В.Д. Фотоэлектрические

преобразователи концентрированного солнечного излучения. — Л.: Наука, 1989. — 310 с.

22. A. Krier, X.L. Huang. Design considerations for uncooled InAs mid-infrared light emitting diodes grown by liquid phase epitaxy // *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** (2006) 255-261

23. В.И. Иванов-Омский, Б.А. Матвеев. Отрицательная люминесценция и приборы на ее основе. Обзор // *ФТП*, **41** (3), 257 (2007)

24. V.K. Malyutenko, O.Yu. Malyutenko, A.D. Podoltsev, I.N. Kucheryavaya, B.A. Matveev, M.A. Remennyi, N.M. Stus'. Current crowding in InAsSb light emitting diodes // *Appl. Phys. Lett.* **79** (25), 4228 (2001)

25. J12 Series InAs detectors operating instructions. Teledyne Judson Technologies. Oct. 2000. Каталог фирмы Teledyne Judson Technologies. <http://www.judsontechnologies.com/>

26. I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys // *J. Appl. Phys.*, **89** (11), 5815 (2001)

27. O.V. Konstantinov, T.V. L'vova, M.M. Pachanov. Plateau of Mott type in C-V characteristics of Schottky diodes with heterojunction // *Semiconductors*, **23**, 1283 (1989)

28. Геворкян Р.Г. Курс физики: Учеб. пособие. — М.: Высш. школа, 1979. — 656 с., ил.

29. С.Е. Александров, Г.А. Гаврилов, А.А. Капралов, Б.А. Матвеев, Г.Ю. Сотникова, М.А. Ременный. Моделирование характеристик оптических газовых сенсоров на основе диодных оптопар среднего ИК-диапазона спектра // *ЖТФ*, **79** (6), 112 (2009)