

Анализ механизмов темновых токов матриц ультрафиолетовых фотодиодов на основе гетероструктур AlGaN

Н. И. Яковлева, А. В. Никонов, К. О. Болтарь, М. В. Седнев

Созданы и исследованы матрицы ультрафиолетовых фотодиодов, чувствительные в ближнем ультрафиолетовом диапазоне спектра 0,2–0,4 мкм на основе гетероэпитаксиальных структур $Al_xGa_{1-x}N$ (ГЭС AlGaN). ГЭС AlGaN выращивались методами осаждения из металлоорганических соединений (MOVPE) и молекулярно-лучевой эпитаксии (MBE) на сапфировых подложках. Для уменьшения структурных дефектов исследовалось состояние поверхности и приповерхностного слоя эпитализированных сапфировых подложек, отработывалась технология их финишной обработки. Матрицы ультрафиолетовых фотодиодов в структурах ГЭС AlGaN изготавливались методом ионного травления. Проведено моделирование составляющих темнового тока для фотодиодов на основе нитридов алюминия-галлия. Рассчитаны основные составляющие темнового тока, такие как генерационно-рекомбинационный, шунтирующей утечки, прыжковой проводимости, Пула–Френкеля. Показана возможность достижения фотоэлектрических параметров на уровне лучших зарубежных аналогов.

Ключевые слова: AlGaN, GaN, ультрафиолетовый спектральный диапазон, УФ, гетероэпитаксиальные структуры, $p-i-n$ -фотодиод, ультрафиолетовый фотоприемный модуль, УФМ.

Введение

Одним из актуальных направлений совершенствования оптико-электронной аппаратуры является использование ультрафиолетовых матричных фотоприемных модулей (УФМ) для решения ряда важных задач гражданского назначения, например, таких как экологический мониторинг поверхности земли и атмосферы (определение концентрации озона), контроль компонентов горения в реактивных двигателях и в теплоэнергетике, мониторинг возгораний и пожаров, УФ-астрономия и

медицинские исследования, неразрушающий контроль деталей машин и механизмов и др. [1].

Использование УФМ в комплексе с ИК-фотоприемниками существенно повышает возможности обнаружения и распознавания объектов, излучающих в УФ-диапазоне, за счет деселекции, в том числе по отрицательному контрасту.

За рубежом подавляющее большинство исследований и разработок УФМ связано с полупроводниковыми твердыми растворами AlGaN, которые в зависимости от состава изменяют ширину запрещенной зоны от ~3,4 (GaN) до ~6,2 эВ (AlN), что соответствует изменению границы чувствительности материала (по уровню 0,5) от ~365 до ~205 нм. На основе тройных соединений выполняются как активные фоточувствительные слои AlGaN, так и слои – оптические фильтры, обеспечивая, таким образом, получение структур, чувствительных как в солнечно-слепом (240–290 нм), так и в видимо-слепом (290–360 нм) диапазонах спектра [2–4].

Целью данной работы являлся анализ отдельных технологических особенностей формирования матриц ультрафиолетовых фотодиодов для ультрафиолетовых фотоприемных модулей (УФМ) на основе полупроводниковых твердых растворов AlGaN, сопряженный с расчетом основных составляющих темновых токов УФМ, а именно, ге-

Яковлева Наталья Ивановна¹, главный научный сотрудник НИЦ, к.т.н.

Никонов Антон Викторович^{1,2}, начальник НИЦ, доцент, к.ф.-м.н.

Болтарь Константин Олегович^{1,2}, начальник НТК, профессор, д.ф.-м.н.

Седнев Михаил Васильевич¹, начальник участка, к.т.н.

¹ АО «НПО «Орион».

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

Тел. 8(499) 374-81-30. E-mail: orion@orion-ir.ru

² Московский физико-технический институт

(государственный университет).

Россия, 141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

Статья поступила в редакцию 5 февраля 2018 г.

нерационно-рекомбинационный тока, тока шунтирующей утечки, тока прыжковой проводимости, тока Пула–Френкеля, что, в конечном итоге, должно позволить объективно интерпретировать результаты экспериментального моделирования темновых токов и оценить возможности создания отечественных $p-i-n$ -фотодиодов и УФМ на уровне лучших зарубежных аналогов.

Гетероэпитаксиальные структуры группы нитридов AlGaN

Подготовка подложек

Для выращивания структур третьей группы нитридов наиболее широко используемыми подложками являются сапфир (Al_2O_3) с коэффициентом рассогласования 16 % и карбид кремния 6H-SiC с коэффициентом 3,5 %. Потенциально в качестве

альтернативных подложек также рассматриваются соединения $LiAlO_2$, $MgAl_2O_4$, $ScMgAlO_4$, ZnO , Si и другие.

Задача повышения параметров УФМ на основе гетероструктур AlGaN зависит не только от условий роста исходных материалов, но также и от качества подготовки поверхности сапфировых подложек. С учетом значительного рассогласования постоянных кристаллических решеток сапфира и эпитаксиальных слоев нитрида алюминия-галлия (AlGaN), на конечный результат эпитаксиального выращивания влияют совершенство кристаллической структуры сапфира, технология механической обработки, геометрические параметры, состояние поверхности и приповерхностного слоя эпитолированных подложек, а также технология их постфинишной обработки. Основные характеристики сапфира приведены в табл. 1.

Таблица 1

Основные характеристики сапфира

Параметр	Значение	Температура при измерении
Постоянная решетки, (Å)	$a = 4,765, c = 10,2982$	20 °C
Температура плавления, °C	2030	
Плотность, г/см ³	3,98	20 °C
Коэффициент термического расширения, K ⁻¹	$6,66 \times 10^6 \parallel c\text{-axis}$	20–50 °C
	$9,03 \times 10^6 \parallel c\text{-axis}$	20–1000 °C
	$5,0 \times 10^6 \perp c\text{-axis}$	20–1000 °C
Изменение параметра решетки в диапазоне температур	$a/a_0 = 0,83, c/c_0 = 0,892$	293–1300 K
Теплопроводность, Вт/(K×моль)	0,23 $\parallel c\text{-axis}$	296 K
	0,25 $\parallel a\text{-axis}$	299 K
Теплоемкость, Дж/(K×моль)	77,9	298 K
Модуль Юнга, ГПа	452–460 в направлении [0001], 352–484 в направлении [1120]	
Предел прочности, МПа	190	300 K
Коэффициент Пуассона	0,25–0,30	300 K
Твердость (наноиндентор)	23,9±2,0	300 K
Ширина запрещенной зоны, эВ	8,1–8,6	Экспериментальное значение
Удельное сопротивление, Ом×см	$> 10^{11}$	300 K

Для изготовления подложек из сапфира с целью выращивания на них приборных структур кристаллы Al_2O_3 подвергались технологической обработке следующих видов:

- кругление и резка;
- механическая шлифовка и полировка;
- химико-механическая полировка (ХМП).

Пластины Al_2O_3 толщиной 300–700 мкм формировались механической резкой из монокристаллических слитков, толщина нарушенного слоя после резки не превышала 50 мкм. Поэтапный многостадийный процесс механической и химико-механической обработки эпитолированных сап-

фировых подложек позволил снизить глубину нарушенного слоя на поверхности пластин до 5–10 мкм.

