

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ВОРОНЕЖСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

Радам Али Обайд Радам



**СУБСТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ
НАНОКОЛОНЧАТЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР GaN/AlGaIn/GaN,
СФОРМИРОВАННЫХ НА ГИБРИДНЫХ ПОДЛОЖКАХ SiC/pSi**

1.3.11. Физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

*Научный руководитель:
д.ф.-м.н., доцент П.В. Середин*

Воронеж 2025

1. ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР	13
1.1. Основные свойства нитридов металлов третьей группы $A_{III}N$	13
1.2. Особенности структуры материалов $A_{III}N$ и связанные с ней вопросы	18
1.3. Типы подложек, используемых для роста нитридов	21
1.3.1. Сапфир Al_2O_3	25
1.3.2. Гексагональный карбид кремния (6H-SiC)	26
1.3.3. Кристаллический кремний (cSi)	27
1.3.4. Зародышевый слой AlN	28
1.3.5. Микроструктурные особенности $A_{III}N$	29
1.4. Оптические свойства нитридов $A_{III}N$	34
1.5. Электрические свойства нитридов $A_{III}N$	41
1.6. Двумерный электронный газ в системе AlGa N /Ga N	45
1.7. Методы выращивания гетероструктур на основе Ga N и AlGa N	54
1.7.1. Гидридная газофазная эпитаксия	54
1.7.2. Молекулярно-пучковая эпитаксия	55
1.7.3. Молекулярно-пучковая эпитаксия с плазменной активацией азота ...	55
1.7.4. Металлорганическая газофазная эпитаксия	56
1.8. Выводы по литературному обзору и цель работы	59
ГЛАВА 2. ОБЪЕКТЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР	62
2.1. Формирование наногетероструктур системы Al-Ga-N методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА)	62
2.2. Сканирующая электронная микроскопия	64
2.3. Исследование морфологии гетероструктур методом атомно-силовой микроскопии	67
2.4. Рентгеновская дифрактометрия	70
2.9. Рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФЭС)	73
2.10. Фотолюминесценция	76
2.11. Оптическое пропускание	78
2.5. Спектроскопия ультрафиолетового и видимого диапазона	79
2.12. Рамановская спектроскопия	81
2.13. Выводы по Главе 2	84
ГЛАВА 3. ФОРМИРОВАНИЕ И СВОЙСТВА НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР Ga N /AlGa N /Ga N НА ПОДЛОЖКАХ cSi, SiC/cSi и SiC/porSi.	85
3.1. Многослойные наногетероструктуры AlGa N на различных подложках cSi, SiC/cSi и SiC/porSi	85
3.2. Микроскопические исследования	86
3.3. Прецизионное определение параметров кристаллической решетки, величин плоскостной и внеплоскостной двухосной и гидростатической	

деформаций и биаксиальных напряжений в плоскости роста эпислоев GaN и AlGaN методами высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии ...	90
3.4. Химические связи поверхностного слоя GaN в гетероструктурах на разных подложках по данным рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).....	101
3.5. Рамановские спектры гетероструктур AlGaN на разных подложках и оценка остаточных напряжений в пористом слое подложки SiC/porSi.....	106
3.6. Спектры фотolumинесценции ФЛ и ширина запрещенной зоны эпитаксиального слоя GaN в гетероструктурах на разных подложках.....	117
3.7. Определение ширины запрещенной зоны в эпитаксиальных слоях по данным УФ-спектроскопии	119
3.8. Заключение и выводы по Главе 3.....	122
Выводы по 3 главе	124
4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ ПО ДИССЕРТАЦИИ	126
ВЫВОДЫ ПО ДИССЕРТАЦИИ	128
Список используемых сокращений и условных обозначений.....	130
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	131

1. ВВЕДЕНИЕ

Актуальность. Миниатюризация структур металл-оксид-полупроводник (CMOS), которые являются ключевыми устройствами в современной вычислительной технике, в настоящее время достигает своего фундаментального и экономического предела [1; 2]. Аналитические прогнозы показывают, что последующая итерация по уменьшению латеральных размеров подобных структур приведет, во-первых, к нестабильности в их функционировании, а во-вторых, к увеличению стоимости как технологических процессов, так и конечных устройств.

Для решения этой проблемы в полупроводниковой индустрии произошел сдвиг парадигмы показавший, что от изменения физических размеров отдельного устройства к применению инновационных материалов [3; 4]. Примером материалов такого рода служат полупроводниковые соединения нитридов третьей группы $A_{III}N$, среди которых наиболее ярким представителем является GaN. Эти соединения демонстрируют великолепные электрофизические и оптические свойства, которые могут быть положены в основу высокочастотных мощных электронных устройств, энергосберегающих светоизлучающих приложений, лазеров и гибкой электроники [5–8]. Интеграция удивительных характеристик полупроводниковых соединений группы $A_{III}N$ и передовых технологий кремниевой электроники является ключом к производству коммерчески-выгодных эпитаксиальных гетероструктур и приборных решений нового поколения на их основе [9]. Однако проблемы роста высококачественных слоев $A_{III}N$ на наиболее доступных для производства изделий микроэлектроники кремниевых подложках, связанных с значительными различиями в параметрах кристаллических решеток и коэффициентах теплового расширения [10], все еще преодолеваются исследователями с использованием различных технологических подходов. Т.е. прямой рост качественных гетероструктур на коммерчески доступных (кремний, сапфир, карбид кремния) или виртуальных (гибридных) подложках все еще остается нерешенной задачей.

Последствием гетеро эпитаксии $A_{III}N$ на инородных подложках является высокая плотность дислокаций в активной области полупроводниковой гетероструктуры [11], приводящая к возникновению большого числа центров безизлучательной рекомбинации, что заметно сказывается на рабочих характеристиках устройства, в том числе эффективности. При этом все время возрастающие требования к характеристикам конструируемых оптоэлектронных приборов, снижения их энергопотребления, а значит, повышения эффективности и что немаловажно уменьшения издержек их производства требуют интегрирования оптических функциональных элементов $A_{III}N$ с кремниевой подложкой [12; 13]. Очевидно, что успех в данной области подразумевает создание структур с минимальной плотностью дефектов в интегрированной активной $A_{III}N$ -области для максимальной эффективности устройства, что является насущной проблемой.

Вместе с тем, значительная разница между постоянными кристаллической решетки и коэффициентами теплового расширения у соединений $A_{III}N$ и кремния, весьма серьезно затрудняют рост приборных гетероструктур высокого кристаллического качества. Ключевой проблемой гибридных интегрированных гетероструктур является нерешенная до конца задача контроля пластической деформации и остаточных напряжений в эпитаксиальном слое, типа и распределения образующихся дефектов.

За последние десятилетия предложено больше количество способов снижения дефектов в рабочей области, среди которых основным является использование переходных и буферных слоев с Al [14; 15]. Так осаждение на поверхность монокристаллической кремниевой подложки низкотемпературных буферных слоев AlN способствует частичной релаксации упругих напряжений несоответствия в эпитаксиальных слоях нитридов. Не менее интересным является рост $A_{III}N$ слоев в виде нанокколонок с последующей их коалесценцией в сплошной слой, способствующих релаксации упругих напряжений.

Известно, что снизить напряжения на начальных стадиях роста гетероструктур $A_{III}N/Si$ позволяет использование 3D-2D переходных слоев GaN

с комбинированной морфологией. Как показывает ряд работ, возможно изготовление оптических и электронных устройств даже без промежуточных слоев, таких как AlN или AlGaIn, в том числе без предэпитаксиального маскирования подложки кристаллического кремния [16]. Кроме того, в немногих работах по формированию и росту нанокколонок GaN на различных подложках при МПЭ ПА показана потенциальная возможность их коалесценции при переходе от азото- к металлообогащенным условиям роста.

Снижение плотности прорастающих дислокаций в эпитаксиальных слоях $A_{III}N$ может достигаться за счет использования промежуточных слоев AlN, выращенных при пониженной температуре. В работах [17; 18] исследована зависимость качества AlN (плотности дефектов и морфологии поверхности) от температуры роста промежуточных слоев. В данных работах показано, что использование низкотемпературных вставок AlN привело к снижению плотности прорастающих дислокаций на два порядка, с $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$ до $7 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$. Кроме того, снижение температуры роста промежуточного слоя увеличило наклон прорастающих дислокаций, что улучшило их взаимодействие друг с другом с последующими слиянием и аннигиляцией. В связи с этим необходимо отметить, что при росте нитридных соединений методом МПЭ ПА [16].

Еще один многообещающий подход состоит в использовании слоя нитрида кремния Si_xN_y , который формируется на поверхности подложки Si в процессе ее нитридации в потоке активированного азота и является более согласованным по параметру кристаллической решетки с $A_{III}N$, позволяет снизить напряжения на начальных стадиях роста гетероструктур $A_{III}N/Si$ [19–21]. Кроме того, сформированный на поверхности подложки слой Si_xN_y препятствует взаимодействию атомов металлов третьей группы и кремния во время роста $A_{III}N$, которая может приводить к образованию проводящего слоя p-типа в подложке Si, а также к травлению подложки Si [22]. При этом атомная структура слоя Si_xN_y (аморфная или кристаллическая) зависит от условий нитридации подложки и определяется, главным образом, температурой подложки во время

ее нитридации [23] и стехиометрическими условиями роста, характеризующиеся отношением интенсивностей потоков атомов третьей группы и активированного азота (F_{III}/F_N). Более высокое кристаллическое совершенство эпитаксиальных слоев GaN, как правило, связано с использованием более высокой температуры роста, что приводит к увеличению подвижности адатомов на поверхности растущей пленки и улучшению коалесценции зародышевых блоков. Кроме того, для получения гладкой поверхности слоев GaN необходимы металл-обогащенные условия ($F_{III} > F_N$), в то время как рост в азот-обогащенных условиях ($F_{III} < F_N$) приводит к формированию шероховатой морфологии поверхности (вплоть до наноколончатой при $F_{III}/F_N \ll 1$).

В последнее время высокий интерес проявляется к использованию для эпитаксии гетероструктур $A_{III}N$ более решеточно-согласованных гибридных подложек, содержащих слои SiC и porSi [24–26].

Однако следует отметить, что многообещающий подход к использованию для эпитаксии гетероструктур $A_{III}N$ более решеточно-согласованных гибридных подложек SiC/porSi до сих пор не получил широкого технологического распространения, в т.ч. из-за отсутствия воспроизводимой технологии получения бездефектных слоев карбида кремния на предварительно сформированном предслое пористого кремния Si достаточно большой площади по приемлемой цене. Кроме того, во всех предыдущих работах на гибридных (податливых) подложках формировались достаточно толстые (800–1000 нм) слои $A_{III}N$, в т.ч. с наноколончатой морфологией пленки. При этом, по нашим данным, в литературе отсутствуют сообщения об эпитаксиальном синтезе ультратонких GaN/AlGaN/GaN наногетероструктур непосредственно на подложках, включающих в себя слои SiC и porSi без использования толстых буферных слоев $A_{III}N$.

Поэтому целью диссертационной работы являлось комплексное исследование особенностей формирования, микроструктуры и оптических

свойств эпитаксиальных нанокolonчатых гетероструктур GaN/AlGaN/GaN, выращенных на гибридных кремниевых подложках SiC/por-Si/Si(111).

