

на правах рукописи



ЕРИМЕЕВ Георгий Александрович

**ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
ИОНОВ АРГОНА С ПОВЕРХНОСТЬЮ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ
МОНОАРСЕНИДОВ СО СТРУКТУРОЙ СФАЛЕРИТА**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Новочеркасск – 2018

Работа выполнена в ФГБОУ ВО «Южно-Российский государственный политехнический университет (НПИ) имени М.И. Платова»

Научный руководитель Чеботарев Сергей Николаевич,
доктор физико-математических наук, доцент

Официальные оппоненты Бавижев Михаил Данильевич,
доктор физико-математических наук, профессор,
Лауреат Государственной премии РФ
в области науки и техники,
Почетный работник высшего
профессионального образования РФ,
АО НПП «Радий», г. Москва,
Вице-президент

Павленко Анатолий Владимирович,
кандидат физико-математических наук,
ФИЦ «Южный научный центр Российской
академии наук», лаборатория наноразмерных
активных сред и материалов, г. Ростов-на-Дону,
заведующий лабораторией

Ведущая организация ФГАОУ ВО «Южный федеральный
университет», научно-исследовательский
институт физики, г. Ростов-на-Дону,

Защита состоится «28» июня 2018 г. в 16 часов 00 минут на заседании диссертационного совета Д 212.101.07 Кубанского государственного университета по адресу: 350040, Краснодар, ул. Ставропольская, 149.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Кубанского государственного университета и на сайте www.kubsu.ru

Автореферат разослан «20» апреля 2018 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 212.101.07,
доктор физико-математических наук



Зарецкая М.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность и степень проработанности темы исследования

Облучение твердых тел и тонких пленок ионами инертных газов с энергией 0,5-10 кэВ получило широкое распространение в методах исследования кристаллической структуры [1], состава материалов [2], а также для контролируемого выращивания пленок [3], структур с заданными оптическими свойствами [4] и стойких покрытий [5]. Решение прикладных задач материаловедения требует детального изучения процессов, протекающих при ионной бомбардировке.

Воздействие ионов на поверхность материалов сопровождается несколькими эффектами. Внося незначительный вклад в разогрев поверхности [6], бомбардировка ионами может быть использована для управления ростом полупроводниковых пленочных [7] и островковых [8] структур на стадиях зарождения и коалесценции, активируя поверхностную диффузию адатомов [9]. Положительный эффект снижения дефектности растущей пленки, сопровождаемый ионной стимуляцией, наблюдался при гомоэпитаксии элементарных полупроводников [10].

Отдельной важной задачей является исследование изменения состава приповерхностных слоев многокомпонентных материалов в процессе низкоэнергетического воздействия ионами инертных газов вследствие особого интереса использования этого метода для масс-спектроскопического анализа [11] и ионного профилирования поверхностей [12]. Изучение металлических сплавов показало, что преимущественное или нестехиометричное распыление компонентов мишени является определяющим фактором изменения химического состава приповерхностных областей при облучении ионами инертных газов [13]. При распылении металлических сплавов наблюдается корреляция коэффициентов распыления чистых металлов с локальными коэффициентами распыления компонентов сплава [14]. Однако, имеется ряд результатов, свидетельствующих о значительном усилении нестехиометричного распыления при энергиях, близких к пороговым значениям [15]. Результаты исследования преимущественного распыления многокомпонентных полупроводников весьма противоречивы [16]. Изучение распыления антимолибидов показало наличие эффекта нестехиометричного распыления [17]. Однако, другими экспериментаторами данный эффект не был подтвержден [18].

Основываясь на вышесказанном отметим, что систематические исследования особенностей взаимодействия низкоэнергетических ионов аргона с поверхностью кристаллических моноарсенидов галлия и индия ранее не проводились. Влияние параметров ионного пучка на формирование наноструктурированной поверхности и ее эволюцию в процессе травления, динамическое изменение состава приповерхностных областей моноарсенидов, закономерности кристаллизации низкоразмерных систем моноарсенидов со сфалеритной структурой также относится к ранее не исследованным научным проблемам. Кроме того, для решения обозначенных научных задач необходимо разработать аппаратное оформление и методики экспериментальных исследований взаимодействия ионов аргона с поверхностью моноарсенидов галлия и индия. Совокупность указанных задач и явилась предметом диссертационного исследования.

Цель диссертационной работы состоит в изучении физических закономерностей взаимодействия низкоэнергетических ионов аргона с поверхностью кристаллических моноарсенидов индия и галлия со структурой сфалерита и исследовании их свойств.

Для достижения этой цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать модель формирования периодически модулированной упорядоченной волнообразной структуры на поверхности моноарсенидов галлия и индия при бомбардировке ионами, падающими под углом на поверхность.

2. Экспериментально исследовать закономерности наноструктурирования, эволюцию морфологии и фасетации поверхности моноарсенидов индия и галлия под действием низкоэнергетичного потока ионов аргона.

3. Создать модель нестехиометричного распыления бинарных полупроводниковых материалов, учитывающую изменение состава приповерхностных слоев за счет преимущественного распыления компонент.

4. Изучить закономерности изменения состава приповерхностных областей и исследовать температурную зависимость нестехиометричного распыления моноарсенидов галлия при облучении аргоновым ионным пучком различной энергии.

5. Экспериментально изучить кинетику кристаллизации низкоразмерных наноструктур на основе моноарсенидов индия и галлия и исследовать влияние энергии, плотности потока и температуры на морфологию островковых структур.

Положения, выносимые на защиту

1. Облучение моноарсенидов индия и галлия ионами аргона с энергией 0,5 – 5 кэВ приводит к образованию на поверхности упорядоченной волнообразной структуры ориентация которой зависит от направления падения ионного пучка. При докритических углах падения наблюдается перпендикулярное упорядочивание. В окрестности критических углов образуется стохастическая структура, переходящая в параллельное упорядочивание при закритических углах падения. Для арсенида галлия критический угол составил $\theta_{кр} = 72^\circ$, для арсенида индия – $\theta_{кр} = 78^\circ$. При скользящем падении за пределами критического угла происходит возрастание латеральных размеров волнообразной структуры, которые на порядок превышают размеры аналогичных структур, сформированных при докритических углах падения.

2. Формирование волнообразной поверхности обусловлено наличием энергетических барьеров на пути распространения поверхностной диффузии адатомов. Пересыщенные вакансии, возникающие при распылении поверхности моноарсенидов галлия и индия с высокой кристаллической симметрией остаются на низких моноатомных террасах, не имея возможности преодолеть образующиеся энергетические барьеры, что в условиях ионно-стимулированной поверхностной диффузии, приводит к формированию локальных углублений, перерастающих в развитую упорядоченную фасетированную структуру.

3. Изменение температуры подложки арсенида галлия в диапазоне от -50°C до $+150^\circ\text{C}$ при бомбардировке ионами аргона с энергией $E = 2$ кэВ и плотностью тока $j = 1,5$ мкА/см² приводит к снижению нестехиометричности начальной фазы распыления с 2,2 до 1,7 долей N_{Ga}/N_{As} , что объясняется конкуренцией процессов стимулированного образования дефектов и термического отжига. Изменение угла падения аргонового ионного пучка с 25° до 65° на поверхность

естественно окисленного арсенида галлия повышает концентрацию мышьяка в приповерхностном слое с 34 до 37 атомных долей. Повышение энергии ионов аргона с 1 до 5 кэВ приводит к нивелированию этого эффекта и изменение доли мышьяка падает до 0,4%.

4. Увеличение температуры ионной кристаллизации моноарсенида индия на подложках арсенида галлия в интервале 500 – 600°C при постоянном токе пучка 110 – 130 мкА и энергии 150 – 200 эВ вызывает разрастание nanoостровков с 18 до 30 нм. Повышение тока пучка в интервале 70 – 110 мкА при температурах подложки 500 – 550 °C не приводит к существенному изменению размеров nanoостровков. Использование ионов аргона с энергией 150 – 200 эВ позволят вырастить nanoостровки арсенида индия на подложках арсенида галлия со средними размерами не более 18 нм и поверхностной плотностью не менее 10^{11} см⁻².

Научная новизна:

- разработана модель формирования периодически модулированной упорядоченной волнообразной структуры на поверхности моноарсенидов галлия и индия при бомбардировке ионов, падающих под углом на поверхность. Получено аналитическое выражение для скорости эрозии волнообразной структуры в зависимости от кривизны поверхности, энергии и средней глубины проникновения ионов, ширины полос волнообразной структуры;

- предложена модель нестехиометричного распыления бинарных полупроводниковых материалов, учитывающая изменение состава приповерхностных слоев за счет преимущественного распыления одной из компонент и получено аналитическое выражение, определяющее временную зависимость изменения концентрации компонент бинарной системы;

- получены экспериментальные данные, характеризующие закономерности упорядочивания волнообразной поверхности и влияние докритических углов падения ионного пучка на параметры фасетированных поверхностей;

- исследовано влияние энергии, плотности ионного тока и температуры на изменение состава приповерхностных областей моноарсенида галлия при бомбардировке ионами аргона;

- изучена кинетика процесса кристаллизации низкоразмерных наноструктур на основе моноарсенидов индия и галлия в зависимости от энергии, плотности потока и температуры.

Практическая значимость:

- разработан лабораторный способ низкоэнергетического ионно-стимулированного наноструктурирования поверхности моноарсенидов галлия и индия со структурой сфалерита;

- создана лабораторная методика выращивания плотных массивов островковых наноструктур арсенида индия на поверхности арсенида галлия, используя низкоэнергетичные ионные пучки;

- предложена методика измерения содержания мышьяка и галлия в приповерхностных слоях естественно окисленного моноарсенида галлия, подвергнутого бомбардировке низкоэнергетическими ионами аргона, падающими под различными углами;

– получены экспериментальные данные об энергетических, интегральных и дифференциальных угловых зависимостях коэффициентов распыления моноарсенидов галлия и индия низкоэнергетичным аргоновым пучком в широком диапазоне углов падения.