Основной задачей, поставленной при разработке технологии эпитолированных пластин из сапфира, являлся поиск новых технологических решений, обеспечивающих минимальное число дефектов, наследуемых от подложки в эпитаксиальных слоях выращиваемого материала.

В процессе отработки технологии основными параметрами процесса механического шлифования и полирования являлись размер зерна абразива, прикладываемое к обрабатываемой пластине давление, скорость вращения шлифовального или

полировального инструмента, продолжительность цикла. Режимы обработки поверхности подложек выбирались исходя из оптимизации времени технологического процесса и обеспечения минимальной дефектности. Операции шлифования и механического полирования проводились на несвязанном алмазном абразиве с поддержанием оптимального зазора между подложкой и шлифовальным диском. Проведен выбор оптимальных скоростей шлифования и полирования для обеспечения требуемого качества обрабатываемой поверхности и необходимой скорости удаления нарушенных слоев материала.

После механической обработки поверхность сапфировых пластин имела остаточную дефектность, при этом среднеквадратичная шероховатость составляла 0,8–8,0 нм на 1 мм². Для доведения поверхности пластин до состояния «*eri-ready*» применялись травление в фосфорной кислоте, смеси серной и фосфорной кислот H₂SO₄ + H₃PO₄ с соотношением 3:1. Подложки погружались в раствор и выдерживаются при температуре $T = 300$ °С на протяжении 20 мин. Затем производилась промывка в деионизованной воде в течение трех минут.

Для устранения дефектов обработки сапфировые подложки отжигались при высокой температуре. Были проведены эксперименты при различных температурах (1000, 1100, 1200, 1300 и 1400 °С) для определения оптимальной температуры отжига. При температуре отжига выше 1300 °С происходило значительное уменьшение концентрации царапин и несовершенств, а отжиг при температуре ~1400 °С в течение 1 часа приводил к полному избавлению от дефектов на поверхности.

Авторами работы [5] отмечено, что возможно развитие скрытых дефектов полировки во время хранения пластин за счет взаимодействия поверхности с атмосферной влагой, что делает актуальной проблемой особой постфинишной обработки и сохранения параметров подготовленной поверхности пластины особым образом до процесса эпитаксии нитридных соединений.

Таким образом, проведена оптимизация следующих параметров:

- значений прикладываемого давления к обрабатываемой подложке в зависимости от выбранного абразива и размера подложки;
- скорости и метода подачи шлифовальной пасты, что позволяет контролировать количество абразивного материала на шлифовальном диске;
- состава и условий применения (температура, материал и свойства полотна) полирующего травителя при финишной ХМП, позволяющие обрабатывать подложку с качеством «*eri-ready*».

На конечном этапе после обработки технологии подготовки подложек из сапфира пластины азотировались в потоке плазмы азота или термически разлагаемого аммиака непосредственно в МЛЭ-реакторах. После азотирования на поверхности наблюдалась низкая плотность дефектов (~10⁸ см⁻²). Время азотирования поверхности обычно не превышало трех минут [6].

Выращивание структур группы нитридов

В настоящее время существует множество различных методов выращивания соединений группы нитридов, а именно: газозофазовая эпитаксия (HVPE), эпитаксия из металлоорганических соединений (MOVPE), молекулярно-лучевая эпитаксия (RMBE), объемное выращивание материала и др. Метод газозофазной эпитаксии из неорганических соединений – один из первых методов, используемых для выращивания структур группы нитридов. По данной технологии получали буферные слои и темплейты высокого кристаллического совершенства. Эпитаксия из металлоорганических соединений MOVPE считается современным перспективным методом, позволяющим получать гетеропереходы с резкими границами между слоями. Часто выращивание проводится комбинированными методами, например, буферные слои выращиваются методом HVPE, а основной материал – MOVPE, поэтому все методы эпитаксиального выращивания имеют независимое значение.

Традиционно приборные эпитаксиальные гетероструктуры на основе нитридов III группы выращиваются на подложках из сапфира. Из-за большого рассогласования постоянных решетки и коэффициентов термического расширения нитридных полупроводников и подложечных материалов, а также из-за сложности процесса инициации роста на подложках плотность проникающих дислокаций в эпитаксиальных слоях составляет ~10⁹ см⁻². Технология выращивания крупноформатных подложек в настоящее время разработана в основном для кремния Si, в меньшей степени для других полупроводниковых материалов. Выращивание структур на подложках из нитрида галлия GaN пока носят лабораторный характер.

Разработка специальных буферных слоев и режимов их получения позволила уменьшить плотность дислокаций до ~10⁸ см⁻², а в ряде случаев до (2–5)×10⁷ см⁻². Использование так называемых «шаблонов», т.е. буферных слоев толщиной от нескольких нанометров до нескольких десятков микрометров, выращиваемых преимущественно с помощью хлоридно-гидридной эпитаксии, а иногда с применением технологии эпитаксиального латерального наращивания (ELO) через нанесенную на

ростовую поверхность маску, позволило снизить плотность дислокаций до $(1-2) \times 10^7 \text{ см}^{-2}$. Наиболее перспективной считается технология бокового наращивания, теперь она распространилась на сферу изготовления большинства приборов группы нитридов, в том числе и на фотоприемные структуры. Данная технология не является совершенно новой [7], т. к. она успешно использовалась для получения эпитаксиальных слоев других полупроводниковых соединений, например, для GaAs/Si [8, 9].

В ростовом процессе в роли сурфактанта (поверхностно-активного вещества) выбран кремний, что позволило изменить режим роста с двумерного на трехмерный [10]. Технология опробована в эпитаксиальных процессах MOVPE и MBE, в результате получены 3D-гетероструктуры из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ высокого кристаллического совершенства.

Для достижения контролируемого уровня легирования эпитаксиальных слоев *n*-типа проводимости использовался моносилан, подаваемый в камеру с помощью дополнительной газовой линии, обеспечившей возможность изменения уровня легирования от 10^{16} до 10^{20} см^{-3} . Анализ поверхности слоев в процессе эпитаксии проводился «in-situ» с помощью дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭ).

Для удаления с поверхности подложек остаточных загрязнений – следов травителей, растворителей, а также адсорбированных газов (H_2O , CO , CO_2 и др.) — перед загрузкой в ростовую камеру проводился предварительный отжиг подложек в условиях высокого вакуума в отдельной камере [11]. В ходе предварительного отжига подложки в течение 30 мин. находились при температуре 600°C , при этом давление в камере не превышало 10^{-4} Па.

Из-за большого рассогласования параметров решеток сапфира и нитридов для успешного эпитаксиального роста использовались специальные технологические приемы, среди которых одним из важнейших является нитридизация поверхности сапфира [12]. Процесс нитридизации заключался в выдерживании нагретой до температуры $900-1000^\circ\text{C}$ чистой поверхности сапфира в потоке аммиака для создания на поверхности тонкого эпитаксиального кристаллического слоя AlN, обеспечивающего резкое улучшение качества последующих эпитаксиальных слоев [13].

Затем структуры подвергались отжигу при температуре $\sim 1100^\circ\text{C}$, во время которого происходили существенные морфологические изменения в структуре растущих слоев, превращая их в микроструктуру, содержащую трехмерные островки, как показано на рис. 1.