Задачи, которые решались для выполнения поставленной цели:

1) Определение кристаллического состояния эпитаксиальных слоев GaN и AlGaN в составе тонкопленочной нанокolonчатой гетероструктуры, выращенной на разнородных кремниевых подложках, в том числе гибридной, имеющей в своем составе нанослой 3C-SiC, сформированный методом атомного замещения на подслое пористого кремния porSi.

2) Установление направлений преимущественной ориентации роста кристаллических блоков/нанокolonок в эпитаксиальных гетероструктурах и определение дисперсии их разориентации в зависимости от типа использованной для их роста подложки;

3) Определение типа и величины плоскостной ϵ_{xx} и внеплоскостной ϵ_{zz} деформаций в эпислоях GaN и AlGaN, сформированных на различных разнородных подложках, а также уровень остаточных напряжений в слоях.

4) Исследование оптических свойств нанокolonчатых структур GaN/AlGaN/GaN, выращенных на различных подложках.

5) Определение ширины запрещенных зон в эпитаксиальных нанослоях GaN и AlGaN с учетом остаточных упругих напряжений и их релаксации.

Объекты и методы исследований. Объектами исследования являлись гетероструктуры с нанослоями GaN и AlGaN. Рост гетероструктур осуществлялся методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота на многоподложечной установке VeecoGen 200 [13; 21]. Формирование структур проводили на трех типах подложек: исходная подложка кристаллического кремния – cSi; подложка кремния, на поверхности которой с помощью метода Кукушкина [27] был сформирован слой карбида кремния – SiC/cSi; подложка кремния с пористым подслоем и слоем карбида кремния, полученного методом Кукушкина – SiC/porSi [28].

Научная новизна работы. Большинство экспериментальных данных, представленных в диссертации, были получены впервые. Наиболее важные результаты состоят в следующем:

- 1) Определено, что сформированная на гибридной подложке SiC/porSi нанокolonчатая гетероструктура GaN/AlGa_N/GaN имеет преимущественную ориентацию роста в направлении [111] и имеет относительно направления роста наименьшую дисперсию разориентации кристаллитов в эпитаксиальной пленке, рассчитанную из рентгеновских кривых качания.
- 2) Установлено, что эпитаксиальные слои GaN и AlGa_N в составе тонкопленочной нанокolonчатой гетероструктуры кристаллизуются в гексагональную структуру с решеткой вюрцита, в то время как сформированный на кремниевой подложке методом атомного замещения нанослой SiC имеет симметрию кубического политапа 3C-SiC.
- 3) На основании расчета величин плоскостной ϵ_{xx} и вне-плоскостной ϵ_{zz} деформаций из результатов рентгеновской дифрактометрии, показано, что биаксиальные деформации в слоях GaN и AlGa_N в плоскости роста являются растягивающими, в то время как в направлении роста являются сжимающими.
- 4) Определено, что нанокolonчатые слои GaN и AlGa_N, выращенные на податливой гибридной подложке SiC/porSi, имеют наименьший уровень остаточной двуосных напряжений, который в два раза ниже, чем в гетероструктуре, выращенной на кремниевой подложке cSi.
- 5) Установлено, что интенсивность фотолюминесценции от наногетероструктуры, выращенной на податливой гибридной подложке SiC/porSi, более чем в 3 раза выше, чем от структуры выращенной на подложке cSi, и почти в 2 раза чем ФЛ структуры на подложке SiC/cSi.

Практическая значимость. Важность полученных в работе результатов определяется возможностью их практического использования для разработки и оптимизации технологических режимов роста нитрид-галлиевых наногетероструктур на гибридных кремниевых подложках.

Научные положения, выносимые на защиту.

- 1) Гибридная подложка SiC/porSi, с нанослоем SiC, сформированным методом атомного замещения на подслое пористого кремния porSi, задает ориентированный рост плотноупакованных нанокколонок/блоков GaN/AlGaN/GaN, вдоль направления [111] и обеспечивает наименьшую дисперсию разориентации кристаллитов в эпитаксиальной пленке.
- 2) Формирование нанокolonчатых гетероструктур на гибридной подложке SiC/porSi с кубическим политипом карбида кремния 3C-SiC приводит к возникновению биаксиальной и гидростатической деформации в слоях GaN и AlGaN.
- 3) Снижение уровня остаточных упругих напряжений и возрастание интенсивности фотолюминесценции от нанокolonчатой гетероструктуры GaN/AlGaN/GaN, выращенной на гибридной подложке SiC/porSi, происходит за счет снижения плотности дислокаций в эпитаксиальных слоях GaN и AlGaN.

Достоверность полученных результатов определяется комплексным использованием современных методов исследования атомного строения, микроструктуры, морфологии и оптических свойств методами прецизионной рентгеновской дифрактометрии, растровой электронной микроскопии, УФ и ФЛ и Рамановской спектроскопии, дающих полную информацию о сформированных наногетероструктурах; воспроизводимостью результатов измерений; сравнительным анализом экспериментальных результатов с использованием международных баз данных; использованием современного программного обеспечения обеспечивающего необходимую точность вычислений.

Апробация результатов. Основные результаты диссертационной работы докладывались на следующих конференциях: Основные результаты диссертационной работы докладывались на следующих конференциях: Школа-конференция с международным участием по оптоэлектронике, фотонике и наноструктурам «Saint Petersburg OPEN – 2021» (Санкт-Петербург, 2021 г.); Школа-конференция с международным участием по оптоэлектронике, фотонике

и наноструктурам «Saint Petersburg OPEN – 2022» (Санкт-Петербург, 2022 г.); XXX Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов—2023» (Москва, 2023 г.); III Всероссийская молодежная конференция «Высокоточная диагностика функциональных материалов: лабораторные и синхротронные исследования» (Воронеж, 2023 г.); XXVII Международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника» (Нижний Новгород, 2023); IV Всероссийская молодежная конференция «Высокоточная диагностика функциональных материалов: лабораторные и синхротронные исследования» (Воронеж, 2024 г.);

Личный вклад автора. Все представленные в диссертации данные получены непосредственно автором или при его участии. Образцы эпитаксиальных наногетероструктур на различных подложках были получены в СПБАУ РАН им. Ж.И. Алферова под руководством к.ф.-м.н. Мизерова А.М. Формирование карбида кремния осуществлено д.ф.-м.н., профессором С.А. Кукушкиным (ФГБУН ИПМаш РАН). Формирование пористых слоев на пластинах кремния Si (111) проведено при поддержке д.ф.-м.н. А.С. Леньшина в ФГБОУ ВО «ВГУ». Дифрактометрические исследования проведены, с использованием Парка научного оборудования СПбГУ. Данные рамановской спектроскопии получены с использованием оборудования кафедры физики твердого тела и наноструктур, а РЭМ, АСМ, УФ - с использованием оборудования ЦКПНО - ФГБОУ ВО «ВГУ». ФЛ спектры получены при поддержке К.Ю. Шубиной в СПБАУ РАН им. Ж.И. Алферова. Сравнительный анализ, обработка, интерпретация и сопоставление полученных экспериментальных данных проводились автором лично. Обсуждение задач, целей, результатов диссертационного исследования, написание научных работ проводилось совместно с научным руководителем д.ф.-м.н., П.В. Серединым. Получение основных результаты и формулировка выводов по итогам проделанной работы осуществлялась автором лично.

Настоящая работа выполнена на кафедре физики твердого тела и наноструктур Воронежского государственного университета и лаборатории нитрид-галлиевой и кремниевой электроники на базе ФГБОУ ВО «ВГУ при финансовой поддержке гранта РНФ в рамках проекта № 19-72-10007, а также гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Государственного задания № ФЗГУ-2020-0036 и № ФЗГУ-2023-0006.

Публикации. По теме диссертации опубликованы 12 работ, в том числе 7 статей в научных изданиях, рекомендованных ВАК для публикации результатов диссертационных работ и рецензируемых в международных базах цитирования WoS и Scopus, 5 докладов в сборниках трудов конференций и тезисов.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Объём диссертации составляет 160 страниц, включая 45 рисунков, 9 таблиц, список литературы, который содержит 206 наименований, включая публикации по теме диссертации.

ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1. Основные свойства нитридов металлов третьей группы $A_{III}N$

Полупроводники на основе нитридов (GaN , $AlGaN$, $InAlN$, $InGaN$, $InAlGaN$, AlN и т.д.) обладают рядом свойств, которые делают их весьма полезными и перспективными для применения в оптоэлектронике и микроэлектронике. В таблице 1.1 приведены основные физические свойства GaN и других нитридов в сравнении с другими полупроводниками, в которой включены некоторые особенности выращивания этих материалов, а также их возможное применение в оптоэлектронике и мощной СВЧ электронике.

Как можно видеть, эти материалы показывают несколько преимуществ, если их использовать в оптоэлектронике и мощной силовой электронике, что главным образом связано с наличием прямой запрещенной зоны или с большой шириной запрещенной зоны и высокими значениями критического поля. Однако при этом имеется ряд особенностей, которые делают выращивание этих материалов и технологию получения устройств на их основе весьма трудными. Все эти аспекты будут подробнее обсуждаться в следующих разделах.

Таблица 1.1. Свойства GaN и других нитридов в сравнении с другими полупроводниками и их особенности в плане выращивания, применения в оптоэлектронике и силовой СВЧ электронике [29–38].

	Свойство	Значение/диапазон	Сравнение с другими полупроводниковыми материалами
Выращивание материалов	Плотность, ρ	6.1 г/см ³ (GaN)	Вследствие высокой температуры плавления и низкой температуры разложения нитридные кристаллы, как объемные, так и эпи-слои, выращиваются при низких температурах. Поэтому кристаллы (подложки) нельзя вырастить из расплавов, как другие полупроводники. Кроме того, эпи-слои, выращенные при низких температурах, имеют большое количество несовершенств в решетке.
	Атомная плотность	4.37×10 ²² атомов/см ³	
	Точка плавления (°C)	2573 при 60 кбар для GaN, 1100 для InN и 2200 для AlN	
	Температура разложения при 1 бар (°C)	900 для GaN и 600 для InN	Светодиоды синего/зеленого свечения на основе GaN, а также СВЧ приборы на его основе могут быть выращены на подложках чужеродных материалов (Si, сапфир, SiC).
	Малое влияние дислокаций на светимость квантовых ям в		

	InGaN и на рассеяние электронов при малых токах Высокое критическое напряжение сдвига Пайерлса-Набарро для направлений скольжения $\langle 11\bar{2}3 \rangle \{11\bar{2}2\}$ и $\langle 11\bar{2}3 \rangle \{1\bar{1}01\}$	29.8 – 54.7 ГПа	Дислокации не сдвигаются при приложении напряжений или при освещении (деградация оптоэлектронных устройств в связи с движением дислокаций, как это имеет место для других материалов на основе полупроводников III-V, отсутствует).
Оптоэлектроника	Прямозонные материалы	От 0.7 эВ для InN до 6.1 эВ для AlN	Нитриды этих материалов доминируют в синезеленой и УФ-областях спектрального диапазона. По этому показателю они сравнимы с п/пII-VI, но последние слишком хрупкие для широкого применения в полупроводниковых устройствах. А в ИК и красной частях спектра InP и GaAs обладают более высокой эффективностью люминесценции.