Личный вклад автора

Постановка цели и задач диссертационного исследования и обсуждение полученных результатов проведены совместно с научным руководителем. Личный вклад соискателя состоит в моделировании формирования периодически модулированной упорядоченной волнообразной структуры и нестехиометричного распыления бинарных моноарсенидов, исследовании закономерностей наноструктурирования, эволюции морфологии и состава поверхности, изучении кинетики кристаллизации низкоразмерных наноструктур на основе моноарсенидов индия и галлия, получении и измерении характеристик экспериментальных образцов, подготовке основных публикаций по тематике диссертационной работы.

Степень достоверности

Достоверность полученных результатов подтверждается применением математических моделей, согласующимися с результатами проведенных экспериментальных исследований и литературными данными, взаимосогласующимися результатами просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии, масс-спектропии, фотоэлектронной спектроскопии и методами комбинационного рассеяния, атомно-силовой микроскопии. Достоверность подтверждается использованием авторских разработок и решений при выполнении научно-исследовательских работ по гранту Российского фонда фундаментальных исследований (грант №15-08-08263) и проекта, реализованного в рамках федеральной целевой программы (соглашение №14.576.21.0033).

Апробация результатов

Результаты диссертационного исследования докладывались и обсуждались на международных и всероссийских научных конференциях: 9th International conference on advanced materials: ROCAM–2017, Бухарест, 11-14 июля 2017 г.; 4th International school and conference on optoelectronics, photonics, engineering and nanostructures: Saint-Petersburg OPEN 2018, Санкт-Петербург, 3-6 апреля 2017 г.; 8-й Международной научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники: Мокеровские чтения, Москва, 24 мая 2017 г.; V международном молодежном симпозиуме «Физика бессвинцовых пьезоактивных и родственных материалов (Анализ современного состояния и перспективы развития)»: LFPM-2017, 2-6 сентября 2017 г., Туапсе; XXIII международной конференции «Оптика и спектроскопия конденсированных сред»: ОСКС-2017, 17-23 сентября 2017 г., Агой; 7-й Международной научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники: Мокеровские чтения, Москва, 25 мая 2016 г.; IV международном молодежном симпозиуме «Физика бессвинцовых пьезоактивных и родственных материалов (Анализ современного состояния и перспективы развития)»: LFPM-2016, 12-15 сентября 2016 г., Туапсе; XXII международной конференции «Оптика и спектроскопия конденсированных сред»: ОСКС-2016, 18-24 сентября 2017 г., Агой.

Публикации

Результаты диссертационного исследования опубликованы в 16 научных работах, в том числе 6 статей в журналах ВАК, 2 статьи в журналах Scopus.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы. Содержание диссертации изложено на 124 страницах, включая 41 рисунок, 5 таблиц. Список литературы содержит 130 источников.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность и степень проработанности выбранного направления исследований, определены цели и задачи диссертационной работы, отражена научная новизна, практическая значимость, степень достоверности и апробация результатов, представлен личный вклад автора, изложены выносимые на защиту положения.

В **главе 1 «Обзор литературы»** обобщены современные достижения по использованию пучков заряженных частиц для выращивания эпитаксиальных тонкопленочных структур. Показана перспективность применения электронных и ионных пучков для стимуляции ростовых процессов. Установлено, что интенсивность различных типов вторичных излучений зависит от энергии и массы первичных ионов, угла падения, массы атомов и кристаллической структуры подложки. Продемонстрировано, что в подавляющем большинстве экспериментально реализуемых условий распыленные ионным пучком частицы являются преимущественно нейтральными.

Рассмотрены опубликованные данные об особенностях нестехеометричного распыления бинарных систем AuCu, NiCu, InP, LuFe, TaC, Ta₂O₅, TiC, PdAg. Литературные данные о характере распыления бинарных материалов получены путем моделирования в программных пакетах TRIM, TRIDYN, TAMIX в статическом и динамическом приближениях. В статическом режиме рассчитывались коэффициенты распыления компонент без учета изменения исходного состава приповерхностного слоя распыляемой мишени. Показано, что характерным свойством преимущественного распыления указанных бинарных систем является насыщение в зависимости отношения коэффициентов распыления каждого из компонентов. При энергиях от 1 до 3 кэВ в зависимости от массы частиц наблюдается незначительная зависимость отношения коэффициентов распыления каждого компонента бинарной системы от энергии ионов.

Обобщены известные экспериментальные данные о закономерностях ионного распыления элементарных полупроводников – кремния (Si), германия (Ge) и бинарных полупроводников: антимонидов (InSb, GaSb), нитридов (AlN, InN, GaN), арсенидов (GaAs). Показано, что для всех указанных полупроводников существуют условия формирования эпитаксиальных монокристаллических пленок. Температурный диапазон существования монокристаллической фазы зависит не только от ростовых условий, но и материала. Продемонстрировано, что область существования аморфного состояния весьма слабо зависит от скорости осаждения.

Однако, интервал формирования эпитаксиальных пленок, напротив, достаточно чувствителен к изменению скорости роста и температуры подложки. Область формирования поликристаллических пленок занимает промежуточное состояние между аморфной и монокристаллической фазой.

На основе литературного анализа установлено, что систематические исследования особенностей взаимодействия низкоэнергетических ионов аргона с поверхностью кристаллических моноарсенидов галлия и индия ранее не проводились. Влияние параметров ионного пучка на формирование наноструктурированной поверхности и ее эволюции в процессе травления, динамическое изменение состава приповерхностных областей моноарсенидов, закономерности кристаллизации низкоразмерных систем моноарсенидов со сфалеритной структурой также относится к ранее не исследованным научным проблемам.

В главе 2 «Ростовое оборудование и методики исследования» представлено описание ростовой установки и особенностей функционирования используемого ионно-плазменного источника, рассмотрены методики исследования структуры поверхности, состава, электрических и оптических свойств.

Представлены требования и разработано экспериментальное оборудование, использующееся для исследования закономерностей взаимодействия ионов аргона с приповерхностными слоями арсенида индия и арсенида галлия. Экспериментальная установка, обеспечивающая остаточное давление в рабочей камере ниже 10^{-6} Па, состояла из ростовой камеры, выполненной из нержавеющей стали, форвакуумного и турбомолекулярного насосов. Вспомогательным оборудованием служили вакуумметры и электронная система управления вакуумными насосами. Использовались медные уплотнительные кольца. Ростовая камера допускала предварительный отжиг. Для этого использовались опоясывающие тепловые элементы. Форвакуумный насос проводил предварительное откачивание до давления порядка 10^{-2} Па за несколько минут. Использовался турбомолекулярный насос со скоростью вращения ротора 50 тыс. оборотов в минуту. Давление в ростовой камере при откачивании в течение 6 часов было не хуже, чем 10^{-7} Па. Дополнительное поглощение фоновых примесей достигалось криогенной панелью, охлаждаемой жидким азотом. Давление в рабочей камере измерялось манометром с горячим катодом, работающим по принципу ионизации.

Формирование ионного пучка производилось источником Кауфмана. Ионная пушка конструктивно содержала блок создания плазмы и три управляющих сетки. Выбранный источник обеспечивал возможность управления энергией ионов в диапазоне 0,1 – 3 кэВ. Определение значений ионного тока выполнялось с использованием коллектора Фарадея. Наименьшая экспериментально достигнутая плотность ионного тока составила 0,05 мкА/см².

Управление температурой подложек обеспечивалось резистивным нагревателем. Крепление подложек проводилось в молибденовых держателях. Максимальная мощность нагревательного элемента достигала 900 Вт. Скорость нагрева при необходимости могла изменяться от 0,3 до 5 °С/сек. Нагреватель

содержал встроенную платино-родиевую термопару. Калибровка выбранной термопары проводилась по реперным точкам плавления олова, алюминия и серебра. Погрешность измерений в температурной диапазоне 250 – 1000 °С не превышала 15 °С. При температурах выше 700°С использовался также пирометрический метод. Полупроводниковые подложки-мишени закреплялись в держателе из нержавеющей стали. Держатель обеспечивал возможность перемещения в пространстве для выравнивая мишени относительно ионного пучка. Перемещение проводилось путем вращения микрометрических винтов. Система крепления обеспечивала также вращение мишеней. Для этого использовались ручные гониометры.

Сформулированы требования и описаны используемые аналитические методики. Морфология поверхности моноарсенидов исследовалась с помощью туннельной, атомно-силовой и электронной микроскопии. Состав приповерхностных слоев, подвергнутых ионной бомбардировке, определялся взаимодополняющими методами оже-спектроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния и фотоэлектронной спектроскопии. Использовались методы емкостной спектроскопии и фотолуминесценции для изучения особенностей накопления носителей заряда в низкоразмерных гетеросистемах, полученных методом ионного распыления.

В главе 3 «Наноструктурирование поверхности ионным пучком» представлено описание разработанной теории формирования волнообразной поверхности, получено выражение для оценки скорости травления, изучено влияние направления падения ионного пучка, исследованы экспериментальные закономерности упорядочивания волнообразной структуры, описан эффект влияния докритических углов падения пучка на параметры фасетации поверхности.

В представлении теории распыления Зигмунда скорость распыления материала из точки на произвольно выбранном участке $z = h(x,y)$ пропорциональна мощности потока. Средняя энергия в точке с радиус-вектором $r(x,y,z)$ в твердом теле двигающегося из точки z до столкновения может быть оценена по формуле:

$$F(r) = \frac{E}{(2\pi)^{3/2} \alpha \beta^2} \exp \left[-\frac{[z-h(0,0)+a]^2}{2\alpha^2} - \frac{x^2+y^2}{2\beta^2} \right], \quad (1)$$

где E – энергия, a - средняя глубина проникновения, α и β – ширина волнообразной структуры, параллельной и перпендикулярной направлению пучка. В общем случае параметры a , α , β сопоставимы по порядку величины.