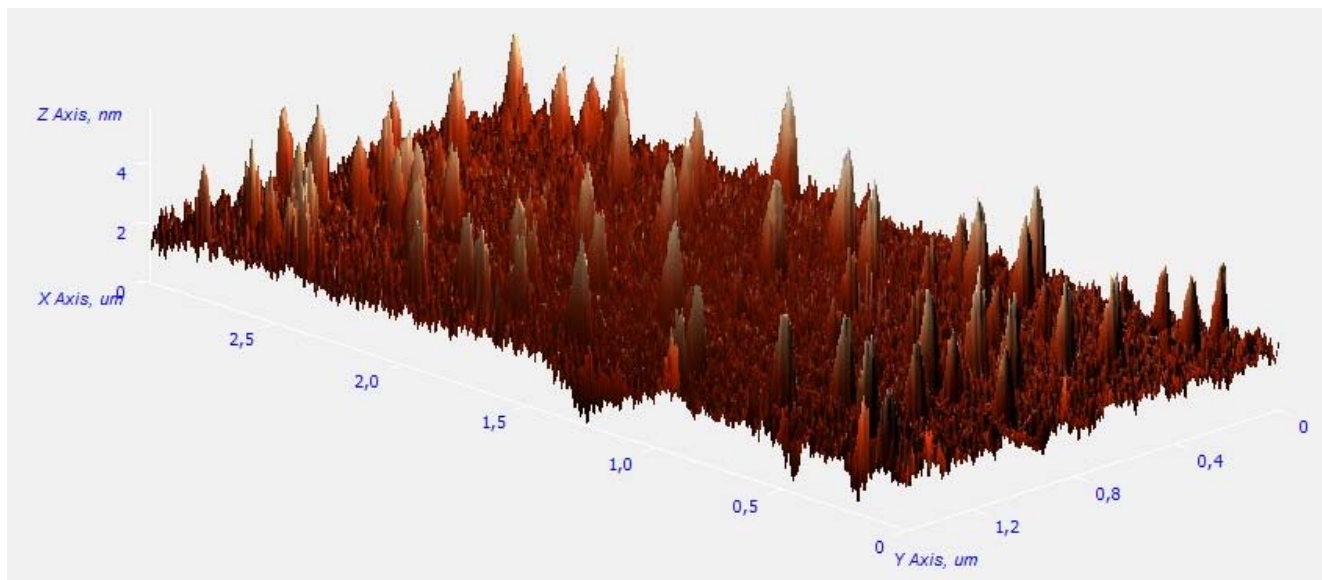


Рис. 1. Микроструктура слоя AlGaIn после отжига при температуре 1100°C .

Было выявлено, что для проведения 3D-процесса наиболее критическими являются два параметра: 1) состав носителей газа (N_2 or N_2+H_2); 2) продолжительность обработки в смеси газов [14]. Островковая структура AlN достигается в присутствии водорода H_2 , который выступает как в качестве несущей газовой составляющей. Воз-

действие водорода H_2 замедляет процесс «morphactant», что было отмечено ранее в работе [14]. Водород оказывает воздействие и на форму островков. Дальнейшие исследования [15] подтвердили, что возникновение островковой структуры зависит от концентрации водорода в камере реактора.

Температурная обработка и выращивание при высокой температуре проводились в 2D-процессе для получения зародышевых слоев. Нитридизация выполнялась на ранних стадиях изучения ростовой технологии различными группами исследователей, благодаря их усилиям плотность дислокаций была уменьшена до значений 10^8 см^{-2} [16, 17]. Было обнаружено, что зарождение на нитридизованной сапфировой подложке тонкого слоя AlN при температуре 600°C в условиях обогащения по Al способствует формированию Al-полярности. При этом плотность дефектов в режиме 3D была уменьшена до значений $\text{mid-}10^7 \text{ см}^{-2}$, что подтвердили данные атомно-силовой микроскопии. Измерения по Холлу показали, что подвижность в образцах изменялась в пределах $500\text{--}700 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ (300 K), фоновая концентрация была менее 10^{16} см^{-3} для слоев GaN, прошедших предварительную обработку. При измерении спектров фотолюминесценции интенсивность пиковых значений выросла в двадцать раз по сравнению с режимом 2D.

При охлаждении тепловое несоответствие коэффициентов термического расширения между AlGaIn и сапфиром приводило к перекомпенсации внутренних напряжений и возникновению остаточных напряжений, которые превосходили напряжения в слоях AlGaIn, выращенных в режиме 2D [18]. Позже при использовании темплейтов было доказана возможность выращивания высококачественных слоев AlGaIn с плотностью дислокаций менее 10^8 см^{-2} .

Резюмируя вышесказанное, можно сделать следующие основные выводы.

1. При выращивании необходима оптимизация скорости роста зародышевых слоев [19–21]. Термический отжиг буферного слоя заданной толщины [22–24] приводит к возникновению микроструктуры на поверхности подложки.

2. Качество кристаллической структуры выращиваемых слоев улучшается при небольшой дезориентации сапфировой подложки. Было найдено, что небольшая дезориентация сапфира на $0,17^\circ$ значительно улучшает морфологию поверхности [25].

3. Содержание несущих газов оказывает большое влияние на количество дефектов. Оптимизация составляющих процесса выращивания, а именно, соотношение V/III групп во время получения зародышевых слоев позволяет уменьшать плотность дислокаций до значений $\text{mid-}10^8 \text{ см}^{-2}$ [26]. Подбор соответствующей комбинации несущих газов аммиака (NH_3) или N_2 позволяет уменьшить остаточные напряжения и улучшить качество структуры [27].

4. Качество кристаллической структуры значительно улучшается при использовании высокого давления (порядка 1,6 атм.), что было исследовано

по плотности ямок травления выращенных структур [28].

5. Использование трехшагового процесса позволяет выращивать качественные слои с минимальным количеством дефектов. Первым шагом является выращивание слоя AlN атомной толщины (ALE), вторым шагом является формирование темплейтов, обеспечивающих плотность дислокаций менее 10^8 см^{-2} [29]. Выращенные на темплейтах слои GaN/AlGaIn имеют плотность дислокаций менее $\text{mid-}10^7 \text{ см}^{-2}$. Третьим шагом является использование сверхрешеток AlN/GaN в МЛЭ для выращивания структур группы нитридов, что уменьшает плотность дислокаций на порядок [30].

Теоретические исследования токовых механизмов в УФМ

Исследуемые образцы

Матрицы фоточувствительных элементов изготавливалась в $p\text{--}i\text{--}n$ -гетероструктурах AlGaIn (GaN), архитектура которых представлена на рис. 2. Она состояла из следующих частей:

- прозрачной в УФ-диапазоне спектра сапфировой подложки с антиотражающим покрытием;
- буферных слоев для уменьшения плотности дислокаций в последующих слоях структуры;
- легированного кремнием Si, уменьшающего дефектность последующих слоев фильтрующего слоя из AlGaIn n -типа проводимости, состав которого определяет коротковолновую границу спектральной чувствительности;
- контактного слоя из AlGaIn n -типа проводимости;
- поглощающего слоя AlGaIn i -типа проводимости с шириной запрещенной зоны, соответствующей заданному спектральному диапазону;
- легированного магнием Mg слоя AlGaIn p -типа проводимости, к которому формируется p -контакт.