	Встроенное электрическое поле	До 2 МВ/см в InGaN/GaN	Сильное встроенное электрическое поле увеличивает пространственное разделение электронов и дырок, что в итоге снижает эффективность излучательной рекомбинации в оптоэлектронных приборах.
Силовая СВЧ электроника	Большая ширина запрещенной зоны E_g Критическое электрическое поле, E_{CR}	От 3.4 эВ для GaN до 6.1 эВ для AlN 3 – 3.75 МВ/см (GaN)	Возможны применения материалов на основе GaN в силовой СВЧ электронике, а также для работы устройств при высоких температурах, по характеристикам сопоставимы с SiC (и, вероятно, с Ga ₂ O ₃ и алмазом). Однако, высокая плотность дефектов в GaN мешает полноценному использованию сильного встроенного электрического поля.

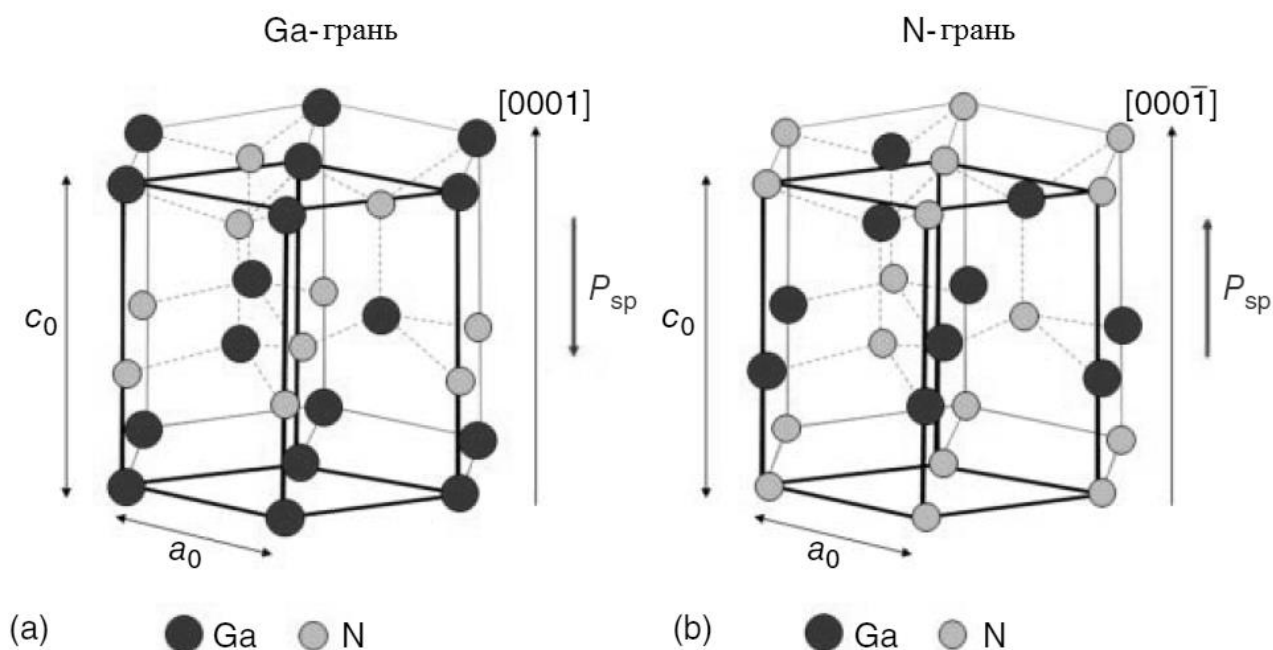
Таблица 1.1. Продолжение

	Свойство	Значение/диапазон	Сравнение с другими полупроводниковыми материалами
	Сродство к электрону, χ	3.1 – 4.1 эВ для GaN	Низкие токи утечки и высокие рабочие температуры допустимы, если удастся заметно повысить качество GaN материала. Возможно изготовление устройств, работающих в СВЧ диапазоне, что будет сопоставимо с технологией устройств на основе GaAs. Сопоставимо с Si, но значительно меньше, чем у SiC и алмаза, а это означает, что рассеяние тепла в силовых приборах на основе GaN будет проблемой.
	Диэлектрическая постоянная, ϵ_k	9.5 (GaN)	
	Концентрация собств. носителей, n_i	$\approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ в GaN при комнатной температуре	
	Скорость электронов при насыщении	$3 \times 10^7 \text{ см/с}$ (для GaN)	
	Подвижность электронов, μ_n	1100-2000 $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	
	Теплопроводность, κ	1.3 – 2.1 Вт/см·К	

1.2. Особенности структуры материалов $A_{III}N$ и связанные с ней вопросы

Особенность нитридной структуры определяется, главным образом, тремя факторами: (I) основная кристаллографическая форма GaN, AlN и InN – это вюрцит, и для нее характерно сильное встроенное электрическое поле; (II) наблюдается сильное рассогласование кристаллических решеток между подложкой и эпислоями, а также между эпислоями, из которых формируется структура устройств; и (III) невысокие температуры роста материалов.

Термодинамически стабильная кристаллическая фаза нитридных полупроводников при комнатной температуре и атмосферном давлении представляет собой гексагональную вюрцитную структуру. Для GaN вюрцитная кристаллическая структура схематично изображена на рисунке 1.1, где элементарная ячейка, выделенная жирными линиями, характеризуется следующими параметрами решетки – a_0 (3.1878 Å) и c_0 (5.1850 Å) [39; 40].



Атомы Ga и N располагаются в двух взаимопроникающих гексагональных плотноупакованных решетках (ГПУ-решетки), которые сдвинуты друг относительно друга на $3/8 c_0$. В гексагональной структуре вюрцита GaN не имеет инверсной симметрии в направлении $[0001]$ (так называемая c -ось). По этой причине можно различить две разные ориентации кристаллов GaN, в частности, *Ga-грань* (Рис. 1.1.a) и *N-грань* (Рис. 1.1.b), в зависимости от того, какие атомы присутствуют на самой поверхности кристалла. Эти грани на поверхности имеют различные химические свойства: Ga-грань более химически инертна и поэтому может вести себя по-разному в процессе выращивания кристаллов (например, через Ga-грань легче внедряются акцепторные примеси, тогда как через N-грань легче внедряются доноры [42]).

Ковалентные связи в этом материале связывают каждый атом с четырьмя атомами второго типа, образуя тетраэдрическую конфигурацию. В тоже время, поскольку азот имеет более высокую электроотрицательность, чем галлий, атомы Ga и N показывают анионные и катионные характеристики, соответственно, что приводит к спонтанной поляризации $\mathbf{P}_{SP}$, вектор которой ориентирован вдоль оси c (Рис. 1.1.) [43].

Спонтанная поляризация существует даже при отсутствии механических напряжений. Напряженность поля при спонтанной поляризации зависит от асимметрии кристалла. Фактически, $\mathbf{P}_{SP}$ возрастает с уменьшением соотношения c_0/a_0 . Так, например, кристалл GaN, у которого отношение c_0/a_0 равно 1.6259, имеет более низкое значение $\mathbf{P}_{SP}$ (-0.029 Кл/м²) относительно кристалла AlN (-0.081 Кл/м²) при отношении c_0/a_0 , равном 1.6010 [43], что близко к теоретическим расчётам [44]. Отрицательные значения поляризации показывают, что вектор $\mathbf{P}_{SP}$ указывает в направлении, противоположном направлению $[0001]$, как показано на рис. 1.1 [39; 44]. В случае, когда внешнее приложенное механическое напряжение изменяет идеальность кристаллической структуры, и тогда соотношение c_0/a_0 может индуцировать дополнительный вклад в поляризацию, которая в данном рассмотрении будет

называться пьезоэлектрической поляризацией P_{PE} . И, в частности, этот вклад весьма важен в гетероструктурах AlGaN/GaN для генерации двумерного электронного газа [39; 44].

С учётом структурных особенностей материалов $A_{III}N$, для производства устройств силовой электроники и оптоэлектроники (например, диодов, транзисторов, светодиодов и лазерных диодов) необходимо вырастить пригодные эпитаксиальные структуры на подходящих подложках. Значительную роль для определения стабильности материала, используемого в качестве подложки для эпитаксии GaN имеют параметры кристаллической решетки. В Таблице 1.2 приведены значения параметров кристаллических решеток AlN, GaN и InN.

Таблица 1.2. Параметры кристаллической решетки AlN, GaN и InN [39; 45; 46]

Параметры	AlN	GaN	InN
a_0 (Å)	3.1113	3.1878	3.537
c_0 (Å)	4.9814	5.1850	5.703

Следует отметить, что в литературе возможно найти разные данные по значениям a_0 , c_0 для InN и AlN вследствие разницы в свойствах материалов из-за разницы в концентрации дефектов. Кроме того, во многих статьях сообщается о параметрах кристаллической решетки, и наряду с этим о коэффициентах теплового расширения (КТР), которые могут приводить к неправильным заключениям, поскольку КТР могут меняться с температурой [47; 48].

В случае рассмотрения приборной реализации на соединениях $A_{III}N$ понятно, что для получения идеальных характеристик устройств необходимо использовать процессы гомоэпитаксии, например, эпитаксиальный рост нитрид галлия на подложке в виде объемного GaN. При этом может быть

достигнуто значительное снижение плотности дислокаций (до 10^3 - 10^6 см⁻²) [49]. Однако, следует отметить, что даже в случае гомоэпитаксии GaN/GaN уже возможно рассогласование параметров решеток. В литературе сообщалось, что свободные электроны расширяют решетку GaN [50]. Например, свободные электроны в концентрации 5×10^{19} см⁻³ расширяют решетку GaN на 0.3%. И хотя такое расширение решетки может показаться незначительным, оно может приводить к серьезным проблемам в процессе выращивания объемных кристаллов GaN, поскольку различные грани кристаллов содержат различные примеси (в основном, это кислород) и поэтому содержат разные концентрации свободных электронов.

Подложки GaN/GaN продолжают использоваться в процессах получения лазерных диодов (ЛД) и производства вертикальных устройств (что совершенно невозможно, если слой GaN выращен на инородных подложках). Подобный подход мог бы стать большим преимуществом в приложениях для силовой электроники. Однако, до настоящего времени имеется несколько серьезных препятствий мешают широкой реализации производства силовых устройств на основе объемного GaN, включая высокую стоимость материала и ограничения по диаметру на коммерчески доступные подложки [49].

Поскольку монокристаллы GaN и AlN не удастся получить в виде образцов большого размера, и высокой стоимости материалов большинство исследований и технологий получения нитридов основаны на их эпитаксии на инородные подложки [51].

1.3. Типы подложек, используемых для роста нитридов

В таблице 1.3 проведено сопоставление наиболее значимых подложек, наиболее используемых для роста A_{III}N, даны величины рассогласования кристаллических решеток и коэффициентов теплового расширения между GaN и наиболее распространенными инородными подложками: сапфиром (Al₂O₃), кремнием (Si), а также карбидом кремния SiC) [33; 49; 51; 52]. Типичный диапазон для изменения плотности дислокаций, измеренный для

слоев GaN, выращенных на этих подложках, возможное размещение устройства на подложке (боковое или вертикальное) и области применения указанных материалов также приведены в этой таблице.

Таблица 1.3. Величина рассогласования по параметру кристаллической решетки между GaN и инородными подложками (Al_2O_3 , Si и SiC)

Свойства при изменении слоев GaN	GaN/ Al_2O_3	GaN/SiC	GaN/Si	GaN/GaN
Рассогласование решеток (%)	16	3.5	- 17	0
Рассогласование КТР (%)	- 34	21.4	53.5	0
Плотность дислокаций (см^{-2})	$10^7 - 10^8$	$10^7 - 10^8$	$10^8 - 10^9$	$10^3 - 10^6$
Расположение готового устройства	Боковое	Боковое	Боковое	Боковое и вертикальное
Основные области применения	Оптоэлектр.	СВЧ, Оптоэлектр.	СВЧ и силовая электроника	СВЧ, силовая и оптоэлектр.