Предположим, что поверхность волны достаточно хорошо аппроксимируется окружностью радиуса R . Для определения зависимости коэффициента распыления от радиуса волнообразной структуры рассмотрим скорость эрозии в верхней точке. Рассчитаем нормальную составляющую скорости распыления $v(\varphi, R)$ в точке O для однородного потока ионов f , падающего под углом φ , измеряемом относительно оси Oz . Ион, сталкивающийся с поверхностью в точке $(x, h(x))$ вносит вклад в распыление, если $|x|/a \sim 1$. Так как $a \ll R$, то высота поверхности в точке P могут быть аппроксимированы выражением $h(x) = -\frac{1}{2} \frac{x^2}{R}$. В первом приближении поток ионов в точке P равен $f(\cos\varphi - \left(\frac{x}{R}\right) \sin\varphi)$ и длина между точками $(x, h(x))$ и $(x + dx, h(x + dx))$ равна dx .

Используя выражение (1) и сделанные предположения, получим:

$$v(\varphi, R) = \frac{\Xi E f R}{2\pi\alpha\beta} \int_{-\infty}^{\infty} [\cos\varphi - \xi \sin\varphi] \exp \left\{ -\frac{R^2}{2\alpha^2} \left[\xi \sin\varphi + \frac{1}{2} \xi^2 \cos\varphi + \frac{a}{R} \right]^2 - \right. \\ \left. - \frac{R^2}{2\beta^2} \left[\xi \cos\varphi - \frac{1}{2} \xi^2 \sin\varphi \right]^2 \right\} d\xi, \quad (2)$$

здесь $\xi = x/R$, Ξ – константа, пропорциональная мощности осаждения в O .

Интеграл в выражении (2) можно свести к интегралу Гаусса, проведя подстановку $\zeta = \left(\frac{R}{a}\right) \xi = \frac{x}{a}$. Скорость осаждения равняется:

$$v(\varphi, R) = \frac{\Xi E f a}{2\pi\alpha\beta} \exp \left(-\frac{a^2}{2\alpha^2} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \left[\cos\varphi - \frac{a}{R} \zeta \sin\varphi \right] \times \\ \times \exp \left\{ -A\zeta - \frac{1}{2} \left(B_1 + \frac{a}{R} B_2 \right) \zeta^2 + \frac{a}{R} C \zeta^3 - \left(\frac{a}{R} \right)^2 D \zeta^4 \right\} d\xi, \quad (3)$$

В уравнении (3) использованы следующие коэффициенты:

$$A = \left(\frac{a}{\alpha} \right)^2 \sin\varphi,$$

$$B_1 = \left(\frac{a}{\alpha} \right)^2 \sin^2\varphi + \left(\frac{a}{\beta} \right)^2 \cos^2\varphi,$$

$$B_2 = \left(\frac{a}{\alpha} \right)^2 \cos\varphi,$$

$$C = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{a}{\beta} \right)^2 - \left(\frac{a}{\alpha} \right)^2 \right] \sin\varphi \cos\varphi,$$

$$D = \frac{1}{8} \left[\left(\frac{a}{\beta} \right)^2 \sin^2\varphi + \left(\frac{a}{\alpha} \right)^2 \cos^2\varphi \right],$$

Отметим, что представленные коэффициенты являются положительными величинами для углов падения $0 < \varphi < \frac{\pi}{2}$. Основной вклад в интеграл вносится параметром ζ , который по порядку величины равен единице. Следовательно, можно рассматривать первый порядок значимости для интеграла Гаусса:

$$v(\varphi, R) = \frac{\Xi E f a}{2\pi\alpha\beta} \exp \left(-\frac{a^2}{2\alpha^2} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(-A\zeta - \frac{1}{2} B_1 \zeta^2 \right) \times, \\ \times \left\{ \cos\varphi - \frac{a}{R} \left[\zeta \sin\varphi + \frac{1}{2} B_2 \zeta^2 \cos\varphi - C \zeta^3 \cos\varphi \right] \right\} d\xi \quad (4)$$

Интегрируя (4), получим:

$$v(\varphi, R) = \frac{\Xi E f a}{\sqrt{2\pi\alpha\beta}} B_1^{-1/2} \exp \left(-\frac{a^2}{2\alpha^2} + \frac{A^2}{2B_1} \right) \left[\cos\varphi + \Gamma_1(\varphi) \frac{a}{R} \right]. \quad (5)$$

где $\Gamma_1(\varphi) = \frac{A}{B_1} \sin\varphi - \frac{B_2}{2B_1} \left(1 + \frac{A^2}{B_1} \right) \cos\varphi - \frac{AC}{B_1^2} \left(3 + \frac{A^2}{B_1} \right) \cos\varphi$.

Полученное выражение (5) позволяет оценить скорость формирования волнообразной поверхности в зависимости от параметров пучка.

Включение в рассмотрение эффекта диффузии приводит к изменению выражения для параметра r :

$$r = -\frac{fa}{n} Y_0(\theta) [\Gamma_1(\theta) k_1^2 + \Gamma_2(\theta) k_2^2] - B(k_1^2 + k_2^2), \quad (6)$$

Для случая, когда $\Gamma_1(\theta) < \Gamma_2(\theta)$, волновой вектор может быть редуцирован до одной компоненты $\mathbf{k} = k_1 \mathbf{e}_x$, где определяется k_1 как:

$$k_1^2 = \frac{fa}{2nB} Y_0(\theta) |\Gamma_1(\theta)|, \quad (7)$$

Уравнение (7) показывает, что волновая периодическая структура распространяется по поверхности со скоростью $-v'_0(\theta)$. Если с другой стороны $\Gamma_2(\theta) < \Gamma_1(\theta)$, то волновой вектор равен $\mathbf{k} = k_2 \mathbf{e}_y$, где k_2 равно:

$$k_2^2 = \frac{fa}{2nB} Y_0(\theta) |\Gamma_2(\theta)|, \quad (8)$$

В этом случае волны стационарны во времени, так как $\omega = 0$.

Оценим значение функций $\Gamma_1(\theta)$ и $\Gamma_2(\theta)$:

$$\Gamma_1(\theta) \approx -\frac{1}{2} \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2 \left[-\frac{1}{2} + 2 \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2 \left(\frac{a}{\alpha}\right)^2 \right] \theta^2, \quad (9)$$

$$\Gamma_2(\theta) \approx -\frac{1}{2} \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^4 \theta^2, \quad (10)$$

Видно, что $\Gamma_1(\theta) < \Gamma_2(\theta)$ для малых углов, когда:

$$\left(\frac{a}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 > 3.$$

Это условие удовлетворяется для широкого ряда условий. Например, оно выполняется для $\alpha < a/\sqrt{3}$, когда продольный разброс не значителен. С другой стороны, для углов θ , близких к $\pi/2$, функция $\Gamma_1(\theta)$ является положительной, а функция $\Gamma_2(\theta)$ остается отрицательной. Отсюда следует, что $\Gamma_1(\theta) < \Gamma_2(\theta)$ при углах $\theta > 0$, меньших критического угла $\theta_{кр}$. При этом инверсия $\Gamma_2(\theta) < \Gamma_1(\theta)$ наблюдается при углах θ больше некоторого второго критического угла $\theta'_{кр} > \theta_{кр}$. Условие (10) выполняется, если $\theta_{кр} > 0$. Отметим, что углы $\theta'_{кр}$ и $\theta_{кр}$ не равны. Объединяя полученные результаты, можно сделать вывод, что, если условие (10) выполняется, то волновой вектор рифленной поверхности параллелен направлению падения ионного пучка для случаев малых углов θ . Однако волновой вектор рифленной поверхности становится перпендикулярным направлению пучка, когда угол падения близок к скользящему. При нормальном падении функции $\Gamma_1(\theta) = \Gamma_2(\theta)$ равны, а направление волнового вектора произвольно. В этом случае формируется дефекты, представляющие серию бугорков и впадин.

Экспериментальная апробация разработанной теории проводилась с использованием двухкомпонентных модельных полупроводников GaAs и InAs. Оба выбранных типа полупроводниковых подложек имели кристаллографическую ориентацию (001). Эксперименты выполнялись в высоковакуумной камере с уровнем остаточного давления 10^{-6} Па. Ионный пучок формировался источником Кауфмана с тремя управляющими электродами, обеспечивающего регулировку энергии бомбардирующих ионов. Диаметр пучка составлял 3 см. Расстояние до подложки равнялось 12 см. Держатель подложки обеспечивал регулировку наклона образца θ в интервале от 0° до 90° , а также допускал азимутальное вращение вокруг оси закрепления образца. Температура обоих типов подложек равнялась $T_{под} = 450$ °С. Величина ионного потока являлась фиксированной и составляла $f = 1,4 \cdot 10^{18}$ см⁻². Рисунок 1 отражает результаты АСМ-исследований поверхности полупроводника InAs(001) при воздействии ионного пучка с энергией $E = 1$ кэВ.