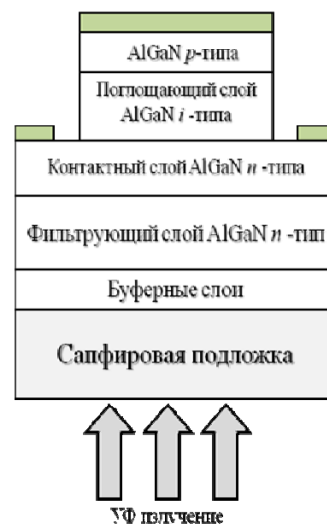


Рис. 2. Структура $p\text{--}i\text{--}n$ -фотодиода на основе ГЭС AlGaIn.

В выращенных структурах AlGaIn изготавливались матрицы формата 320×256 элементов с шагом 30 мкм, габаритные размеры фоточувствительной области которых составляли 9,6×7,7 мм. Толщина эпитаксиальных фоточувствительных и фотодиодных слоев нитридов, выращенных на подложках Al₂O₃, выбиралась для достижения высокой квантовой эффективности. Фоточувствительные элементы матрицы формировались мезатравлением и защищались диэлектрическими покрытиями SiO₂ или Si₃N₄. В центре каждого элемента изготавливались индиевые микроконтакты размером 0,016×0,016 мм для гибридизации с кремниевой БИС. По периферии кристалла выращивались индиевые столбики для контакта к базовому слою.

На рис. 3 представлен фрагмент матрицы фоточувствительных элементов (МФЧЭ), изготовленной в процессе отработки технологии мезатравления с металлическим контактным слоем Ni/Au на поверхности чувствительных элементов.

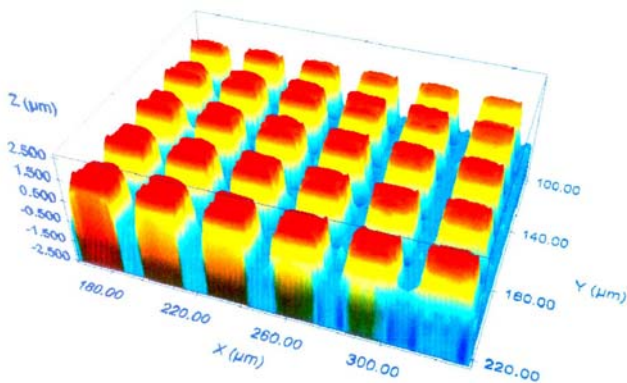


Рис. 3. Профилограмма фрагмента МФЧЭ с разделением на мезаэлементы.

Токовые механизмы в *p-i-n*-фотодиодах на основе GaN/AlGaIn

В *p-i-n*-фотодиодах, изготовленных на основе широкозонных материалов двойных и тройных соединений нитридов, концентрация неосновных носителей заряда мала, и, следовательно, диффузия носителей заряда не является доминирующей составляющей при расчете темнового тока. Из-за большой ширины запрещенной зоны вклад туннельного тока также мал. Поэтому основной вклад в темновой ток вносят генерационно-рекомбинационные процессы. При обратных напряжениях смещения возможными механизмами, определяющими темновой ток фотодиодов на основе GaN, являются прыжковая проводимость, ток Пула-Френкеля и токи утечек [31, с. 449–450].

Генерационно-рекомбинационные процессы

Наиболее значимым для нитридов является ток генерации-рекомбинации (*g-r*), который обусловлен захватом и высвобождением свободных носителей заряда ловушками (центрами дефектов). Если центры локализованы в верхней области запрещенной зоны, они захватывают электроны излучения, переходящие или покидающие зону проводимости. Если центры располагаются в нижней половине запрещенной зоны, они захватывают и излучают дырки у края валентной зоны. Электрон может быть захвачен ловушкой в том случае, если ловушка пуста, он также может перейти обратно в зону проводимости. Подобные процессы проходят с дырками и с ловушками, захватывающими дырки. Расположенные в центре запрещенной зоны ловушки являются весьма эффективными центрами захвата и излучения носителей заряда.

Механизм возникновения генерационно-рекомбинационного тока впервые встречается в теории Шокли-Рида-Холла [32]. При прямом напряжении смещения рекомбинационный ток может быть представлен уравнением

$$I_{rec} = I_{rec0} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \quad (1)$$

где V – приложенное напряжение смещения, I_{rec0} – рекомбинационный ток в отсутствии приложенного напряжения смещения, q – заряд электрона, k – постоянная Больцмана.

Коэффициент неидеальности

При аппроксимации вольтамперных характеристик фотодиодов на основе нитридов формулой вида

$$I_{fW} = I_{0fW} \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (2)$$

(где n – коэффициент неидеальности диода) было получено, что параметр неидеальности n практически всегда превышает значение $n > 2$. В работе [33] для *p-i-n*-диодов, изготовленных на основе тройных соединений AlGaIn, измерены вольтамперные характеристики и вычислены коэффициенты неидеальности диодов, которые составили от 2,3 до 4,6.

Столь высокие коэффициенты неидеальности (теоретические значения для диффузионного и генерационно-рекомбинационного токов соответственно равны $n = 1$ и $n = 2$) могут объясняться плохим качеством контактов к *p*-области фотоди-

ода [34]. Изготовление омического контакта к p -области является одной из наиболее технологически сложных операций из-за невозможности выбора металла с нужной работой выхода и необходимости дополнительного легирования контактного слоя p -типа проводимости [35].

При недостаточном легировании p -области на границе раздела металла и полупроводника может образоваться обратно-смещенный барьер Шотки, что и приводит к увеличению коэффициента неидеальности. Ток при обратном напряжении смещения в режиме термоэлектронной эмиссии при $V \gg kT/q$ определяется формулой из [36]:

$$I_{TE} = I_{01} \exp\left(\frac{qV_1}{n_1 kT}\right), \quad (3)$$

где n_1 – коэффициент неидеальности обратно-смещенного диода.

Ток при прямом напряжении смещения записывается в виде:

$$I_{fW} = I_{02} \exp\left(\frac{qV_2}{n_2 kT}\right), \quad (4)$$

где n_2 – коэффициент неидеальности для прямосмещенного диода.

Согласно авторам работы [37], фотодиод на основе AlGaIn можно рассматривать в виде последовательно соединенных диода Шотки и фотодиода. Поэтому справедливы соотношения:

$$V = \sum_{i=1}^2 \left[n_i \left(\frac{kT}{q} \right) \ln I - n_i \left(\frac{kT}{q} \right) \ln I_{0i} \right] \quad (5)$$

или

$$\ln I = \frac{q/kT}{\sum_i n_i} V + \frac{\sum_i n_i \ln I_{0i}}{\sum_i n_i}. \quad (6)$$

Второе слагаемое формулы (6) не зависит от приложенного напряжения смещения, поэтому коэффициент неидеальности представляет собой сумму

$$n = n_1 + n_2 \quad (7)$$

и может превышать теоретическое значение $n = 2$.