Примечание: Информация о применениях устройств на основе эпитаксиальных слоев GaN (плотность дислокаций, возможный способ размещения устройства и области применения) также приведены в работах [33; 49; 51; 52].

Для удобства сопоставления характеристик постоянные решетки нитридов III группы показаны на Рис. 1.2 как функция от ширины

запрещенной зоны. Также показаны постоянные решетки для сапфира и карбида кремния 6H-SiC, которые используются в качестве подложек $A_{III}N$.

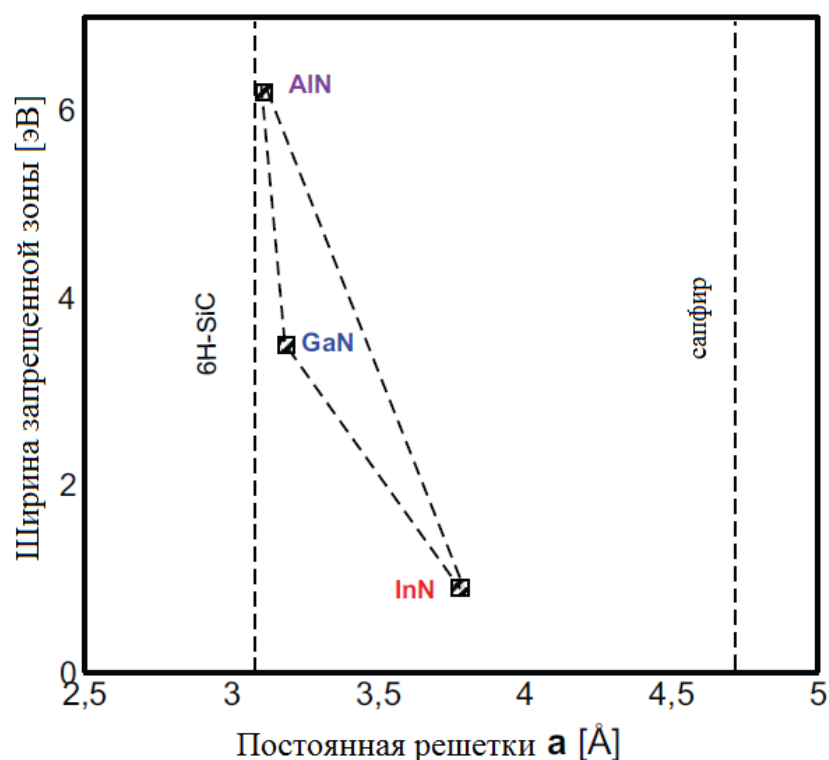


Рисунок 1.2. Постоянная решетки и ширина запрещенной зон в III-нитридах и в материалах подложки

Следует отметить, что в большинстве случаев рост нитридов происходит в направлении $\langle 0001 \rangle$. Это наиболее естественное направление для роста нитридов, когда они достигают хорошего кристаллографического качества. Более того, легирование р-примесями наиболее эффективно, когда рост материала происходит именно в этом направлении [53]. Однако, для других направлений внутренние электрические поля, разделяющие электроны и дырки в светодиодах, меньше по величине. Поэтому были попытки использовать подложки GaN или шаблоны подложек, ориентированные вдоль неполярных направлений $\langle 1010 \rangle$ и полуполярных – в направлении $\langle 1122 \rangle$ для повышения эффективности оптоэлектронных устройств. Несмотря на большое количество усилий в исследованиях указанной проблемы преимущества неполярных или полуполярных эпитруктур для

оптоэлектронных устройств до сих пор остаются недоказанными, а почти все коммерчески выпускаемые устройства строятся на полярных пластинах-подложках.

Вследствие несовпадения параметров решеток эпитаксиальных слоев длительное время не было возможным снизить плотности дислокаций ниже 10^{11} -см⁻² для формируемых эпитаксиальных слоёв. В Таблице 1.4 представлены постоянные решетки и коэффициенты теплового расширения наиболее часто используемых подложек для выращивания пленок GaN.

Таблица 1.4. Постоянная решетки и коэффициента теплового расширения (α_c и α_a) наиболее часто используемых подложек для выращивания GaN и AlN, соответственно [54]

Материал	6H-SiC	Al ₂ O ₃	Si	AlN
Постоянная решетки a	3.0806	4.758	5.43	3.111
Постоянная решетки c	15.1173	12.991	5.43	4.789
$\alpha_c \cdot 10^{-6}$ [K ⁻¹]	4.7	8.5	3.59	5.3
$\alpha_a \cdot 10^{-6}$ [K ⁻¹]	4.2	7.5	3.59	4.2

В эпитаксиальных структурах осевая ориентация используется достаточно редко. В большинстве случаев в качестве подложки для роста эпи-слоев используются косые срезы кристаллических пластин в режиме выращивания периодического прерывания потока. Косой срез подложки влияет на свойства эпи-слоев, при рассмотрении различных процессов, таких, например, как образование точечных дефектов, внедрение индия в слои InGaN, искажения решетки и шероховатость поверхности. Например, авторы в [55] показали наличие высокой концентрации дырок для материала GaN:Mg, выращенного на косом срезе Ga: грани подложки GaN. В [56] наблюдали

уменьшение содержания In в InGaN, выращенного на косом срезе Ga-границы подложки GaN. С другой стороны, также известны триklinные искажения напряженных эpi-слоев [57]. Также на поверхностную морфологию оказывает влияние величина угла косого среза, в частности, меньшая шероховатость наблюдалась в GaN слое, выращенном на N-границе с косым срезом подложки GaN [58].

Разница в величине КТР между GaN и подложками, на которых его выращивают, играет важную роль в процессе эпитаксии и, следовательно, в конечном качестве активного слоя готовых устройств. У сапфира более высокий коэффициент температурного расширения, по сравнению с нитридом галлия, что приводит к остаточным напряжениям сжатия в выращенном слое GaN, тогда как КТР в SiC и в Si меньше, чем у GaN, что приводит к остаточным напряжениям растяжения [59]. Величина остаточных напряжений зависит от условий роста нитрида галлия, поскольку при температуре выращивания слои GaN релаксируют не полностью, а подвергаются тем или иным напряжениям вследствие коалесценции зерен GaN [60].

1.3.1. Сапфир Al_2O_3

Сапфир является одной из часто используемых подложек для материалов группы $\text{A}_{\text{III}}\text{N}$ в оптоэлектронных приложениях. Причиной этого является как структурные характеристики, так и доступность подложек в виду совершенствования технологических процессов получения и оптимизации. Отличительной чертой подложек сапфира является стабильность при высоких температурах и согласованность роста материалов $\text{A}_{\text{III}}\text{N}$ в виду схожести кристаллических структур. При рассмотрении плёнок нитрида галлия, выращенного на *c*-плоскости (0001) подложки Al_2O_3 , обнаруживается согласованный рост, при котором *c*-ось GaN параллельна оси *c* подложки. В тоже время неоднократно показано, что элементарная ячейка GaN при подобном росте развернута примерно на 30° вокруг оси *c* по отношению к элементарной ячейке кристалла сапфира [61]. GaN показывает большое

рассогласование по параметру решетки (+16%) (см. Рис. 1.2) и по коэффициенту температурного расширения (КТР) (–34%) с подложкой сапфира. Как результат данных расхождений в сформированных эпислоях GaN на сапфире наблюдается высокая плотность дефектов. Морфология поверхности также невысокого качества, и на ней часто наблюдаются бугорки. В общем, качество пленок, выращенных непосредственно на любой из плоскостей сапфира, невысокое. Пленки хорошего кристаллического качества можно вырастить, если вначале на подложке нарастить слой зародышей GaN или AlN при низкой температуре, как описано в Разделе 1.3.4.

1.3.2. Гексагональный карбид кремния (6H-SiC)

SiC имеет несколько преимуществ по сравнению с сапфиром. Электропроводность SiC можно изменить введя соответствующие примеси, в отличие от сапфира, который всегда остается диэлектриком. Поэтому можно создавать вертикальные устройства, используя тыльную сторону пленки, которая контактирует с подложкой. В настоящее время доступны торговые марки SiC диаметром до 3 дюймов, с низкой плотностью дислокаций. Большая теплопроводность SiC и более легкая возможность делать сколы в этом материале по сравнению с сапфиром – это тоже является дополнительным преимуществом. Но вот относительно высокая цена подложек из карбида кремния мешает их широкому использованию. Рассогласование параметра решетки с GaN составляет всего 3.5%, а для AlN это рассогласование еще меньше ($\approx 0.5\%$). Действительно, последний используется в качестве буферного слоя при выращивании GaN на SiC. К сожалению, AlN не является хорошим полупроводником, поэтому несколько групп технологов пытались вырастить AlGaN с низким содержанием Al в качестве проводящего буферного слоя.

Однако несмотря на то, что 6H-SiC лучше соответствует по параметрам решетки нитриду галлия, качество GaN, выращенного на подложках 6H-SiC, все еще не превосходит качества GaN, выращенного на сапфире. Первые

транзисторы на основе GaN в качестве мощных переключателей были получены на (0001) *c*-плоскости сапфира и (0001) плоскости карбида кремния (6H-SiC и 4H-SiC) [29; 62; 63]. Однако, несмотря на малое рассогласование по параметру решетки, высокая плотность дислокаций ($10^7 - 10^8 \text{ см}^{-2}$) по-прежнему остается в слоях GaN, выращенных на SiC [64]. Кроме того, высокая цена подложек SiC всегда будет фактором ограничений на внедрение такой технологии в производство изделий потребительской электроники.

1.3.3. Кристаллический кремний (cSi)

Для интеграции GaN светоизлучающих и/или лазерных диодов с кремниевой электроникой указанные устройства следует выращивать локально на производимом Si чипе. С одной стороны, кремний характеризуется невысокой ценой по сравнению с сапфиром и SiC. А с другой стороны, ясно, что рассогласование параметров решеток между GaN (0001) по отношению к направлению Si (111) очень велико и составляет -17% , а это означает, что в материале покрытия (GaN) будет генерироваться высокая плотность дислокаций (порядка 10^9 см^{-2}). Большое количество научных работ было посвящено исследованию процессов роста нитрида галлия на монокристаллическом кремнии различной ориентации для исследования процессов снижения дефектов [52; 65]. Слои GaN, выращенные на подложках Si (111) имеют преимущественно вюрцитную модификацию с локальными включениями кубической фазы. GaN более высокого качества вюрцитной модификации был получен на подложке Si(111) методом МПЭ, если поверхность Si представлена атомно-плоскими террасами [54]. Для решения проблемы остаточных напряжений, в случае системы GaN/Si разработано несколько возможных подходов «управления механическими напряжениями» (например, использование соответствующего слоя AlN или градиентного буферного слоя AlGaIn, создание сверхрешеток AlN/GaN, или же применение сложных методов литографического конфигурирования самих подложек [29; 50]. В таком контексте быстрый прогресс в эпитаксиальном росте GaN

покрытий привел к получению больших по площади гетероструктур GaN/Si на подложках диаметром до 200 мм степени качества пригодной для электроники. Поэтому на основе ГТС GaN/Si началось производство силовых полупроводниковых приборов с очень высокой эффективностью, которые при этом имеют компактные размеры [66–69].