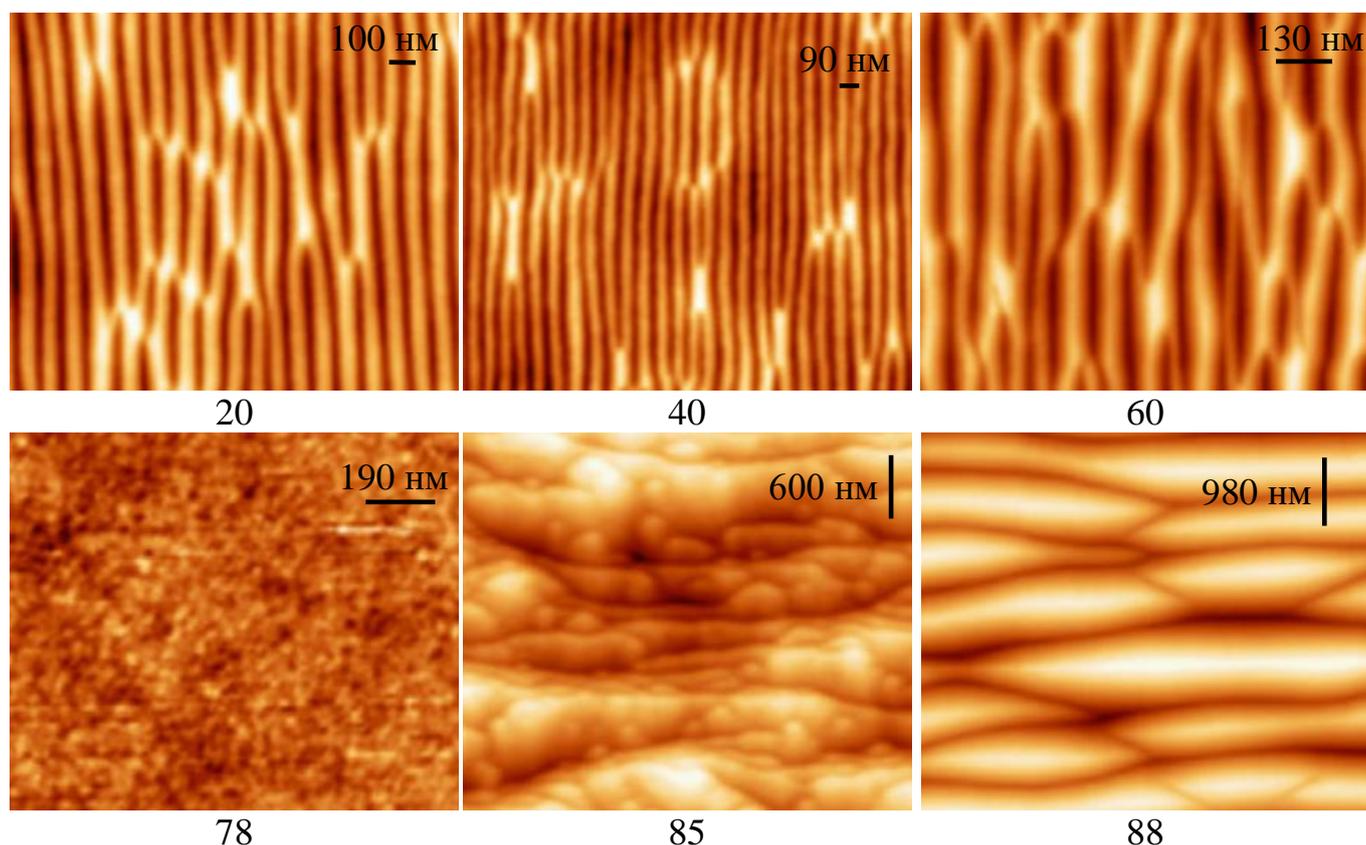


Рисунок 1 – АСМ-изображения волнообразной поверхности InAs при разных углах падения аргонного пучка

Экспериментальные исследования подтверждают выводы разработанной модели. На рисунке 2 представлены графические данные о зависимости длины волнообразной поверхности для различных углов.

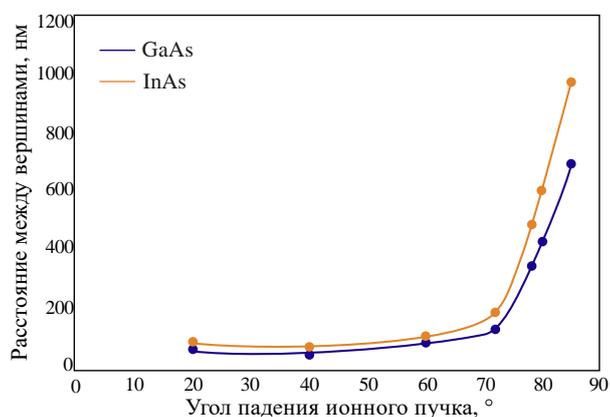


Рисунок 2 – Зависимость длины волны рифленной поверхности GaAs и InAs от угла падения ионного пучка

Минимальная длина волны для поверхности GaAs составила 48 нм, для InAs – длина волны была больше и превысила 65 нм. Наблюдалось незначительное уменьшение длины волны при углах 40-50°. Затем проявился устойчивый рост, завершающийся при некотором критическом угле формированием неупорядоченной дефектной структуры. Помимо различия размеров волнообразной поверхности рассматриваемых материалов, имеется еще одна характерная особенность, проявляющаяся в различии критических углов упорядочивания рифленной поверхности.

Для арсенида галлия критический угол составил $\theta_{кр} = 72^\circ$, в то время как для арсенида индия он смещен и достигает $\theta_{кр} = 78^\circ$. Отметим, что за пределами критического угла происходит значительное возрастание длины волны рифленной поверхности, которая становится на порядок больше значений длин волн, формируемых при докритических углах падения. Для арсенида индия эта величина превышает размеры 1 мкм при предельно наблюдаемом скользющем угле падения.

Объяснение физической причины формирования наблюдаемой волнообразной поверхности под действием ускоренных ионов может заключаться в создании избыточных вакансий путем самоподдержания ступенчатой структуры террасы. Проведенный анализ локальных распределений склонов позволил исследовать зависимость формирования граней волн при докритических углах падения ионов. Примеры двумерных распределений высоты отдельных неоднородностей, построенных по данным изображений показаны на рисунке 3.

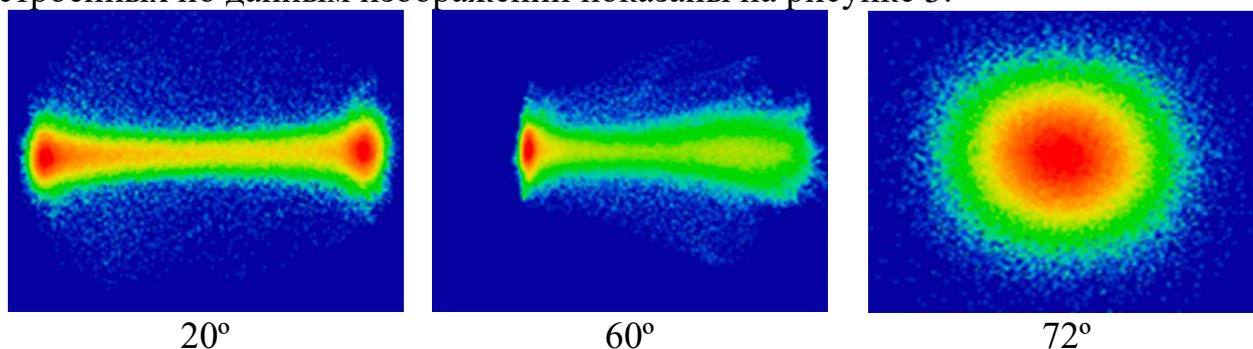


Рисунок 3 – Примеры отдельных структур, сформированных на поверхности GaAs(001) при докритических углах падения ионов аргона

В диапазоне углов 20 – 40° гистограммы имеют два максимума. Кинетические неустойчивости данного типа, по-видимому, связаны с проявлением на границах барьеров Эрлиха-Швобеля. При углах падения, близких к нормальному ($\theta = 20^\circ$), ширина пятна достаточно узкая и симметрично расположена относительно начала координат. Это указывает на формирование симметричной волнообразной поверхности с четкими фасетированными гранями. При более скользких углах падения ($\theta = 60^\circ$) пятна становятся шире и проявляется их несимметричность, что указывает на развитие неупорядоченной анизотропной волнообразной структуры. При критических углах (для GaAs – $\theta_{кр} = 72^\circ$) пятно становится овальным, ориентируясь вдоль направления падения ионного пучка.

Эволюция фасетированной волнообразной поверхности при варьировании угла падения ионного пучка представлена на рисунке 4.

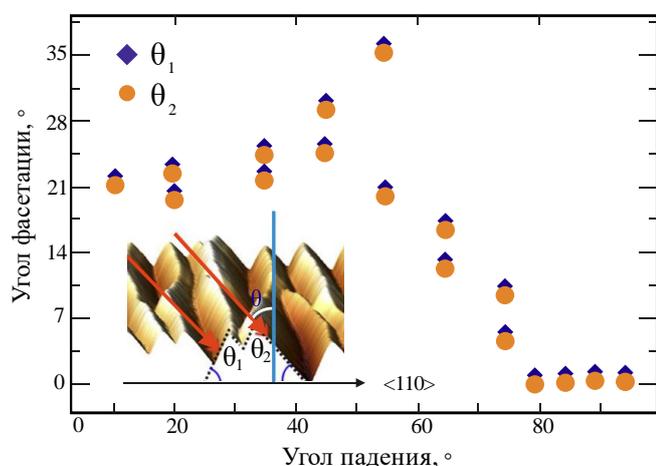


Рисунок 4 – Зависимость угла фасетации от направления пучка

Пересыщенные вакансии, возникающие при распылении поверхности с высокой кристаллической симметрией, предпочитают оставаться на низких

Угол фасетации определялся между двумя склонами волнообразной поверхности. Увеличение угла падения ионного пучка приводило к незначительному росту угла фасетации, который по достижению 40° для арсенида галлия и 50° для арсенида индия резко уменьшался до нулевых значений, наблюдаемых при критических углах $\theta_{кр}$. Наблюдаемая эволюция волнообразной поверхности может быть объяснена наличием энергетических барьеров на пути поверхностной диффузии адатомов.

моноатомных террасах, не имея энергетической возможности преодолеть барьер Эрлиха-Швобеля. Барьеры-ограничители стимулируют диффузию, приводящую к формированию локальных углублений, перерастающих в развитую фасетированную структуру. Увеличение угла наклона ионного пучка приводит к неоднородной стимуляции направления диффузии, перерастающей в направленное формирование волн с уменьшающимся углом фасетации.

Глава 4 «Изменение состава приповерхностных слоев» посвящена разработке модели преимущественного распыления бинарных материалов, расчету изменения концентрации компонент бинарной системы, экспериментальному исследованию изменения состава приповерхностных областей при ионной бомбардировке в зависимости от температуры, энергии и плотности тока, изучению эффектов влияния ионного облучения на состав приповерхностного окисленного слоя арсенида галлия.