Последовательное сопротивление

При прямом напряжении смещения важную роль играет последовательное сопротивление p - i - n -диода R_S , которое содержит две составляющие [38]:

$$R_S = R_i + R_c, \quad (8)$$

где R_i – сопротивление i -области и R_c – сопротивление контактов.

Уравнение для тока в зависимости от напряжения при $V \gg \frac{kT}{q}$ имеет вид:

$$I_{fW} = I_{0fW} \exp\left(\frac{qV - IR_S}{nkT}\right) \quad (9)$$

где I_{0fW} – ток при отсутствии напряжения смещения; n – коэффициент неидеальности диода; R_S – последовательное сопротивление.

Токи утечек

При малых напряжениях смещения (как прямого, так и обратного) доминирующим токовым механизмом являются токи утечек, которые возникают из-за наличия дефектов в p - i - n -структуре. Хирш и Баррире [38] предложили следующую зависимость для тока утечки:

$$I_{lk} = \frac{V}{R_{lk}}, \quad (10)$$

где R_{lk} – шунтирующее сопротивление дефектов структуры.

Прыжковая проводимость

Одним из возможных механизмов, который играет значительную роль в формировании вольт-амперной характеристики (ВАХ) при обратном напряжении смещения для AlGaIn, является прыжковая проводимость [39]. Построение модели с учетом прыжковой проводимости фотодиодов на основе AlGaIn возможно, исходя из условия, что ток возникает из-за переходов (прыжков) носителей заряда через ловушки, локализованные в обедненном слое. Причиной данного процесса является взаимодействие фононов и локализованных электронов, волновые функции которых частично перекрываются на пустой ловушке. Механизм прыжковой проводимости описывает поведение носителей в полупроводниках с очень малой подвижностью, что характерно для соединений нитридов галлия-алюминия. В работе [39] получен следующий закон для прыжковой проводимости:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right)^{1/4}. \quad (11)$$

Хилл, Поллак и Рисс [40] предложили следующую зависимость для прыжкового тока от напряженности электрического поля:

$$I_{hop} = I_{0hop} \exp \left(C \frac{qE_a}{2kT} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right) \quad (12)$$

где I_{0hop} – ток в отсутствии поля; T_0 – характеристический температурный параметр; C – параметр, характеризующий упорядоченность структуры; a – характерный размер локализации электронной волновой функции, а среднее электрическое поле записывается в виде:

$$E_a = \frac{V_{bi} - V}{W}, \quad (13)$$

где V_{bi} – встроенный потенциал; W – ширина обедненной области; V – приложенное напряжение смещения.

Эффект Пула-Френкеля

При больших обратных напряжениях смещения одним из возможных механизмов возникновения носителей заряда в зоне проводимости, согласно [41], является эффект Пула-Френкеля. По аналогии с эффектом Шотки, электрическое поле уменьшает кулоновский потенциальный барьер, связанный с кулоновским взаимодействием между электроном и положительно заряженной ловушкой, что увеличивает вероятность эмиссии электронов в зону проводимости. Согласно работе [41], ток Пула-Френкеля можно записать в следующем виде:

$$I_{pf} = I_{0pf} \exp \left(\frac{\beta_{pf} E^{1/2}}{\xi kT} \right), \quad (14)$$

где I_{0pf} – ток при отсутствии поля; β_{FP} – постоянная Пула-Френкеля; ξ – численный параметр.

Теоретическая модель ВАХ

Необходимо отметить, что теоретические зависимости для прыжкового тока и тока Пула-Френкеля характерны для области обратного смещения. При прямом напряжении смещения их влияние несущественно, при этом эффект Пула-Френкеля проявляется при достаточно сильных полях $E \geq 5 \times 10^5$ В/см, как и ток вследствие прыжковой проводимости максимален для электрических полей $E \leq \frac{2kT}{qa} \approx 5 \times 10^5$ В/см, где для оценки взят радиус локализации $a = 1$ нм.

Темновой ток при прямом напряжении смещения

Темновой ток при прямом напряжении смещения в случае отсутствия внешнего излучения можно представить в следующем виде:

$$I_{fW} = \begin{cases} \frac{V}{R_{lk}}, & V \leq V_0 \\ I_{0fW} \exp \left(\frac{qV - IR_S}{nkT} \right), & V \geq V_0 \end{cases}, \quad (15)$$

где V_0 – напряжение смещения, при котором становятся доминирующими генерационно-рекомбинационные процессы.

Темновой ток при обратном напряжении смещения

Используя выражения для токов утечки, прыжковой проводимости и тока Пула-Френкеля, темновой ток при обратном напряжении смещения можно представить в виде суммы:

$$I_{rev} = \frac{V}{R_{lk}} + I_{0hop} \exp \left(C \frac{q \left(\frac{V + V_{bi}}{W} \right) a \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4}}{2kT} \right) + I_{0hop} \exp \left(C \frac{\beta_{pf} \left(\frac{V + V_{bi}}{W} \right)^{1/2}}{\xi kT} \right). \quad (16)$$

Модель аппроксимации экспериментальных ВАХ

Для аппроксимации экспериментальных вольт-амперных характеристик рассматриваемыми в данной работе токовыми механизмами используются следующие математические формулы:

1. Для прыжкового тока:

$$I_{hop} = I_{0hop} \exp \left[-C_{hop} V \right], \quad (17)$$

где I_{0hop} и C_{hop} являются варьируемыми параметрами.

2. Для тока Пула-Френкеля:

$$I_{pf} = I_{0pf} \exp \left[-C_{pf} V^{1/2} \right], \quad (18)$$

где I_{0pf} и C_{pf} являются варьируемыми параметрами.

3. Для токов утечки:

$$I_{pf} = -Vg_{lk}, \quad (19)$$

где g_{lk} является варьируемым параметром.

4. Для прямой ветви ВАХ тока используется уравнение для генерационно-рекомбинационного тока в виде:

$$I_{fW} = I_{0fW} \exp[-C_{fW}(V - RI_{fW})], \quad (20)$$

где I_{0fW} и C_{fW} , а также R являются варьируемыми параметрами.

Исследование экспериментальных ВАХ

Матрицы $p-i-n$ -фотодиодов изготавливались на основе гетероструктур соединений нитридов, выращенных на сапфировых подложках в АО «НИИ «Полюс» (Москва) и ИФП СО РАН (Новосибирск). Исследовались гетероструктуры AlGaIn, содержащие слои различной толщины и концентрации носителей заряда. Матрицы фотодиодов создавались методом ионного травления с шагом 30 мкм и размерами элементов 20×20 мкм, после чего формировался общий контакт к n -области Ti/Al. К слою p -типа проводимости формировался контакт Ni/Au. Для устранения возможных дефектов мезоструктур, возникающих во время ионного травления, проводилась электрохимическая обработка поверхности структур.

На рис. 4 представлены ВАХ $p-i-n$ -диода до и после электрохимической обработки. Показано уменьшение темновых токов после проведения электрохимической обработки на два порядка.