1.3.4. Зародышевый слой AlN

На свойства эпитаксиального слоя GaN сильно влияют толщина и температура роста зародышевого слоя [70]. Экспериментально определенная критическая толщина слоя GaN, выращенного на *c*-плоскости сапфира с зародышевым слоем AlN, составляет около 3 нм.

Для пленок меньшей толщины постоянная решетки пленки равна таковой в AlN, т.е. выращенная таким образом пленка будет изоморфна AlN. По мере роста толщины пленки постоянная решетки в плоскости роста возрастает за счет релаксации растяжения благодаря дислокациям несоответствия. При определенной толщине пленки релаксация почти полностью завершается, и постоянная решетки становится такой же, как и в объемном GaN.

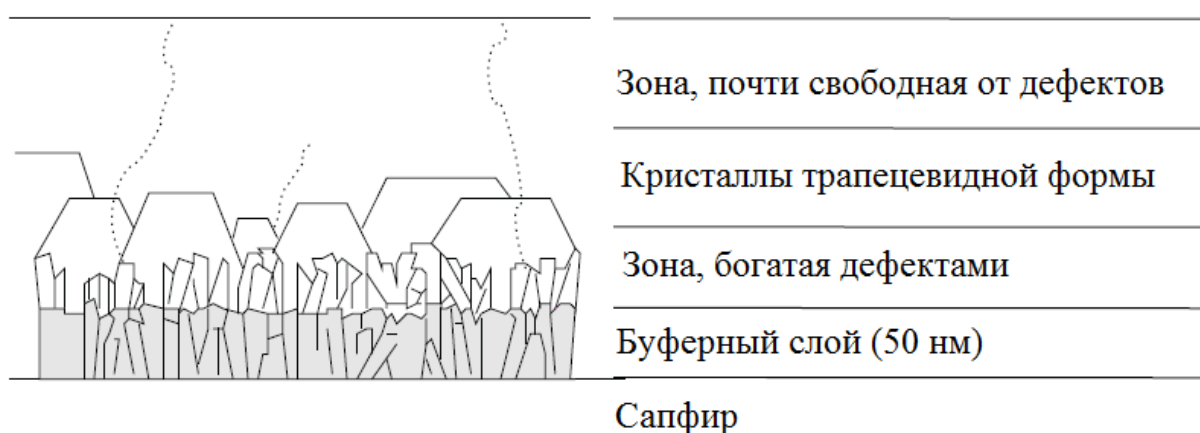


Рисунок 1.3. Модель эволюции роста пленки GaN методом МО ГФЭ с использованием низкотемпературного зародышевого слоя [71]

В работе была [25] разработана модель МО ГФЭ роста GaN на тонком зародышевом слое AlN (см. Рис. 1.3). Зародышевый слой AlN был выращен на сапфире при температуре 600° С. При такой температуре роста установлено, что зародышевый слой является аморфным. Он кристаллизуется при температуре роста ($\approx 1050^\circ \text{C}$) в столбчатой структуре. Тонкие столбчатые кристаллиты зародышевого слоя растяжением в направлении роста на величину ≈ 10 нм и грубой морфологией поверхности. Эта морфология воспроизводится в слое, растущем непосредственно на зародышевом слое. Рост столба (колонны) происходит селективно, т.е. воспроизводятся только столбики, ориентированные вдоль направления роста (ось с). Эта зона роста имеет большую плотность дефектов, и она простирается на несколько десятков нм. В следующей зоне роста преобладает стимулированный рост в латеральном направлении. Слой растет за счет кристаллитов трапецевидной формы. Оконечный слой относительно небогат дефектами. Также было показано, что та же модель значима и для роста пленки на зародышевом слое GaN [72].

1.3.5. Микроструктурные особенности $\text{Al}_x\text{In}_y\text{N}$

Особенности микроструктуры систем GaN, AlN, AlGaIn, InN, InGaIn выращенных на разнообразных подложках (таблицы 1.3, 1.4) влияют на конечные характеристики оптоэлектронных и СВЧ устройств на их основе. Так, например, все оптоэлектронные устройства, излучающие в видимом спектральном диапазоне, основаны на использовании квантовых ям (КЯ) InGaIn, которые чрезвычайно сложно вырастить из-за большого рассогласования параметров решетки этого твердого раствора с GaN и низкой температуры выращивания (Таблица 1.2, Рисунок 1.2).

Слои InGaIn и КЯ растут и развиваются, когда они подвержены воздействию высоких температур, например, когда их заращивают сверху слоем GaN:Mg р-типа [73]. И хотя при низких температурах слои InGaIn могут стать гомогенизированными, увеличение температуры ($>900^\circ\text{C}$) приводит к

разложению InGaN. Оба явления наблюдаются ввиду легкости диффузии индия в слое, наиболее вероятно, по вакансиям Ga. В случае, когда слои InGaN превосходят критические значения напряжений и толщины, они релаксируют благодаря дислокациям несоответствия [73]. Пример сетки из дислокаций несоответствия в InGaN приведен на Рис. 1.4.

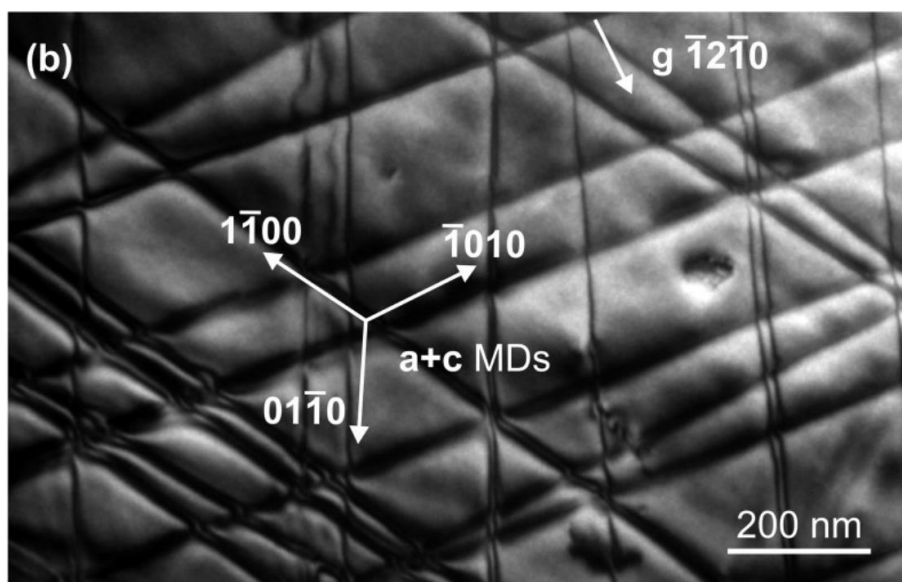


Рисунок 1.4. Светлопольное плоское ТЕМ-изображение для слоя $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ толщиной в 100 нм [74].

При этом релаксация слоев InGaN может быть не только пластической (за счет эмиссии дислокаций), но также и упругой в трехмерных нано-объектах на поверхности (плохая морфология).

Следует отметить, что условий роста слоя, плотности дислокаций и морфологии этого слоя (например, от ширины локальных террас) существенно влияют на размеры КЯ и амплитуду колебаний в распределении In [56].

В таком контексте широко обсуждаемой темой стал вопрос о флуктуациях в пространственном распределении In в КЯ [75–77]. Эти флуктуации могут проявляться в нанометровом, микрометровом и даже миллиметровом масштабе.

Пример пространственной флуктуации в распределении атомов индия в квантовых ямах InGaN сформированного на подложке GaN удалось наблюдать методом вторичной ионной масс-спектропии, показан на рисунке 1.5. Изображение указывает на концентрацию индия (x) в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ на участке поверхности 200x200 мкм.

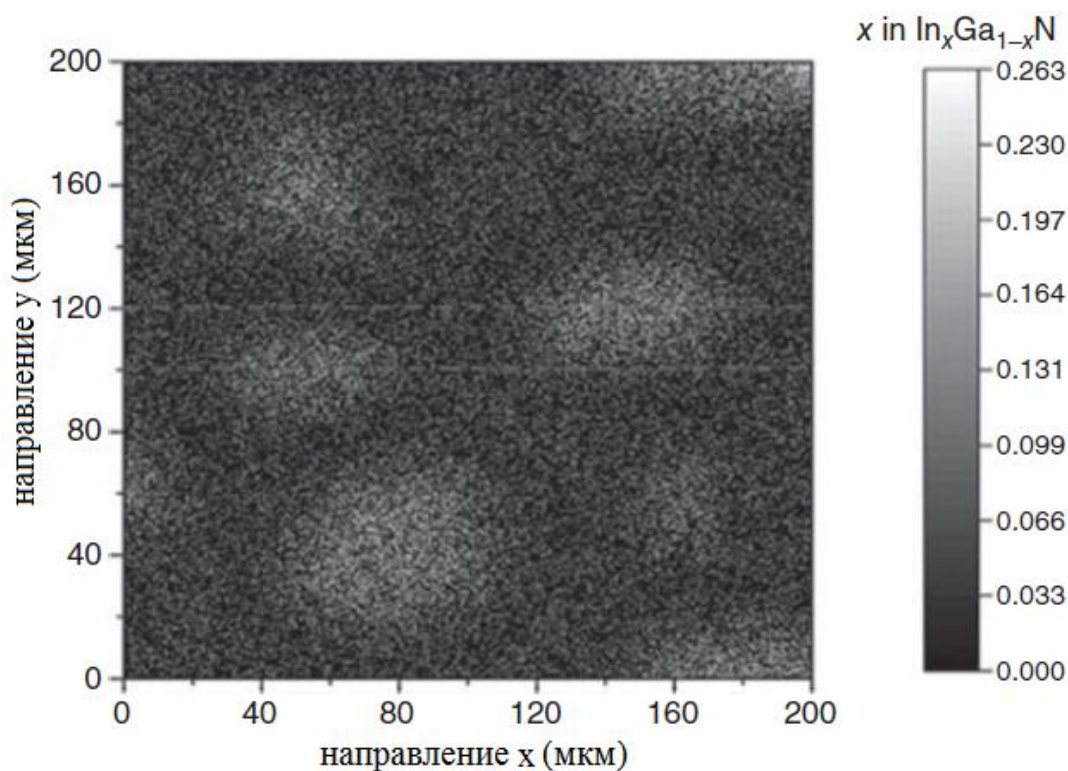


Рисунок 1.5. ВИМС-изображение x - y , показывающее латеральное распределение In в КЯ InGaN/GaN. Вертикальная шкала справа показывает концентрацию индия x в твердом растворе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ [77].

В ряде работ было показано, что одним из факторов, влияющих на флуктуации в пространственном распределении In в КЯ, является содержание водорода в атмосфере ростовой камеры. Фактически, даже малый процент водорода в газовой камере уменьшает внедрение индия [78–80]. Однако водород сглаживает шероховатость поверхности слоя, поэтому его можно использовать в процессе выращивания барьера в слоях InGaN или GaN. И оказалось, что чем глаже поверхность выращенного слоя, тем меньше проявляется флуктуация в содержании индия.

Отдельной категорией устройств являются галлий-нитридные транзисторы для силовой и СВЧ электроники, равно как и УФ излучатели, основаны на использовании слоев AlGaN. Основная микроструктурная проблема, которая связана со слоями AlGaN – это их тенденция к растрескиванию вследствие растягивающих напряжений при выращивании таких слоев на Al_2O_3 . В качестве примера на Рис. 1.6 показано СЭМ изображение толстого AlGaN (~3мкм) слоя, выращенного на Al_2O_3 , на котором видно наличие трещин на поверхности образца.