Предположим, что X компонента бинарного материала AB имеет большой индивидуальный коэффициент распыления. Элементный состав материала XU определяется молярным соотношением A и B . Предположим, что коэффициент диффузии в бинарной системе не велик, что практически всегда реализуется в экспериментах по распылению полупроводниковых материалов в условиях термического нагрева мишеней и подложек. Кроме того, коэффициент диффузии также увеличивается при параллельной ионной стимуляции. Представим, что процесс происходит при неизменном потоке ионов j , который состоит из суммы потоков каждого из компонентов бинарной системы $j = j_A + j_B$. Выбрав систему координат таким образом, чтобы координата границы поверхности в начальный момент при $t = 0$ равнялась $x = 0$. Скорость травления u связана с плотностью тока j выражением:

$$u = jV_m, \quad (11)$$

где V_m – молярный объем исследуемой бинарной системы.

Координата, определяющая границу стравливаемой поверхности в произвольный момент времени t с учетом (11), равняется:

$$x = jV_m t, \quad (12)$$

Коэффициент взаимной диффузии D найдем из закона Фика:

$$\frac{\partial N_A}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 N_A}{\partial x^2} \right), \quad (13)$$

В начальный момент времени $t = 0$ на поверхности концентрация A -ого компонента равняется его концентрации внутри бинарного кристалла:

$$N_A = N_A^0, \quad (14)$$

Для произвольного момента времени концентрация N_A может быть найдена решением дифференциального уравнения (13) с использованием функции ошибок:

$$N_A = N_A^0 \left[1 - \frac{1}{2} \exp \left(-\frac{ux - u^2 t}{D} \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} - \frac{u\sqrt{t}}{\sqrt{D}} \right) \right] - \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right), \quad (15)$$

Если $t \gg Du^{-2}$, то выражение (15) можно значительно упростить:

$$N_A \approx N_A^0 \left[1 - \exp \left(-\frac{ux - u^2 t}{D} \right) \right] \approx N_A^0 \left[1 - \exp \left(-\frac{u(x - x_0)}{D} \right) \right], \quad (16)$$

Сделанное допущение достаточно часто реализуется в экспериментальных условиях. В безразмерной системе координат полученная зависимость имеет вид, приведенный на рисунке 5. Предварительные оценки показывают, что арсенида галлия вполне допустимо использовать значения коэффициента диффузии

$D = 10^{-10}$ см², скорости $u = 10^{-6}$ см·с⁻¹, тогда $Du^{-2} = 10^2$ с. На рисунке 6 представлены графики изменения концентрации A для различных времен от 10 до 10^3 с.

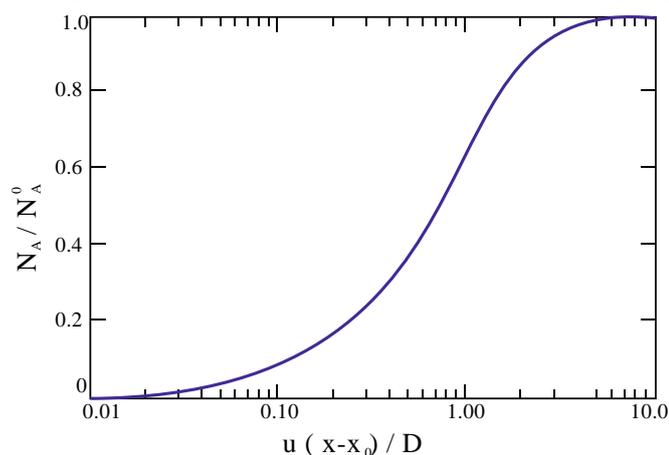


Рисунок 5 – Изменение концентрации компонента A в бинарной системе

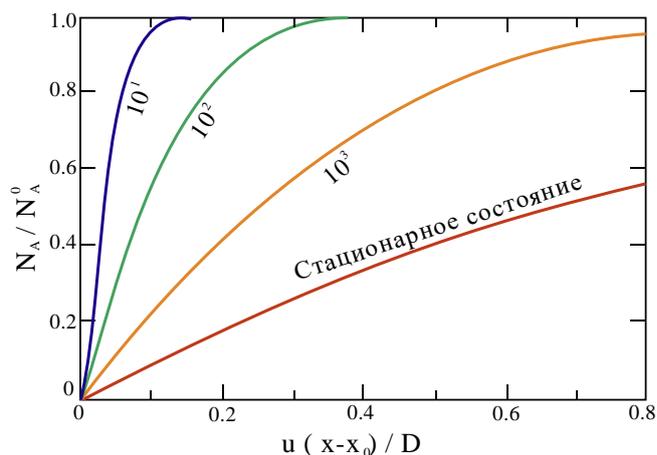


Рисунок 6 – Временная зависимость изменение концентрации A

Количество материалы A , распыленного с площади s в момент времени t , равно:

$$\frac{n_a}{s} = \frac{utN_A^0}{V_m} + \frac{1}{V_m} \int_{x_0}^{\infty} (N_A^0 - N_A) dx. \quad (17)$$

Подставляя (16) в (12), а затем в выражение (17), получим:

$$\frac{n_a}{s} = \frac{utN_A^0}{V_m} + \frac{N_A^0 D}{V_m u}. \quad (18)$$

Второе слагаемое в правой части полученного уравнения можно назвать избытком концентрации Δn_a , дополнительно распыленной за счет диффузии атомов A на поверхность бинарного материала:

$$\frac{\Delta n_a}{s} = \frac{N_A^0 D}{V_m u}. \quad (19)$$

Отметим, что в стационарном состоянии избыточная концентрация не зависит от времени. Это показывает, что предпочтительное распыление, необходимое для получения этого избытка концентрации, ограничено так называемым периодом индукции. Очевидно, что это следует из закона сохранения массы. При этом градиенты концентрации в зоне распыления и диффузионная длина постоянны в установившемся состоянии. Эффективная толщина зоны обеднения компонента A в бинарной системе задается уравнением:

$$\delta = \frac{N_A^0}{\left(\frac{\partial N_A}{\partial x}\right)_{x=x_0}} = \frac{D}{u}, \quad (20)$$

Перейдем к рассмотрению и обсуждению результатов экспериментальных исследований изменения состава приповерхностной области при воздействии низкоэнергетического аргонового пучка. Использовались два типа монокристаллических подложек арсенида галлия: полуизолирующие легированные хромом подложки GaAs с кристаллографической ориентацией (001) и легированные оловом подложки той же ориентации с электронным типом проводимости. Подложки закреплялись в держателях, позволяющих регулировать температуру в диапазоне от -50 °С до $+150$ °С. Температура измерялась медно-константановой термопарой, закрепленной на тыльной части подложки. Энергия ионов аргона варьировалась от 0,5 до 5 кэВ. Ток пучка составлял 0,3 – 100 мкА/см². Оже-измерения

идентифицировались по двум пикам галлия, двум пикам мышьяка и одному пику аргона. Для определения использовались низкоэнергетичные пики Ga(55 эВ), As(31 эВ). Промежуточный пик аргона с энергией – Ar(215 эВ). Высокоэнергетические пики – Ga(1070 эВ), As(1228 эВ). Оба типа пиков для основных исследуемых элементов использовались для получения усредненных данных с разных глубин приповерхностного слоя. Температурная зависимость отношения высоты пиков галлия и мышьяка от температуры приведена на рисунке 7.

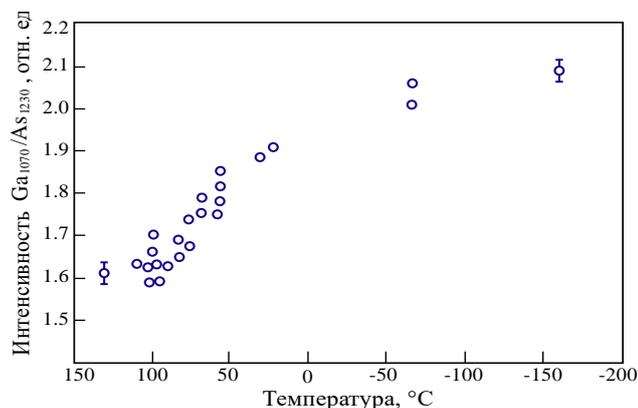


Рисунок 7 – Температурная зависимость

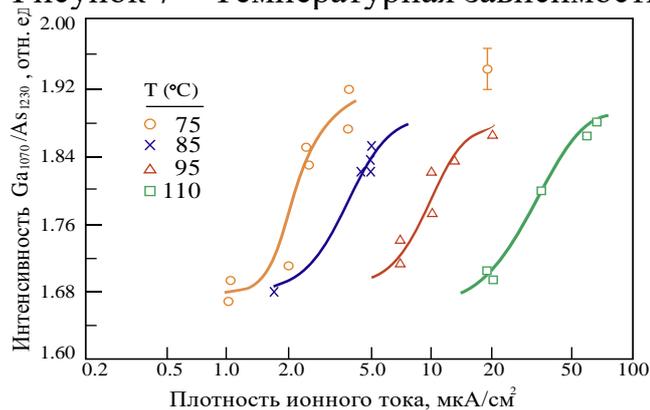


Рисунок 8 – Зависимость от плотности тока

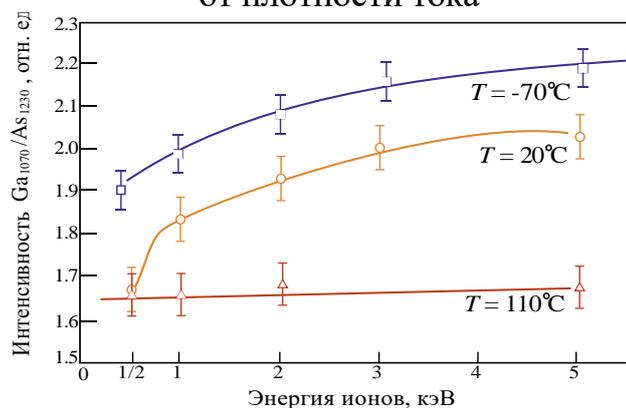


Рисунок 9 – Зависимость от энергии

Арсенид галлия является одним из наиболее важных материалов современной оптоэлектроники. На подложках арсенида галлия выращивают гетероструктуры различного назначения: лазерные, фотоэлектрические, светодиодные. Зачастую для предварительной подготовки поверхности арсенида галлия используют ионные пучки. Известно, что поверхность арсенида галлия является реакционноспособной и

Важной особенностью полученной температурной зависимости является быстрый прирост отношения высоты пиков Ga/As в температурном диапазоне от 50 до 100 °C. Отношение интенсивностей Ga/As при низких температурах существенно ниже. Этот эффект, по-видимому, связан с конкуренцией процессов стимулированного образования дефектов и термического отжига.