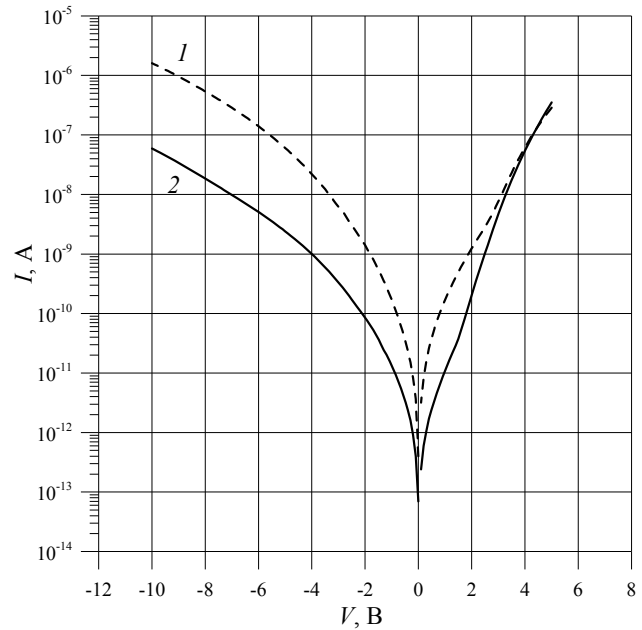


Рис. 4. ВАХ образца № 1 до (кривая 1) и после (кривая 2) электрохимической обработки.

Результаты моделирования

Проведено экспериментальное и теоретическое моделирование темновых токов $p-i-n$ -фотодиодов, изготовленных на основе ГЭС AlGaIn. На рис. 5 представлены суммарная ВАХ и отдельные составляющие тока фотодиода на основе ГЭС AlGaIn. В табл. 2 представлены результаты расчетов при отдельных значениях напряжения смещения от -1,0 до -6,0 В основных токовых составляющих: ток диффузии, генерации-рекомбинации; ток утечки, Пула-Френкеля, прыжковый ток.

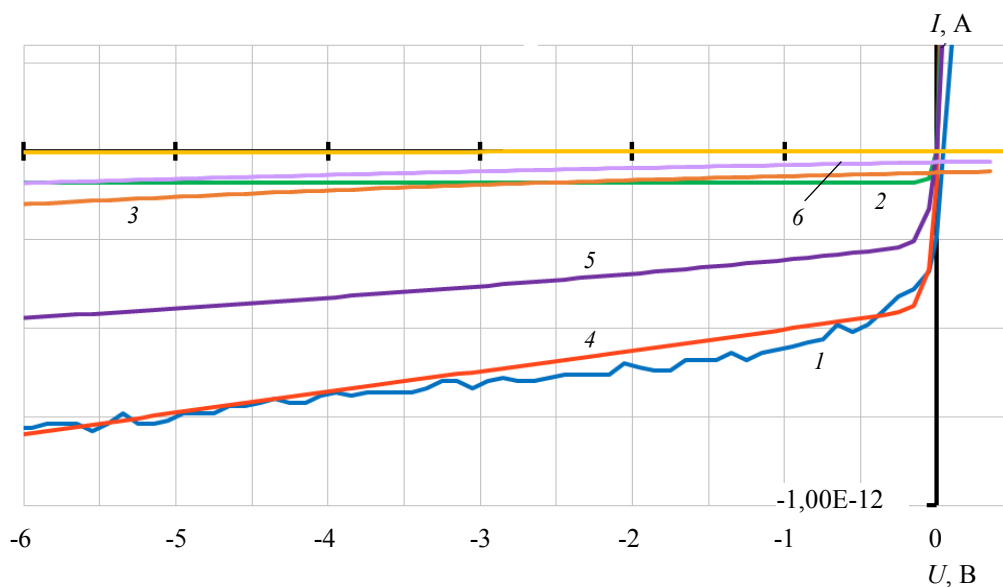


Рис. 5. Экспериментальная, расчетная суммарная ВАХ и отдельные составляющие темнового тока фотодиода на основе ГЭС AlGaIn. Кривые 1 – эксперимент, 2 – диффузионный, 3 – прыжковый, 4 – модель, 5 – генерационно-рекомбинационный, 6 – Пула-Френкеля.

Таблица 2

Результаты расчетов

Напряжение смещения	Диффузионный	Генерационно-рекомбинационный	Прыжковый	Пула–Френкель	Утечки	Суммарный
-6,0	-8,8E-14	-4,72203E-13	-1,50362E-13	-8,99707E-14	-2,42E-15	-8,0296E-13
-4,0	-8,8E-14	-4,14459E-13	-1,1094E-13	-6,6923E-14	-1,62E-15	-6,8194E-13
-2,0	-8,8E-14	-3,47241E-13	-8,18535E-14	-4,74203E-14	-8,2E-16	-5,6533E-13
-1,0	-8,8E-14	-3,08182E-13	-7,03092E-14	-3,88176E-14	-4,2E-16	-5,0573E-13

Используя параметр C_{pf} и полагая, что коэффициент неидеальности $\xi = 2$, можно найти коэффициент Пула–Френкеля, который составил значение $C_{pf} = 0,041 \text{ эВ В}^{1/2} \text{ см}^{1/2}$; коэффициент под экспонентой для тока, обусловленного прыжковой проводимостью, составил $C_{hop} = 0,43$.

Таким образом, темновые токи УФ-фотодиодов при напряжениях смещения, близких к нулевому, составили от 1×10^{-13} до 8×10^{-13} А, что позволяет достигать высоких фотоэлектрических параметров для ультрафиолетовых фотоприемных устройств на основе ГЭС AlGaIn. При напряжениях смещения, отличных от нулевого значения, основной вклад в темновой ток вносят генерационно-рекомбинационные процессы. Токи утечек составляют при различных напряжениях смещения от 10^{-16} до 10^{-15} А, токи вследствие процессов Пула–Френкеля и прыжковой проводимости изменяются от 10^{-14} до 10^{-13} А.

Заключение

Активное развитие фотоэлектронных приборов на основе гетероструктур третьей группы нитридов вызвано идеальным соответствием ширины запрещенной зоны этого материала с ближним ультрафиолетовым диапазоном спектра. Полупроводниковые соединения A^3B^5 обеспечивают высокие выходные характеристики фотоприемных устройств благодаря высокой квантовой эффективности и малым темновым токам.

В работе проведено моделирование темновых токов в матрицах ультрафиолетовых фотодиодов, изготовленных из широкозонных материалов на основе двойных и тройных соединений нитридов алюминия-галлия. Определены отдельные составляющие темнового тока: ток диффузии, генерации-рекомбинации; ток утечки, Пула–Френкеля, прыжковый ток. Темновые токи УФ-фотодиодов при напряжениях смещения, близких к нулевому, составили от 1×10^{-13} до 8×10^{-13} А, что позволяет достигать высоких фотоэлектрических параметров для ультрафиолетовых фотоприемных устройств на основе ГЭС AlGaIn. При напряжениях смещения, отличных от нулевого значения, основной

вклад в темновой ток вносят генерационно-рекомбинационные процессы. Токи утечек составляют при различных напряжениях смещения от 10^{-16} до 10^{-15} А, токи вследствие процессов Пула–Френкеля и прыжковой проводимости изменяются от 10^{-14} до 10^{-13} А.