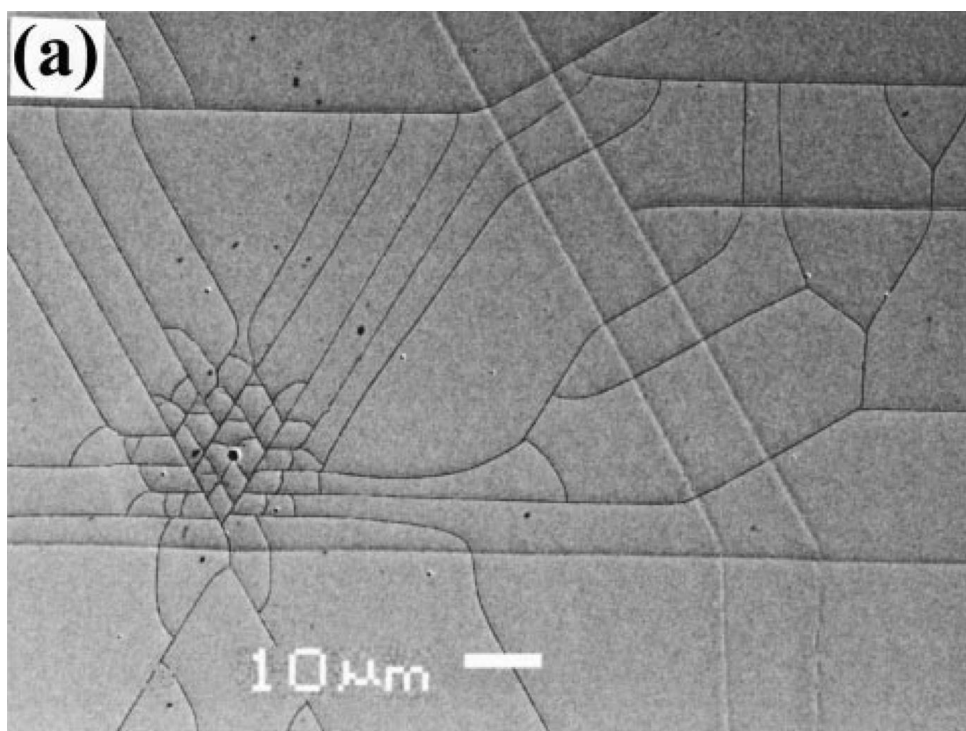


Рисунок 1.6. СЭМ изображение $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ толщиной 3 мкм, выращенного с использованием буферного слоя AlN толщиной 25 нм на Al_2O_3 [81].

Чтобы избежать растрескивания, в качестве возможных технологических решений используется латеральное формирование структуры [81; 82] или применение податливых слоев [83].

Трещины, очевидно, представляют серьезную проблему в процессе гетероэпитаксии GaN на подложках Si, поскольку они действуют как центры

рассеяния, которые уменьшают подвижность носителей заряда и, следовательно, снижают эффективность работы транзисторов. В этом случае уже сообщалось о нескольких методах, позволяющих избежать образования трещин в AlGaN/GaN гетереструктурах, выращенных на подложках Si (111), а именно: формирование межслоевых структур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с переменным составом между буферным слоем AlN и GaN, или получении в промежуточном эпитаксиальном слое сверхрешеток AlGaN/GaN [84; 85].

Хотя протяженные дефекты, такие как дислокации, можно легко обнаружить в выращенном слое, а их плотность легко измерить методом селективного травления, методами рентгеновской дифракции или просвечивающей электронной микроскопии, гораздо сложнее обнаружить точечные дефекты. Концентрацию вакансий Ga (акцепторные дефекты) можно измерить методом позитронной аннигиляции, но только в случае достаточно толстых слоев (но не КЯ). В случае вакансий по азоту никаких прямых методов их детектирования не существует. В виду этого для интерпретации как электрических свойств GaN, AlN, AlGaN, InN, так и диффузия атомов, светимость проводят теоретические расчёты на основе непрямых допущений о наличии точечных дефектов.

В итоге можно отметить, что нитридные полупроводниковые материалы для оптоэлектроники и силовой электроники обладают сложной микроструктурой, которая характеризуется большим числом несовершенств: дислокаций, точечных дефектов, плохой морфологией, неоднородными механическими напряжениями, неоднородными электрическим полями и неоднородным распределением атомов в решетке. Все эти несовершенства не являются независимыми друг от друга и могут оказывать влияние на электрические и оптические свойства материалов. Более того, эти несовершенства зависят от параметров выращивания материала (температура, давление, потоки газов, геометрии реактора и т.д.). Следовательно, сложная микроструктура, а также большое число параметров роста делают

оптимизацию качества кристаллов нитридов весьма серьезным вопросом для GaN и других нитридов элементов III группы периодической системы.

1.4. Оптические свойства нитридов $A_{III}N$

Нитриды обладают прямозонной энергетической структурой с шириной запрещенной зоны от 0.7 эВ (InN) до 3.4 эВ (GaN) и далее до 6.1 эВ (AlN). Следовательно, они перекрывают спектральный диапазон от ИК участка (1770 нм) через весь видимый диапазон до дальнего ультрафиолета (200 нм) [86]. На Рис. 1.7 приведены значения ширины запрещенной зоны для нитридных полупроводниковых материалов в зависимости от плоскостного параметра кристаллической решетки.

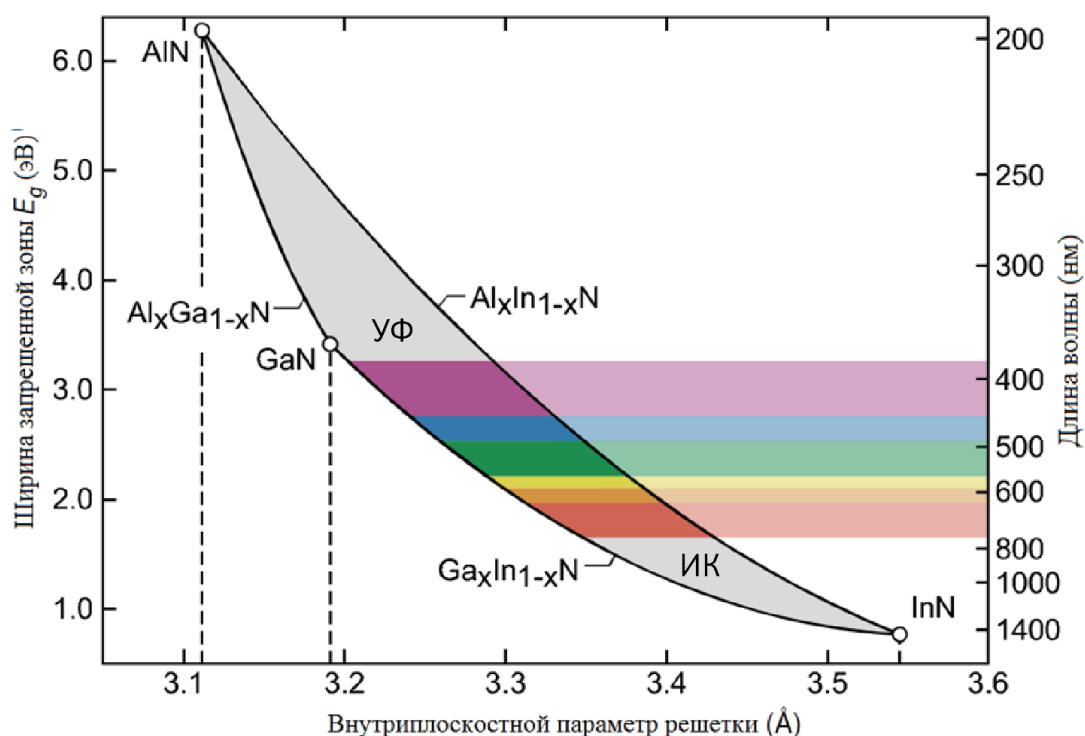


Рисунок 1.7. Ширина запрещенной зоны нитридных полупроводниковых материалов (AlN, GaN, InN и их тройных твердых растворов) в зависимости от параметра кристаллической решетки [86]. Соответствующая шкала длин волн приведена справа.

Для тройных нитридных твердых растворов (ТР) $A_xB_{1-x}N$ ширина запрещенной зоны изменяется с составом раствора x нелинейным образом, а следует феноменологическому выражению:

$$E_g^{A_xB_{1-x}N}(x) = xE_g^A + (1-x)E_g^B - x(1-x)b \quad (1.1)$$

где b – это параметр изгиба кривой (в эВ), определяемый как коэффициент при параболе. Положительное значение b указывает на изгиб кривой $E_g(x)$ вниз, тогда как отрицательное значение b указывает на изгиб кривой $E_g(x)$ вверх.

Обычно для нитридных соединений большинство измерений ширины запрещенной зоны (а значит, и параметров изгиба зависимости $E_g(x)$) проводится с использованием эмиссионных методов, таких как фотолюминесценция (ФЛ) и катодолюминесценция (КЛ).

Наиболее важными материалами для оптоэлектроники являются квантовые ямы (КЯ) и квантовые нити из InGaN. Результаты исследования оптических свойств таких КЯ приведены уже в нескольких тысячах статей, но они по-прежнему содержат множество нераскрытых вопросов. Так, для InGaN приведенные значения параметра изгиба b на зависимости $E_g(x)$ лежат в пределах от 1.4 до 2.8 эВ [87]. Столь большой разброс связан с вариабельностью свойств InGaN (флуктуации в распределении индия в материале, неоднородность в толщине КЯ и т.п.), что уже рассмотрено в Разделе 1.3.5. Композиционные неоднородности твердого раствора и, даже присущая неупорядоченным твердым растворам локализация дырок [88], приводит к сильному Стоксовому смещению и к недооценке ширины запрещенной зоны [89]. На данный момент существует предположение, что параметр изгиба b в InGaN зависит от состава твердого раствора [90].

С другой стороны, для твердых растворов AlGaN значения параметра изгиба b , представленные в научной литературе, меняются в пределах от – 0.8 до 2.6 эВ. Возможное объяснение подобным данным состоит в том, что твердые растворы AlGaN, изготовленные различными методами имеют различное качество. При этом в отдельных случаях диапазон составов

исследованных твердых растворов может быть достаточно узким. В [91] сообщалось о систематическом исследовании ширины запрещенной зоны для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ в зависимости от концентрации x алюминия (Al). Подставляя экспериментальные данные с использованием уравнения (1.1), может быть получено значение параметра изгиба $b = 1.0$ эВ.

Измерения оптического пропускания (ОТ) или оптического поглощения (ОП) обеспечивают более хорошую оценку ширины запрещенной зоны нитридов. Однако не так-то просто вырастить толстые слои нитридов (InGaN и AlGaN), которые необходимы для проведения таких измерений. Более того, ОТ и ОП не учитывают дисперсию по энергии коэффициента преломления, вкладом которого в величину ширины запрещенной зоны пренебрегать нельзя. Альтернативный метод измерений, который может удовлетворить требованиям точного измерения величины изгиба на зависимости ширины запрещенной зоны от состава ТР – это спектральная эллипсометрия [92]. Этот метод был использован для оценки параметра изгиба b на зависимости $E_g(x)$ для нитридов, и он также имеет большое преимущество в определении функции комплексной диэлектрической проницаемости исследуемого материала.