Результаты проведенных исследований зависимости состава приповерхностной области от плотности тока при различных температурах отражены на рисунке 8. Повышение плотности тока приводило к росту отношения интенсивности сигналов галлия и мышьяка.

На рисунке 9 приведены аналогичные зависимости от энергии ионов при различных температурах мишени. Соотношения почти не зависят от энергии ионов при температуре 110 °C, но явно зависят от энергии при температуре 20 °C. Отметим, при энергии 0,5 кэВ различие в сигналах незначительно для положительных температур, но весьма сильно отличается для отрицательных температур. В целом наблюдается явная зависимость состава распыляемого материала от энергии ионов аргона.

химически нестабильной. Пассивация поверхности арсенида галлия проводится достаточно трудно из-за наличия естественных окислов. Нами предпринята попытка исследования влияния облучения ионами аргона низкой энергии ($E < 5$ кэВ) естественно окисленной поверхности арсенида галлия с кристаллографической ориентацией (100), используя рентгеновскую фотоэлектронную спектроскопию. Для изучения выбирались образцы арсенида галлия электронного типа проводимости, легированные теллуром до концентрации 10^{18} см⁻³ и окисленные в нормальных условиях на воздухе, а также образцы, подвергнутые бомбардировке ионами. Для исследований использовался фотоэлектронный спектроскоп с антикатодом ($E_{K\alpha} = 1487$ эВ). Разрешающая способность прибора была не ниже 50 мэВ. Для анализа химического состава поверхности арсенида галлия регистрировались фотоэлектронные спектры под разными углами в диапазоне существования фотоэмиссионных линий уровня C_{1s} , O_{1s} , As_{3d} , Ga_{3d} . Для калибровки использовался пик C_{1s} , обусловленный существованием углеродной пары C–C с энергией связи 285 эВ. Спектры естественно окисленной поверхности арсенида галлия измеряли при углах падения 25° , 45° , 65° . Пик с энергией 41 эВ соответствует мышьяку в кристалле арсенида галлия. Сигнал на уровне 44 эВ обусловлен наличием двух типов оксидов мышьяка – As_2O_3 и As_2O_5 . Сигнал с энергией 19 эВ соответствует галлию в объеме арсенида галлия, в то время как пик 20 эВ обусловлен оксидом галлия Ga_2O_3 . Показано, что естественно окисленная поверхность арсенида галлия содержит оксиды трех типов: Ga_2O_3 , As_2O_3 , As_2O_5 .

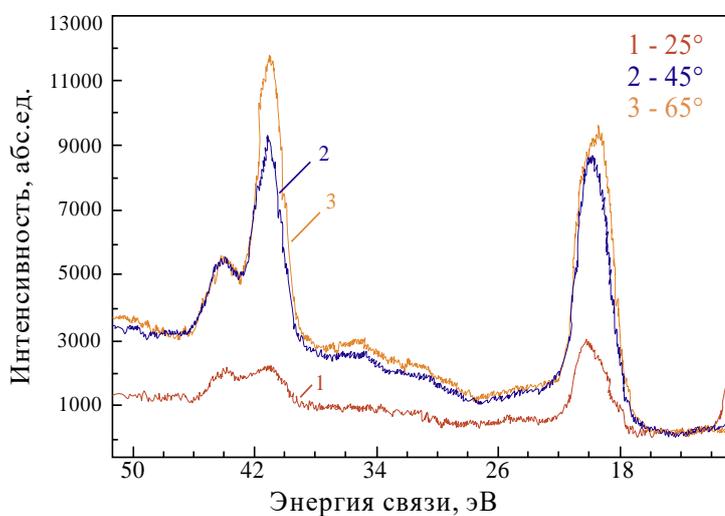


Рисунок 10 – Фотоэлектронный спектр окисленного GaAs(001), подвергнутого бомбардировке ионами аргона с энергией 1 кэВ

Окисленные образцы подвергались бомбардировке ионами аргона с энергией 1 кэВ, 3 кэВ и 5 кэВ. На рисунке 10 представлены фотоэлектронные спектры образца GaAs(001), подвергнутого воздействию ионами аргона с энергией 1 кэВ. Время воздействия во всех случаях составляло 60 секунд. Регистрация сигналов проводилась при углах 25° , 45° , 65° . Полученные данные о составе приповерхностной области окисленной поверхности после бомбардировки ионами аргона показывают, что воздействие ионного пучка увеличивает концентрацию мышьяка.

В главе 5 «Получение низкоразмерных наноструктур» отражены результаты исследования закономерностей распыления моноарсенидов галлия и индия, представлены энергетические и угловые зависимости коэффициентов распыления, изучены закономерности кристаллизации низкоразмерных островковых структур арсенида индия на поверхности арсенида галлия, исследованы их электрические и оптические свойства.

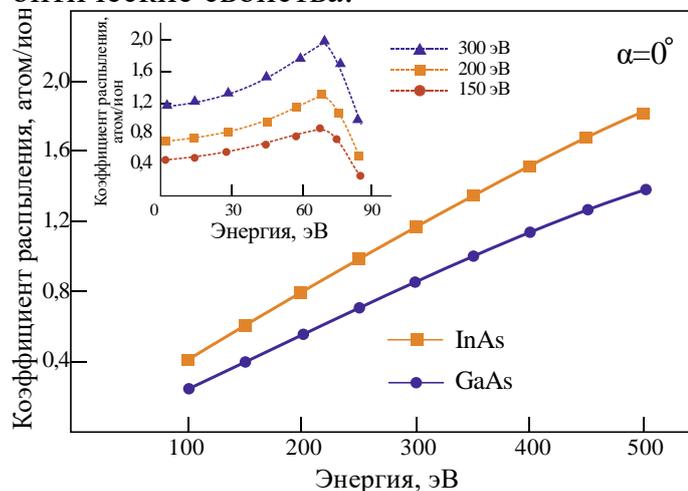


Рисунок 11 – Энергетические и угловые зависимости коэффициентов распыления моноарсенидов GaAs и InAs

Получены данные о коэффициентах низкоэнергетичного распыления моноарсенидов индия и галлия ионами аргона с энергиями 0,1 – 0,5 кэВ, падающих под углами от 0 до 85°. Найденные закономерности приведены на рисунке 11. Установлено, что в диапазоне от 0,1 до 0,3 кэВ наблюдается линейная зависимость коэффициентов распыления от энергии ионов аргона. Это обеспечивает возможность контролируемого управления процессом осаждения нанометровых квазислоев.

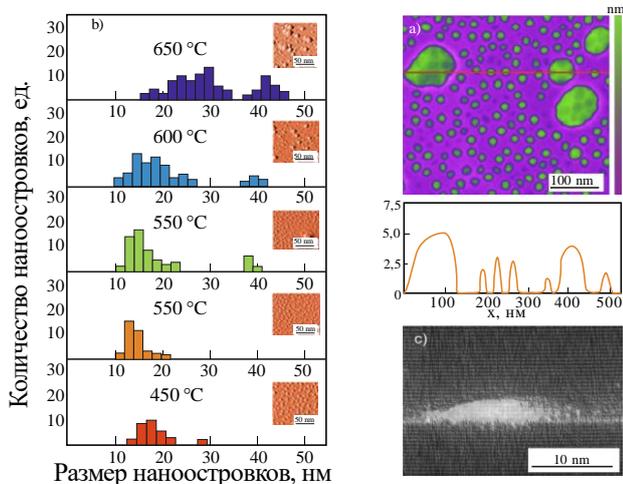


Рисунок 12 – Влияние температуры

Влияние температуры на размеры островковых структур наглядно продемонстрированы в обобщенном виде на рисунке 12. Увеличение температуры ионной кристаллизации моноарсенида индия на подложках арсенида галлия в интервале 500 – 650 °C при постоянном токе пучка 110 – 130 мкА и энергии 150 – 200 эВ вызывает разрастание nanoостровков с 18 до 30 нм. При больших температурах формируются островковые структуры куполообразной формы с большим количеством дислокаций несоответствия.

Показано, что повышение тока пучка в интервале 70 – 110 мкА при температурах подложки 500 – 550 °C не приводит к существенному изменению размеров nanoостровков. Использование ионов аргона с энергией 150 – 200 эВ позволят вырастить nanoостровки арсенида индия на подложках арсенида галлия со средними латеральными размерами не более 18 нм и поверхностной плотностью не менее 10^{11} см⁻².

Для фотолюминесцентных исследований получали три лабораторных образца при фиксированном токе пучка 150 мкА и различных энергиях 150, 200 и 300 эВ. Исследования выполнялись в спектральном диапазоне от 650 до 1200 нм при температуре 77 К. Рисунок 13 демонстрирует полученные результаты. На графиках можно выделить два доминирующих пика. Первый и наиболее интенсивный характеризует фотолюминесценцию подложки GaAs. Второй является результатом

излучения за счет переходов с участием основного квантованного энергетического состояния в сформированных наноструктурах InAs.