Результаты работы показывают возможность достижения фотоэлектрических параметров отечественных $p-i-n$ -фотодиодов и УФМ на уровне лучших зарубежных аналогов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бурлаков И. Д., Болтарь К. О., Яковлева Н. И., Кравченко Н. В., Седнев М. В., Смирнов Д. В., Иродов Н. А. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 3. С. 344.
2. Lamarre P. et al. / Mat. Res. Soc. Symp. Vol. 639 © 2001 Materials Research Society.
3. Reine M. B. et al. // Proc. of SPIE. Vol. 6119. 2006. P. 611901-1.
4. Long J. P. et al. // Opto-electronics Reviews. 2002. Vol. 10. No. 4. P. 251.
5. Носов Ю. Г., Деркаченко Л. И. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 10. С. 139.
6. Uchida K., Watanabe A., Yano F., Koguchi M., Tanaka T., Minagawa S. // Journal of Applied Physiology. 1996. No. 79. P. 3487.
7. Nakamura S., Senoh M., Nagahama S., Iwasa N., Yamada T., Matsushita T., Kiyoku H., Sugimoto Y., Kozaki T., Umemoto H., Sano M., Chocho K. Proceedings of ICNS'97, Tokushima, Japan, K. Hiramatsu (ed.) (1997), p. 444; J. Cryst. Growth 189/190, 820 (1998).
8. Shaw D. W. // J. Electrochem. Soc. 1966. Vol. 113. P. 904.
9. McClelland R. W., Bolzer C. O., Fan J. C. C. // Appl. Phys. Lett. 1980. Vol. 37. P. 560.
10. Shen X.-Q., Tanaka S., Iwai S., Aoyagi Y. // Appl. Phys. Lett. 1998. Vol. 72. P. 344.
11. Малин Т. В., Гилинский А. М., Мансуров В. Г., Протасов Д. Ю., Шестаков А. К., Якимов Е. Б., Журавлев К. С. // Журнал технической физики. 2015. Т. 85. Вып. 4. С. 67.
12. Zhuravlev K. S., Mansurov V. G., Protasov D. Yu., Polyakov A. Y., Smirnov N. B., Govorkov A. V. // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 105. No. 11. P. 113712.
13. Haffouz S., Beaumont B., Vennegues P., Gibart P. // Phys. Stat. Sol. (a). 1999. Vol. 176. P. 677.
14. Eagleasham D. J., Unterwald F. C., Jacobson D. C. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. P. 966.
15. Han J., Ng T.-B., Biefeld R. M., Crawford M. H., Follstaedt D. M. // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 71. P. 3114.
16. Haffouz S., Kirilyuk V., Hageman P. R., Macht L., Weyher J. L., Larsen P. K. // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79. P. 2390.
17. Sakai S., Wang T., Morishima Y., Naoi Y. // J. Cryst. Growth. 2000. Vol. 221. P. 334.
18. Botcher T., Einfeldt S., Figge S., Chierchia R., Heinke H., Hommel D., Speck J. S. // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 78. P. 1976.

19. Cho H. K., Lee J. Y., Kim K. S., Yang G. M., Song J. H., Yu P. W. // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 89. P. 2617.
20. Kim K. S., Oh C. S., Lee K. J., Yang G. M., Hong C.-H., Lim K. Y., Lee H. J., Yoshikawa A. // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 85. P. 8441.
21. Cho H. K., Lee J. Y., Kim K. S., Yang G. M., Song J. H., Yu P. W. // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 89. P. 2671.
22. Wang T., Shirahama T., Sun H. B., Wang H. X., Bai J., Sakai S., Misawa H. // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76. P. 2220.
23. Tadao Hashimoto, Masaaki Yuri, Masahiro Ishida, Yoshitami Terakoshi, Osamu Imafuji, Takashi Sugino, Kunio Itoh, Jpn. // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 38. P. 6605.
24. Xu H. Z., Takahashi K., Wang C. X., Wang Z. G., Okada Y., Kawabe M., Harrison I., Foxon C. T. // J. Cryst. Growth. 2001. Vol. 222. P. 110.
25. Takayuki Yuasa, Yoshihiro Ueta, Yuhzoh Tsuda, Atushi Ogawa, Mototaka Taneya, Katsutoshi Takao, Jpn. // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 38. P. L703.
26. Figge S., Bottcher T., Einfeldt S., Hommel D. // J. Cryst. Growth. 2000. Vol. 221. P. 262.
27. Shigeo Yamaguchi, Michihiko Kariya, Masayoshi Kosaki, Yohei Yukawa, Shugo Nitta, Hiroshi Amano, Isamu Akasaki // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 89. P. 7820.
28. Asano T., Yanashima K., Asatsuma T., Hino T., Yamaguchi T., Tomiya S., Funato K., Kobayashi T., Ikeda M. // Phys. Stat. Sol. (a). 1999. Vol. 176. P. 23.
29. Liu B. L., Lachab M., Jia A., Yoshikawa A., Takahashi K. // J. Cryst. Growth. 2002. Vol. 234. P. 637.
30. Huang D., Reshchikov M. A., Yun F., King T., Basaki A. A., Morkoc H. // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 80. P. 216.
31. Hadis M. Handbook of Nitride Semiconductors and Devices. Vol. 2. (2008).
32. Zu C. Физика полупроводниковых приборов. Книга 1. Пер. с англ. – М.: Мир, 1984.
33. Reine M. B. etc. // Proc. of SPIE. 2006. Vol. 6119. P. 611901-1.
34. Cohen I., Zhu T., Liu L., Murphy M., Pophristic M., Pabisz M., Gottfried M., Shelton B., Peres B., Ceruzzi A., Stall R. // IEEE APEC, Austin, 2005. P. 311–314.
35. McClintock R. et. al. // Proc. of SPIE. 2001. Vol. 4288.
36. Rhoderick E. H., Williams R. H. Metal Semiconductor Contacts – Oxford University Press, 1988.
37. Shah J. M. etc. // Journal of Applied Physics. 2003. Vol. 94. No. 4.
38. Hirsch L., Barriere A. S. // Journal of Applied Physics. 2003. Vol. 94. No. 8. P. 5014.
39. Момм Н. Электронные процессы в некристаллических веществах. – М.: Мир, 1982. .
40. Pollak M. etc. // Journal of Physics C.: Solid State Physics. 1983. Vol. 9. P. 2339.
41. Temkin H. Ultraviolet Photodetectors Based on GaN and AlGaIn, in Recent and Evolving Advanced Semiconductor and Organic Nano-Technologies, Nanoscale Electronics and Optoelectronics, vol. 1, – Academic Press, San Diego CA, 2003.
42. Розенцвер Э., Винтер Б. Оптоэлектроника – М., Техносфера, 2004.

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

Analysis of current-voltage characteristics in UV AlGaIn heterostructure FPAs

N. I. Iakovleva¹, A. V. Nikonov^{1,2}, K. O. Boltar^{1,2}, and M. V. Sednev¹

¹ Orion R&P Association
9 Kosinskaya str., Moscow, 111538, Russia
E-mail: orion@orion-ir.ru

² Moscow Institute of Physics and Technology
9 Institutskiy al., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia

Received February 5, 2018

The UV visible-blind and solar-blind 320×256 FPAs based on the Al_xGa_{1-x}N heterostructures have been developed and investigated. Al_xGa_{1-x}N heterostructures were grown by both metal organic vapor deposition (MOCVD) and molecular beam epitaxy (MBE) on sapphire substrates. To reduce structural defects, the surface and the near-surface layer of epipolished sapphire substrates were investigated, and the technology of their finishing processing was developed. FPAs based on AlGaIn heterostructures were manufactured by ion etching. Dark current components and current-voltage characteristics of Al_xGa_{1-x}N photodiodes such as: generation-recombination, shunting leakage, hopping conductivity, Pool-Frenkel have been calculated. The performance on the level of the best analogs have been shown.