В общем, ФЛ и КЛ спектры, измеренные для нитридов элементов III-й группы, состоят из экситонной области и части, связанной с дефектами [93]. Например, для объемного GaN обычно идентифицируют следующие спектральные особенности: (i) экситонная часть: свободные и связанные экситоны; (ii) донорно-акцепторные пары (ДАП); и (iii) люминесценция, обусловленная дефектами. В качестве примера на Рис. 1.8 показан ФЛ-спектр GaN. При этом полосы в спектре ФЛ относятся FE-A, X_A – свободный экситон A, FE-B, X_B – свободный экситон B, FE-C, X_C – свободный экситон C, DBE D^0X_A – экситон связанный с донором, ABE A^0X_A – экситон связанный с акцептором, DBE-LO $D^0X_A - LO$ – фононная реплика, DBE-2LO $D^0X_A - 2LO$ – фононная реплика, Помимо экситонной части спектра также наблюдается широкий пик в желтой области спектра (около 550 нм), который может быть

связан с точечными дефектами (вакансиями по галлию и углеродными примесями) - YL – желтая люминесценция

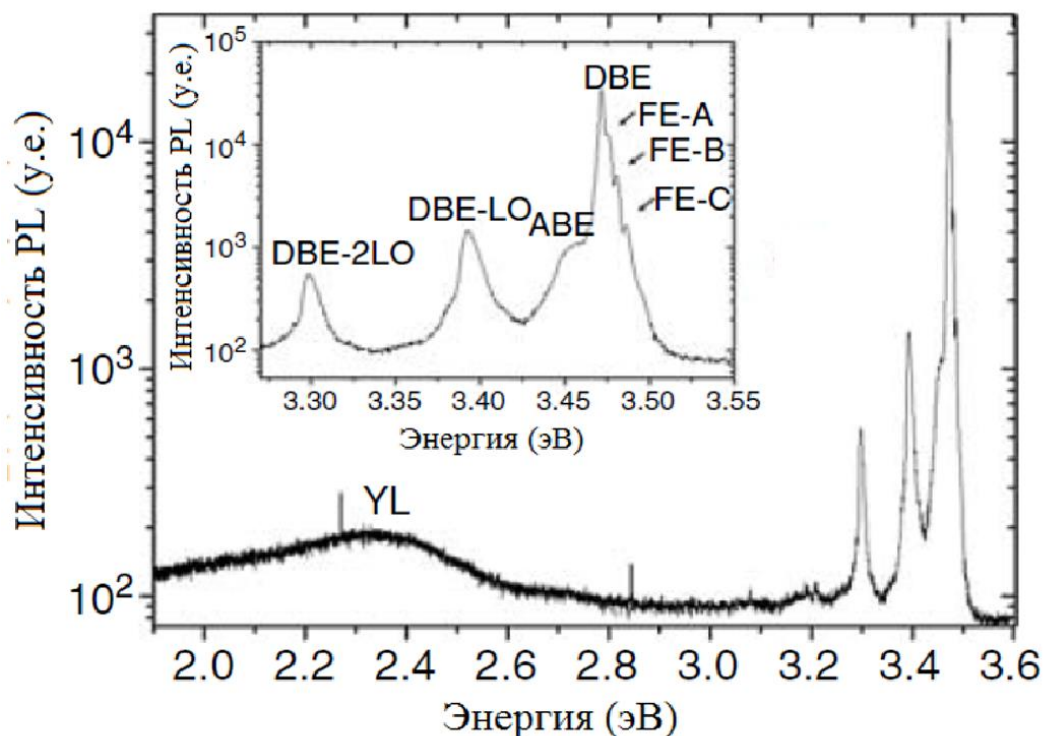


Рисунок 1.8. Типичный спектр фотолюминесценции в слое GaN, выращенном на сапфировой подложке [93].

Как уже упомянуто выше, даже простейшее соединение GaN обладает большим разнообразием точечных и протяженных дефектов, которые влияют на положение, полуширину (FWHM) и интенсивность ФЛ пиков. Хороший обзор по оптическим свойствам GaN представлен в работе [94].

В случае тройных или четверных твердых растворов ситуация становится намного более сложной по сравнению с чистым GaN, поскольку в этом случае приходится иметь дело с флуктуациями химического состава. Основная информация, получаемая из положения ФЛ и CL пика, это – длина волны, отвечающая полученному пику. Для КЯ InGaN положение этого пика зависит от нескольких факторов: среднего содержания индия, флуктуаций содержания индия по составу, толщины КЯ (для тонких КЯ отмечается квантовый эффект в виде голубого сдвига, а для толстых КЯ наблюдается

разделение электронов и дырок электрическим полем, что приводит к красному сдвигу пика), вариаций в толщине КЯ и наличия точечных дефектов. Положение пиков ФЛ или КЛ также зависит от мощности возмущающего излучения, что делает анализ спектральных данных крайне непростым делом. Однако еще большее беспокойство доставляет анализ интенсивности ФЛ/КЛ пика. В действительности, помимо вышеупомянутых факторов интенсивность указанного пика также зависит от поглощения материала вблизи от КЯ и от диффузионной длины неосновных носителей заряда.

Дополнительную информацию о материале можно получить, используя метод время-разрешенной фотолюминесценции или метод время-разрешенной катодолюминесценции. Время спада интенсивности пиков люминесценции можно интерпретировать временами излучательной и безызлучательной рекомбинации электронов и дырок. Экспериментальное время спада люминесценции (τ) связано с временами спада излучательной (τ_r) и безызлучательной (τ_{nr}) рекомбинации:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (1.2)$$

Для бинарных соединений большие времена спада люминесценции можно наблюдать для почти идеально совершенных кристаллов. А в частном случае КЯ InGaN большие времена спада люминесценции могут быть связаны с флуктуациями содержания индия [95].

Было проведено много интересных исследований ФЛ и КЛ в связи с их зависимостью от температуры и давления. Так, при увеличении давления ширина запрещенной зоны нитридов возрастает, что в итоге может приводить к выталкиванию части энергетических уровней в запрещенную зону, что позволяет наблюдать эти уровни в процессе оптических измерений [96].

Достаточно часто эксперименты проводятся для изучения температурной зависимости (в диапазоне от 4.2 К до 300 К), из которых можно получить внутреннюю квантовую эффективность выхода излучения η , исходя из соотношения:

$$\eta = \frac{I(T)}{I(0)} \quad (1.3)$$

где $I(T)$ и $I(0)$ – это интенсивности ФЛ или КЛ при данной температуре и при 0К, соответственно.

В то же время η может быть связано с временами спада люминесценции из-за излучательной и безызлучательной рекомбинации следующим образом:

$$\frac{1}{\eta} = 1 + \frac{\tau_r}{\tau_{nr}} \quad (1.4)$$

Следовательно, исходя из экспериментальных зависимостей $I(T)$, $I(0)$ и τ , с использованием уравнений (1.2) – (1.4), можно определить квантовую эффективность люминесценции η , а также времена спада излучательной (и безызлучательной (τ_r и τ_{nr}) рекомбинации.

Однако, данные по ФЛ и КЛ зависят от мощности возбуждающего излучения и от свойств слоев, расположенных вблизи активной области. Следовательно, возможно, что оптимизация оптически активной области (например, КЯ InGaN) в отношении η не соответствует более высокой эффективности светоизлучающих или лазерных диодов.

На Рис. 1.9 схематично изображена типичная топология наиболее популярных оптоэлектронных устройств на основе GaN, т.е. светоизлучающих или лазерных диодов. Для светоизлучающего диода - излучение может выводиться либо через тыльную, либо через верхнюю поверхность. В случае лазерного диода свет «зажат» между оболочечными слоями, и потому он может частично циркулировать между зеркалами по обеим сторонам лазерного чипа.

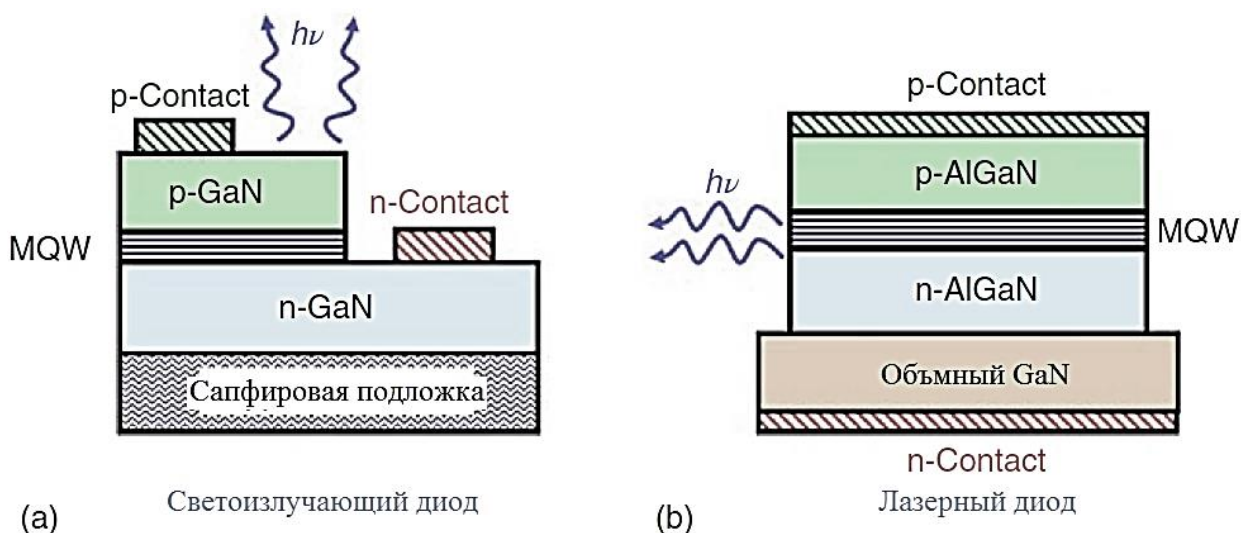


Рисунок 1.9. Упрощенные топологические схемы двух наиболее популярных оптоэлектронных устройств на основе GaN: а – светоизлучающий диод ; б– лазерный диод с боковым выходом излучения.

В случае светоизлучающего диода, когда р-п-переход находится под прямым смещением, потенциальный барьер понижается, и в активной области происходит рекомбинация электронов и дырок (например, в случае нескольких КЯ), что приводит к излучению фотонов. Вся проблема при этом состоит в том, чтобы эти фотоны не были поглощены в материале или рассеяны в другом направлении. Для прозрачных сапфировых подложек можно экстрагировать поток этих фотонов непосредственно через подложки. Для кремниевых подложек экстракция светового потока возможна только с поверхности, что трудно осуществимо из-за наличия электрического контакта. В случае лазерного диода свет «зажат» между двумя AlGaN «оболочечными слоями», и излучение света осуществляется через торцы образца, покрытые зеркальным слоем, что заставляет фотоны «циркулировать» между двумя краями. При малых токах инжекции свет излучается некогерентным образом в виде, подобном излучению светоизлучающего диода. Однако, при определенной величине тока выше некоторого порогового значения в активной области генерируется достаточно высокая концентрация носителей, что приводит к инверсной заселенности энергетических уровней в материале.

В этих условиях помощь в электронно-дырочной рекомбинации оказывает излучение фотонов, сгенерированных при рекомбинации электронов и дырок; в результате возникает стимулированная эмиссия фотонов, которая доминирует над спонтанным излучением.