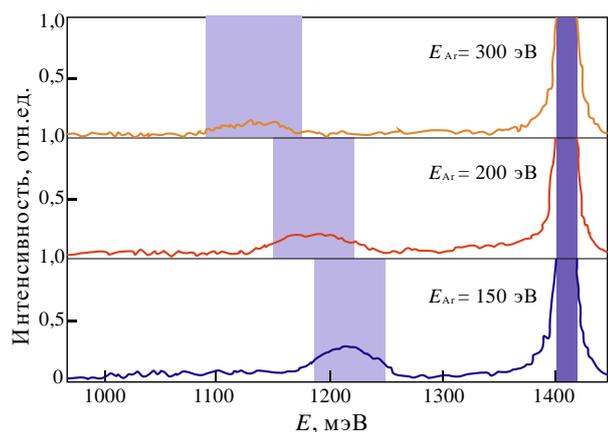


Рисунок 13 – Влияние энергии ионов на фотолуминесцентные свойства

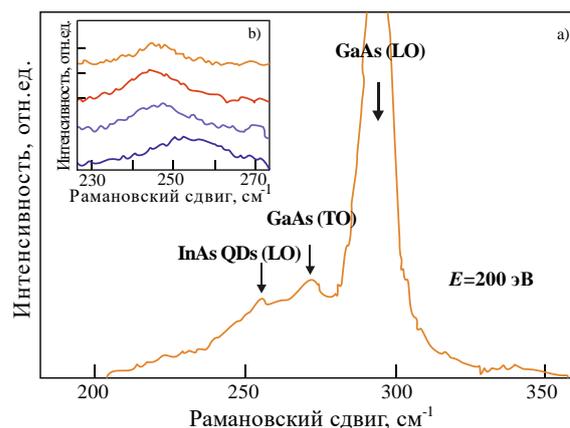


Рисунок 14 – Влияние ионного тока на спектры комбинационного рассеяния

Рисунок 14 отражает результаты спектроскопии комбинационного рассеяния образцов, полученных при различных токах ионного пучка. Интенсивный преобладающий пик при 295 см^{-2} , связан с рассеянием LO-фононов матричного материала – арсенида галлия при $x(yz)$ поляризации. Пик при 270 см^{-2} связан с рассеянием TO-фононов матричного материала. Левее при 254 см^{-2} наблюдается слабый пик, вызванный наличием наноструктур арсенида индия. На вставке приведены масштабированные результаты рамановских исследований образцов, содержащих массивы наноструктур, выращенных при разных значениях ионного тока. Дрейф пиков связан как со снижением упругих напряжений, так и с ростом размеров наноструктур. Таким образом, полученные методом атомно-силовой микроскопии экспериментальные закономерности распределения островковых структур по размерам от температуры, энергии и тока пучка коррелируют с результатами косвенных измерений, выполненных с использованием фотолуминесценции, комбинационного рассеяния и емкостной спектроскопии.

В заключении сформулированы основные выводы по диссертационной работе, представлен список публикаций автора.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ ПО РАБОТЕ

Полученные в диссертационной работе результаты могут быть обобщены в следующем виде:

1. Экспериментально установлено, что изменение направления падения низкоэнергетического аргонового пучка на поверхность моноарсенидов индия и галлия от нормального до критического угла сопровождается формированием волнообразной поверхности с перпендикулярным упорядочиванием волн. В окрестности критических углов наблюдается образование неупорядоченной развитой структуры. Для скользящих углов характерна смена направления упорядочивания волн с перпендикулярной на параллельную. Найдено, что для арсенида галлия критический угол составил $\theta_{кр} = 72^\circ$, для арсенида индия – $\theta_{кр} = 78^\circ$.

2. Показано, что при скользящем падении за пределами критического угла происходит значительное возрастание длины волны рифленой поверхности, которая становится на порядок больше значений длин волн, формируемых при докритических углах. Показано, что при воздействии ионного пучка с энергией $E = 1$ кэВ, потоком $f = 1,4 \cdot 10^{18}$ см⁻², падающего на поверхность моноарсенидов галлия и индия под различными углами от нормального к скользящему при температуре подложек $T_{\text{под}} = 450$ °С минимальная длина волны для поверхности GaAs составила 48 нм, для InAs длина волны превысила 65 нм.

3. Предложена модель формирования периодически модулированной упорядоченной волнообразной структуры на поверхности моноарсенидов при бомбардировке ионов, падающих под некоторым углом на поверхность. Получено аналитическое выражение для скорости эрозии волнообразной структуры в зависимости от кривизны поверхности, энергии и средней глубины проникновения ионов, ширины полос волнообразной структуры. Теоретически показано, что в приближении относительно высоких температур и низкой плотности ионного тока, когда процессы поверхностной диффузии активируется термически расчетная длина волны рифленой структуры, упорядоченной перпендикулярно направлению падения пучка, составляет порядка 50 нм, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

4. Разработана модель нестехиометричного распыления бинарных полупроводниковых материалов, учитывающая изменение состава приповерхностных слоев за счет преимущественного распыления одной из компонент. Предложено аналитическое выражение, определяющее временную зависимость изменения концентрации каждой из компонент бинарной полупроводниковой системы в предположении относительно малого коэффициента диффузии, что практически всегда реализуется в экспериментах по распылению полупроводников в условиях термического нагрева мишеней и подложек.

5. Исследована температурная зависимость изменения состава приповерхностной области монокристаллических подложек арсенида галлия при бомбардировке ионами аргона с энергией 0,5 – 5 кэВ. Обнаружен эффект снижения нестехиометричности начальной фазы распыления с 2,2 до 1,7 долей $N_{\text{Ga}}/N_{\text{As}}$ в диапазоне от -50 °С до +150 °С. Показано, что уменьшение энергии приводит к сдвигу температурной зависимости нестехиометричного распыления, что связывается с конкуренцией процессов стимулированного образования дефектов и термического отжига, приводящий к наблюдаемой температурной зависимости изменения состава.

6. Изучено влияние облучения ионами аргона низкой энергии естественно окисленной поверхности арсенида галлия, используя фотоэлектронную спектроскопию. Установлено, что естественно окисленная поверхность арсенида галлия содержит оксиды трех типов: Ga_2O_3 , As_2O_3 , As_2O_5 . Продемонстрировано, что окисленный арсенид галлия обеднен мышьяком, что обусловлено образованием двух типов оксидов As_2O_3 , As_2O_5 , при этом галлий образует только один оксид Ga_2O_3 . Показано, что воздействие ионного пучка для всех энергий и углов падения пучка приводит к увеличению концентрации мышьяка.

7. Показано, что увеличение температуры ионной кристаллизации моноарсенида индия на подложках арсенида галлия в интервале 500 – 650 °С при постоянном токе пучка 110 – 130 мкА и энергии 150 – 200 эВ вызывает разрастание

наноостровков с 18 до 30 нм. При больших температурах формируются островковые структуры куполообразной формы с большим количеством дислокаций несоответствия. Продемонстрировано, что повышение тока пучка в интервале 70 – 110 мкА при температурах подложки 500 – 550 °С не приводит к существенному изменению размеров наноостровков. Использование ионов аргона с энергией 150 – 200 эВ позволят вырастить наноостровки арсенида индия на подложках арсенида галлия со средними латеральными размерами не более 18 нм и поверхностной плотностью не менее 10^{11} см⁻².

СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

статьи в рецензируемых журналах из перечня ВАК и Scopus

A1. Chebotarev, S.N. Obtaining and doping of InAs-QD/GaAs(001) nanostructures by ion beam sputtering / S. N. Chebotarev, A. S. Pashchenko, L. S. Lunin, E. N. Zhivotova, G. A. **Erimeev**, M. L. Lunina // Beilstein Journal of Nanotechnology. – 2017. – Vol. 8. – P.12–20.

A2. Chebotarev, S.N. Zone thermal recrystallization of thin layers from a discrete source / S. N. Chebotarev, A. N. Yatsenko, V. N. Lozovskii, A.A. Mohamed, G. A. **Erimeev** // ARPN Journal of Engineering and Applied Science. – 2017. – №5(12). – P. 1453– 1457.

A3. Чеботарев, С.Н. Эффекты воздействия низкоэнергетическими ионами аргона на поверхность монокристаллов арсенида галлия и арсенида индия / С. Н. Чеботарев, М. Л. Лунина, Д. Л. Алфимова, Г. А. **Erimeev**, Л. М. Гончарова, Л. Туель, А. А. А. Мохамед // Наука Юга России. – 2018. – Т. 14. – № 1. – С. 41-50.

A4. Чеботарев, С.Н. Индуцированные механические напряжения и электрические поля в наногетероструктурах с квантовыми нитями / С. Н. Чеботарев, М. Л. Лунина, Д. Л. Алфимова, Г. А. **Erimeev**, Л. М. Гончарова, А. А. А. Мохамед // Наука Юга России. – 2017. – Т. 13. – № 3. – С. 18-26.

A5. Чеботарев, С.Н. Генерационно-рекомбинационные процессы в фотоэлектрических наногетероструктурах с прямозонной промежуточной подзоной / С. Н. Чеботарев, А. А. А. Мохамед, М. Л. Лунина, И. А. Сысоев, Л. С. Луин, А. С. Пащенко, Л. М. Гончарова, Г. А. **Erimeev** // Вестник Северо-Кавказского федерального университета. – 2017. – № 1 (58). – С. 13-20.

A6. Чеботарев, С.Н. Зонная термическая кристаллизация тонких слоев из дискретного источника / С. Н. Чеботарев, А. Н. Яценко, В. Н. Лозовский, М. Л. Лунина, Г. А. **Erimeev**, А. А. А. Мохамед, Л. М. Гончарова // Наука Юга России. – 2017. – Т. 13. – № 1. – С. 3-10.

A7. Яценко, А.Н. Метод зонной термической перекристаллизации из дискретного источника / А. Н. Яценко, В. Н. Лозовский, С. Н. Чеботарев, Л. С. Луин, А. С. Пащенко, М. Л. Лунина, Г. А. **Erimeev** // Известия ЮФУ. Технические науки. – 2016. – № 9(182). – С. 134–144.

A8. Чеботарев, С.Н. Моделирование упругой деформации и пьезоэлектрического потенциала на поверхности полупроводника AlN(0001) с внедренными гексагональными квантовыми точками InN / С. Н. Чеботарев, М. Л. Лунина, Л. С. Луин, А. С. Пащенко, Д. А. Арустамян, Г. А. **Erimeev**, А. Н. Яценко // Известия ЮФУ. Технические науки. – 2016. – № 4 (177). – С. 32-39.

доклады, опубликованные в сборниках трудов научных конференций

A9. Chebotarev, S.N. Features of ion-beam sputtering of indium arsenide for producing intermediate band heterosstructures / S. N. Chebotarev, G. A. **Erimeev**, V. A. Irkha, А. А. А. Mohamed, L. М. Goncharova // Book of abstracts of the 9th international

conference on advanced materials: ROCAM 2017: 11-14 July 2017, Bucharest, Romania. – Bucharest: EDITURA GRANADA. – 2017 – P. 83.