Keywords: AlGaIn, GaN, ultraviolet spectral range, (UV), heteroepitaxial structures, *p-i-n* photodiode, Focal Plane Array, ultraviolet photodetector module, UPhM.

REFERENCES

1. I. D. Burlakov, K. O. Boltar, N. I. Iakovleva, et. al., *Usp. Prikl. Fiz.* **1** (3), 344 (2013).
2. P. Lamarre et al., in *Mat. Res. Soc. Symp. Vol. 639* (2001, Materials Research Society).
3. M. B. Reine et al., *Proc. of SPIE* **6119**, 611901-1 (2006).
4. J. P. Long et al., *Opto-electronics Reviews* **10** (4), 251 (2002).
5. Yu. G. Nosov and L. I. Derkachenko, *Tech. Phys.* **73** (10), 139 (2003).
6. K. Uchida, A. Watanabe, F., Yano et al., *Journal of Applied Physiology*, No. 79, 3487 (1986).
7. S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano, and K. Chocho, in *Proceedings of ICNS'97*, (Tokushima, Japan, 1997), p. 444.
8. D. W. Shaw, *J. Electrochem. Soc.* **113**, 904 (1966).
9. R. W. McClelland, C. O. Bolzer, and J. C. C. Fan, *Appl. Phys. Lett.* **37**, 560 (1980).
10. X.-Q. Shen, S. Tanaka, S. Iwai, and Y. Aoyagi, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 344 (1998).
11. T. V. Malin, A. M. Gilinskii, V. G. Mansurov, et al., *Tech. Phys.* **85** (4), 67 (2015).
12. K. S. Zhuravlev, V. G. Mansurov, D. Yu. Protasov, et al., *J. Appl. Phys.* **105** (11), 113712 (2009).
13. S. Haffouz, B. Beaumont, P. Vennegues, and P. Gibart, *Phys. Stat. Sol. (a)* **176**, 677 (1999).
14. D. J. Eagleasham, F. C. Unterwald, and D. C. Jacobson, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 966 (1993).
15. J. Han, T.-B. Ng, R. M. Biefeld, M. H. Crawford, and D. M. Follstaedt, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 3114 (1997).
16. S. Haffouz, V. Kirilyuk, P. R. Hageman, L. Macht, J. L. Weyher, and P. K. Larsen, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2390 (2001).
17. S. Sakai, T. Wang, Y. Morishima, and Y. Naoi, *J. Cryst. Growth* **221**, 334 (2000).
18. T. Bottcher, S. Einfeldt, S. Figge, R. Chierchia, H. Heinke, D. Hommel, and J. S. Speck, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1976 (2001).
19. Hyung Koun Cho, Jeong Yong Lee, Ki Soo Kim, Gye Mo Yang, Jae Ho Song, and Phil Won Yu, *J. Appl. Phys.* **89**, 2617 (2000).
20. Ki Soo Kim, Chang Seok Oh, Kang Jea Lee, Gye Mo Yang, Chang-Hee Hong, Kee Young Lim, Hyung Jae Lee, and Akihiko Yoshikawa, *J. Appl. Phys.* **85**, 8441 (1999).
21. Hyung Koun Cho, Jeong Yong Lee, Ki Soo Kim, Gye Mo Yang, Jae Ho Song, and Phil Won Yu, *J. Appl. Phys.* **89**, 2671 (2001).
22. T. Wang, T. Shirahama, H. B. Sun, H. X. Wang, J. Bai, S. Sakai, and H. Misawa, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2220 (2000).
23. Tadao Hashimoto, Masaaki Yuri, Masahiro Ishida, Yoshitami Terakoshi, Osamu Imafuji, Takashi Sugino, and Kunio Itoh, *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, 6605 (1999).
24. H. Z. Xu, K. Takahashi, C. X. Wang, Z. G. Wang, Y. Okada, M. Kawabe, I. Harrison, and C. T. Foxon, *J. Cryst. Growth* **222**, 110 (2001).
25. Takayuki Yuasa, Yoshihiro Ueta, Yuhzoh Tsuda, Atushi Ogawa, Mototaka Taneya, and Katsutoshi Takao, *Jpn. J. Appl. Phys.* **38**, L703 (1999).
26. S. Figge, T. Bottcher, S. Einfeldt, and D. Hommel, *J. Cryst. Growth* **221**, 262 (2000).
27. Shigeo Yamaguchi, Michihiko Kariya, Masayoshi Kosaki, Yohei Yukawa, Shugo Nitta, Hiroshi Amano, and Isamu Akasaki, *J. Appl. Phys.* **89**, 7820 (2001).
28. T. Asano, K. Yanashima, T. Asatsuma, T. Hino, T. Yamaguchi, S. Tomiya, K. Funato, T. Kobayashi, and M. Ikeda, *Phys. Stat. Sol. (a)* **176**, 23 (1999).
29. B. L. Liu, M. Lachab, A. Jia, A. Yoshikawaa, and K. Takahashi, *J. Cryst. Growth*, **234**, 637 (2002).
30. D. Huang, M. A. Reshchikov, F. Yun, T. King, A. A. Baski, and H. Morkoc, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 216 (2002).
31. M. Hadis, *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices. Vol. 2.*, (2008).
32. S. See, *Physics of Semiconductor Devices* (Mie, Moscow, 1984) [in Russian].
33. M. B. Reine, et al., *Proc. of SPIE* **6119**, 611901-1 (2006).
34. I. Cohen, T. Zhu, L. Liu, M. Murphy, M. Pophristic, M. Pabisz, M. Gottfried, B. Shelton, B. Peres, A. Ceruzzi, and R. Stall, in *IEEE APEC*, (Austin, 2005), pp. 311–314.
35. R. McClintock et al., *Proc. of SPIE* **4288**, (2001).
36. E. H. Rhoderick and R. H. Williams, *Metal Semiconductor Contacts* (Oxford University Press, 1988).
37. J. M. Shah, et al., *Journal of Applied Physics* **94** (4), (2003).
38. L. Hirsch and A. S. Barriere, *Journal of Applied Physics* **94** (8), 5014 (2003).
39. H. Mott, *Electron Processes in Non Crystal Matters* (Mir, Moscow, 1982) [in Russian].
40. M. Pollak et al., *Journal of Physics C.: Solid State Physics* **9**, 2339 (1983).
41. H. Temkin, *Ultraviolet Photodetectors Based on GaN and AlGaIn, in Recent and Evolving Advanced Semiconductor and Organic Nano-Technologies, Nanoscale Electronics and Optoelectronics, vol. 1*, (Academic Press, San Diego CA, 2003).
42. E. Rosensher and B. Winter, *Optoelectronics* (Tekhnosfera, Moscow, 2004) [in Russian].