A10. Yatsenko, A.N. Germanium layers grown by zone thermal crystallization from a discrete liquid source / S. N. Chebotarev, V. N. Lozovskii, A. A. Mohamed, G. A. **Еримеев**, L. M. Goncharova, A. A. Varnavskaya // Book of abstracts of 4th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures, 3-6 Apr. 2017, Saint-Petersburg, Russia. – Saint-Petersburg: Academic University Publishing. – 2017. – P. 62-63.

A11. Чеботарев, С.Н. Закономерности временной устойчивости и пространственной направленности ионно-лучевого распыления InAs и GaAs, используемого для получения оптоэлектронных наноструктур / С. Н. Чеботарев, Г. А. **Еримеев**, А. А. А. Мохамед, Л. М. Гончарова // Мокеровские чтения: сб. тр по материалам 8-й Междунар. науч.-практ. конф. по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники, 24 мая 2017 г. / Национальный исследовательский ядерный ун-т "МИФИ". - М.: НИЯУ МИФИ. – 2017. – С. 66-67.

A12. Чеботарев, С.Н. Особенности низкоэнергетичного распыления арсенида галлия и арсенида индия / С. Н. Чеботарев, А. Williamson, Г. А. **Еримеев**, Л. М. Гончарова, А. А. А. Мохамед // Труды V межд. молод. симп. «Физика бессвинцовых пьезоактивных и родственных материалов (Анализ современного состояния и перспективы развития)», 2-6 сент. 2017 г., Туапсе, Россия. – Ростов н/Д: Изд-во ЮФУ. – 2017. – Т.2 – С. 330-334.

A13. Чеботарев, С.Н. Эффекты взаимодействия низкоэнергетического аргонового пучка с приповерхностными слоями кристаллов арсенида индия / С. Н. Чеботарев, Г. А. **Еримеев**, Л. М. Гончарова, А. А. А. Мохамед // Материалы XXIII межд. конф. «Оптика и спектроскопия конденсированных сред», 17-23 сентября 2017 г., Краснодар, Россия. – Краснодар: изд-во КубГУ. – 2017. – С. 135-139.

A14. Чеботарев, С.Н. Ионно-лучевая кристаллизация упруго-напряженных наногетероструктур InAs-QD/GaAs / С. Н. Чеботарев, В. А. Ирха, Г. А. **Еримеев**, А. Н. Яценко // Мокеровские чтения: сб. тр по материалам 7-й Междунар. науч.-практ. конф. по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники, 25 мая 2016 г. / Национальный исследовательский ядерный ун-т "МИФИ". – М.: НИЯУ МИФИ. – 2016. – С. 79-81.

A15. Чеботарев, С.Н. Исследование упругонапряженных наноструктур InAs-QD/GaAs / С. Н. Чеботарев, Г. А. **Еримеев**, Л. М. Гончарова, А. Williamson // Труды IV межд. молод. симп. «Физика бессвинцовых пьезоактивных и родственных материалов (Анализ современного состояния и перспективы развития)», 12-15 сент. 2016 г., Туапсе, Россия. – Ростов н/Д: Изд-во ЮФУ. – 2016. – Т.2 – С. 259-264.

A16. Чеботарев, С.Н. Ионно-лучевая кристаллизация упругонапряженных наноструктур InAs-QD/GaAs / С. Н. Чеботарев, Г. А. **Еримеев**, Л. М. Гончарова // Материалы XXII межд. конф. «Оптика и спектроскопия конденсированных сред», 18-24 сентября 2016 г., Краснодар, Россия. – Краснодар: изд-во КубГУ. – 2016. – С. 8-12.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Klump, A. Improvement in detection limit for time-of-flight SIMS analysis of dopants in GaN structures / A. Klump, C. Zhou, F.A. Stevie, R. Collazo, Z. Sitar // *B. Nanotechnology and Microelectronics. / Journal of Vacuum Science and Technology.* – 2018. – Vol. 36(3). – P. 03F102
2. Drozdov, M.N. Selective analysis of the elemental composition of InGaAs/GaAs nanoclusters by secondary ion mass spectrometry / M.N. Drozdov, V.M. Danil'tsev, Y.N. Drozdov, O.I. Khrykin, P.A. Yunin // *Technical Physics Letters.* – 2017. – Vol. 43(5). – P. 477-480
3. Makino, H. Influence of crystallographic polarity on the opto-electrical properties of polycrystalline ZnO thin films deposited by magnetron sputtering / H. Makino, H. Shimizu // *Applied Surface Science.* – 2018. – Vol. 439. – P. 839-844
4. Bose, S. Modification of surface morphology of sputtered AZO films with the variation of the oxygen / S. Bose, R. Arokiyadoss, P.B. Bhargav, G. Ahmad, S. Mandal, A.K. Barua, S. Mukhopadhyay // *Materials Science in Semiconductor Processing.* – 2018. – Vol. 79. – P. 135-143
5. Ayata, S. Ion beam sputter coating in combination with sol-gel dip coating of Al alloy tube inner walls for corrosion and biological protection / S. Ayata, W. Ensinger // *Surface and Coatings Technology.* – 2018. – Vol. 340. – P. 121-125
6. Jithin, M.A. Pulsed DC magnetron sputtered titanium nitride thin films for localized heating applications in MEMS devices / M.A. Jithin, L.G. Kolla, V. G.N.V.R., N.K. Udayashankar, S. Mohan // *Sensors and Actuators, A: Physical.* – 2018. – Vol. 272. – P. 199-205
7. Sreedhar, A. Effect of Ar ion-beam-assistance and substrate temperature on physical properties of Al-doped ZnO thin films deposited by RF magnetron sputtering / A. Sreedhar, J.H. Kwon, J. Yi, J.S. Gwag // *Materials Research Bulletin.* – 2018. – Vol. 95. – P. 451-458
8. Dvurechenskii A. Spatially arranged chains of Ge quantum dots grown on Si substrate prepatterned by ion-beam-assisted nanoimprint lithography / A. Dvurechenskii, Z. Smagina, P. Novikov, V. Zinovyev, P. Kuchinskaya, S. Rudin, A. Nenashev // *Physica Status Solidi (C) Current Topics in Solid State Physics.* – 2016. – Vol. 13(10-12). – P. 882-885
9. Smagina, Z.V. Molecular-beam epitaxial growth of Ge/Si nanostructures under low-energy ion irradiation / Z.V. Smagina, P.L. Novikov, V.A. Zinovyev, V.A. Armbrister, S.A. Teys, A.V. Dvurechenskii // *Journal of Crystal Growth.* – 2011. – Vol. 323(1). – P. 244-246
10. Lyadov, N.M. Structural and magnetic studies of thin Fe⁵⁷ films formed by ion beam assisted deposition / N.M. Lyadov, V.V. Bazarov, F.G. Vagizov, I.R. Vakhitov, E.N. Dulov, R.N. Kashapov, A.I. Noskov, R.I. Khaibullin, V.A. Shustov, I.A. Faizrakhmanov // *Applied Surface Science.* – 2016. – Vol. 378. – P. 114-119
11. Herrmann, A. Optimization and comparison of depth profiling in GaAs and GaSb with TOF-SIMS / A. Herrmann, T. Lehnhardt, M. Strauß, M. Kamp, A. Forchel // *Surface and Interface Analysis.* – 2011. – Vol. 43(1-2). – P. 673-675
12. Mazel, Y. Multitechnique elemental depth profiling of InAlGaN and InAlN films / Y. Mazel, E. Nolot, J.-P. Barnes, M. Charles, R. Bouveyron, M. Mrad, A. Tempez, S. Legendre // *B. Nanotechnology and Microelectronics. / Journal of Vacuum Science and Technology.* – 2018. – Vol. 36(3). – P. 03F119

13. Ivanova, A.A. Influence of deposition conditions on the composition, texture and microstructure of RF-magnetron sputter-deposited hydroxyapatite thin films / A.A. Ivanova, M.A. Surmeneva, R.A. Surmenev, D. Depla // *Thin Solid Films*. – 2015. – Vol. 591. – P. 368-374

14. Simpson, R. XPS investigation of monatomic and cluster argon ion sputtering of tantalum pentoxide / R. Simpson, R.G. White, J.F. Watts, M.A. Baker // *Applied Surface Science*. – 2017. – Vol. 405. – P. 79-87

15. Rupp, J.A.J. Different threshold and bipolar resistive switching mechanisms in reactively sputtered amorphous undoped and Cr-doped vanadium oxide thin films / J.A.J. Rupp, M. Querré, A. Kindsmüller, R. Waser, D.J. Wouters // *Journal of Applied Physics*. – 2018. – Vol. 123(4). – P. 044502

16. Bernal-Correa, R. Structural and optical characterization of GaAs and InGaAs thin films deposited by RF magnetron sputtering / R. Bernal-Correa, S. Gallardo-Hernández, J. Cardona-Bedoya, A. Pulzara-Mora // *Optik*. – 2017. – Vol. 145. – P. 608-616

17. Miyasaka, T. Ar cluster ion beam sputtering of InSb investigated by TOF-SIMS / T. Miyasaka, T. Yamauchi, T. Nagatomi, T. Kono // *Surface and Interface Analysis*. – 2014. – Vol. 46(S1). – P. 261-263

18. Trynkiewicz, E. Thermally controlled growth of surface nanostructures on ion-modified AIII-BV semiconductor crystals / E. Trynkiewicz, B.R. Jany, D. Wrana, F. Krok // *Applied Surface Science*. – 2018. – Vol. 427. – P. 349-356

ЕРИМЕЕВ Георгий Александрович

**ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
ИОНОВ АРГОНА С ПОВЕРХНОСТЬЮ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МОНОАРСЕНИДОВ
СО СТРУКТУРОЙ СФАЛЕРИТА**

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Подписано в печать __. __. 2018

Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная. Печать цифровая.

Усл. печ. л. 1,5. Тираж 100 экз. Заказ № 19-0318.

Отпечатано в Издательстве «НОК»

346400, г. Новочеркасск, ул. Просвещения, 155а