1.5. Электрические свойства нитридов $A_{III}N$

GaN обладает великолепными электрическими свойствами, которые делают его многообещающим материалом для производства электронных устройств. Во-первых, ширина запрещенной зоны материала ($E_g = 3.4$ эВ) индуцирует высокое критическое поле ($E_{CR} = 3 - 3.75$ МВ/см), которое представляет собой максимальное электрическое поле, которое может выдержать материал без его пробоя [97]. Высокое критическое поле является ключевым фактором для изготовления электронных устройств, работающих при высоких напряжениях и при низком сопротивлении в открытом состоянии, а также с высокой эффективностью работы.

Также следует рассмотреть температурные эффекты в полупроводниковом материале, поскольку они оказывают сильное влияние на генерацию носителей и, следовательно, на электрические свойства полупроводниковых устройств. Фактически, характеристики полупроводниковых устройств деградируют при увеличении температуры, до тех пор, пока их функционал для применения в конкретных электронных схемах не будет потерян. Поэтому необходим точный контроль концентрации носителей (электронов и дырок). Однако, легирующие примеси не являются единственным источником носителей в полупроводнике. Реально, даже при отсутствии преднамеренного легирования каждый полупроводник может содержать определенное количество термически генерируемых носителей в кристаллической решетке. Количество этих носителей называется концентрацией собственных носителей n_i , и оно экспоненциально зависит от температуры T :

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (1.5)$$

где k – постоянная Больцмана, а N_c и N_v – это плотности электронных состояний в зоне проводимости и валентной зоне, соответственно.

На Рис. 1.10 представлена рассчитанная концентрация собственных носителей n_i в GaN в зависимости от обратной температуры [98]. Для сравнения также приведены значения n_i для Si и SiC. Пунктирная линия показывает комнатную температуру ($T = 298$ K)

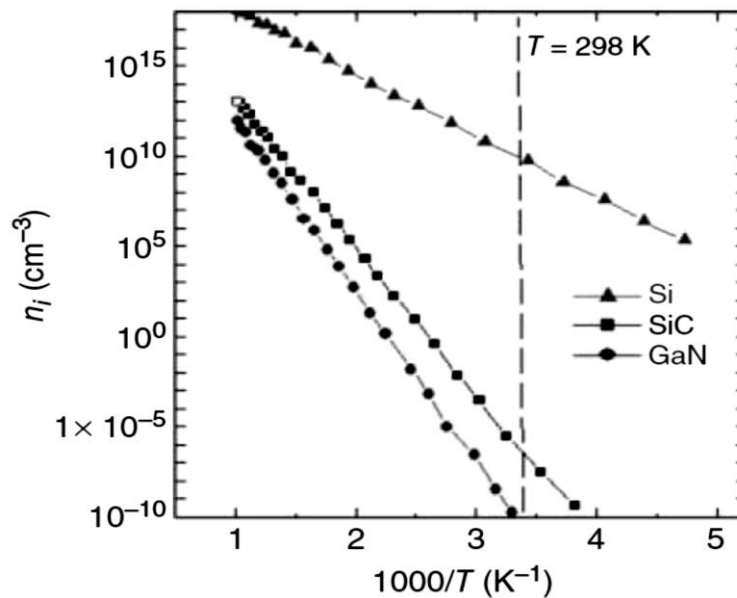


Рисунок 1.10. Рассчитанная концентрация собственных носителей n_i в зависимости от обратной температуры ($1000/T$) для GaN. [98].

Следует отметить, что, если температура возрастает, например, выше 300°C, для Si, концентрация собственных носителей может стать сопоставимой или даже оказаться выше концентрации носителей, сгенерированных за счет намеренного легирования. Тогда электрические свойства материалов могут оказаться подверженными нежелательному влиянию собственных носителей, а не тем носителям, которые генерировались благодаря целенаправленному легированию специально для выполнения операций в определенной электрической цепи [98]. Из Рис. 1.10 ясно видно,

что SiC и GaN имеют намного более низкую концентрацию собственных носителей, чем Si. Следовательно, они не подвержены влиянию проблем, связанных с возникновением проводимости за счет собственных носителей даже при температуре 600 °C. В качестве примера, как видно из Рис. 1.10, концентрация собственных носителей в GaN при комнатной температуре ($T = 298$ K) примерно на 19 порядков величины ниже, чем в кремнии. Благодаря столь низкому значению n_i ток, генерируемый этими носителями, крайне невысокий. Следовательно, электронные устройства на основе GaN должны характеризоваться намного более низкими токами утечки по сравнению с устройствами на основе Si, а это дает возможность работать устройствам при более высоких температурах.

Однако здесь важно указать на то, что все эти рассуждения справедливы в отношении совершенных кристаллов. В действительности, вследствие большого рассогласования параметров решеток между GaN и материалом подложки, наличие дефектов в материале эпитаксиальных слоев Ga, таких как, например, дислокации, обычно обеспечивает преимущественные пути для утечки носителей заряда, что является основным препятствием для достижения идеальной работы в составе электрической цепи и с учетом малых токов утечки в электронных устройствах на основе GaN [99].

На Рис. 1.11 показана рассчитанная скорость электронов в GaN в зависимости от напряженности электрического поля [100].

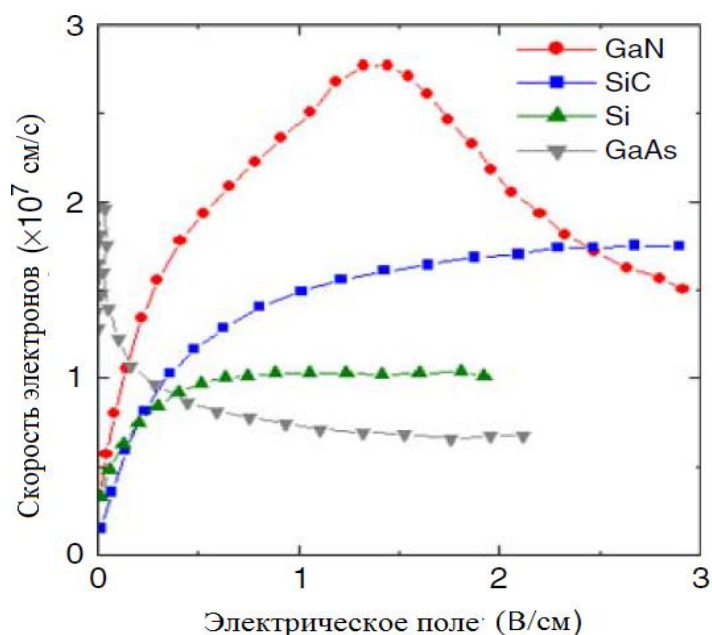


Рисунок 1.11. Скорость электронов в зависимости от напряженности электрического поля для GaN. Для сравнения приведены значения скорости электронов для GaAs, Si и SiC [100]

Как можно видеть из этого рисунка, пиковая скорость электронов в GaN близка к 2×10^7 см/с, а насыщение скорости электронов составляет около 1.5×10^7 см/с. Эти величины намного выше аналогичных значений для GaAs и Si. Благодаря высокому значению скорости насыщения для носителей заряда возможно сократить время переноса носителей в электронных устройствах на основе GaN, что позволяет им работать на высокой частоте.

Наконец, теплопроводность GaN, как можно ожидать, будет меняться в определенном интервале ($1.3 - 2.1$ Вт/см · К), в зависимости от плотности дефектов в материале. Эти значения меньше, чем аналогичные показатели в SiC. Следовательно, SiC более приспособлен для высокотемпературных приложений по сравнению с GaN. То есть, фактически можно сказать, что рассеяние тепла в устройствах на основе GaN должно соответствующим образом настраиваться.

Благодаря вышеупомянутым свойствам, можно добиться значительных преимуществ при использовании устройств на основе GaN, с точки зрения их использования при работе с высокими напряжениями, высокими частотами, в

условиях высоких температур. Чтобы яснее выявить эти преимущества, на Рис. 1.12 приведены итоговые показатели электронных свойств GaN по сравнению с характеристиками Si и SiC, в виде «диаграммы направленности».

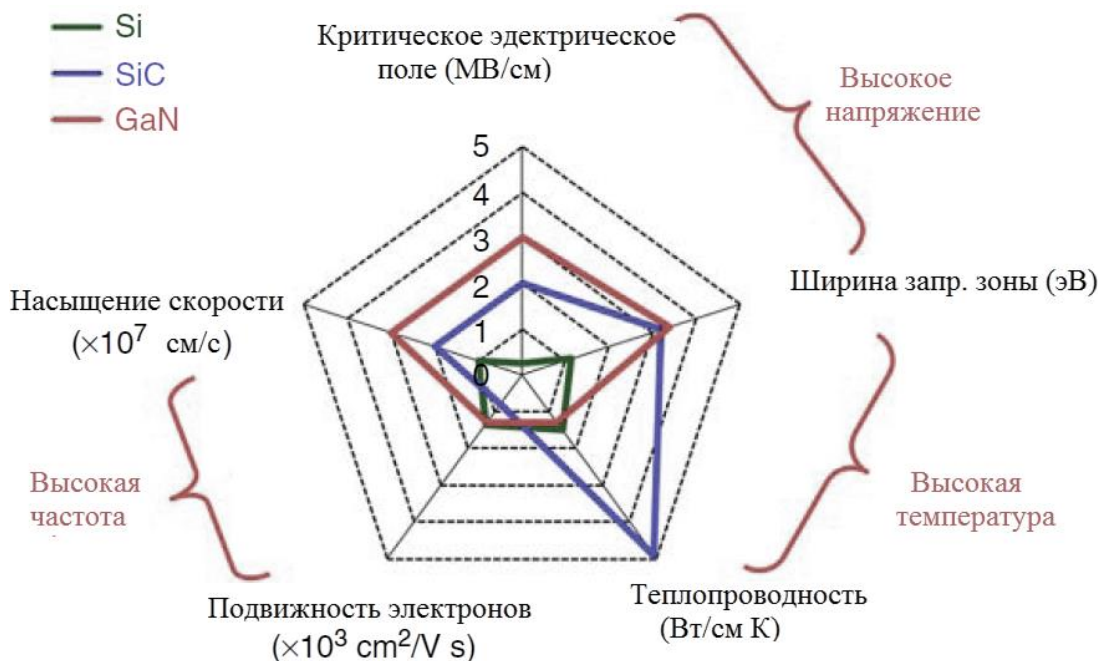


Рисунок 1.12. Физические и электронные свойства GaN в сравнении с такими же характеристиками Si и SiC, представленные в виде «диаграммы направленности» излучения радара [101].

Поэтому здесь стоит упомянуть, что свойства обсуждаемого материала и, частично, материалов сравнения могут меняться при сопоставлении результатов различных исследований. Однако представленный на Рис. 1.12 график показывает большой потенциал в применении данного (GaN) материала.

1.6. Двумерный электронный газ в системе AlGaN/GaN

Одна из наиболее интересных особенностей нитридных полупроводниковых материалов – это их способность образовывать твердые растворы и гетероструктуры с заданными оптическим и электрическим свойствами. Твердый раствор (ТР) $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ представляет собой

гексагональный кристалл, который можно получить, замещая в исходном GaN кристалле определенную долю атомов Ga на атомы Al. Важной характеристикой ТР $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ является возможность задавать параметр кристаллической решетки и ширину запрещенной зоны посредством изменения концентрации атомов алюминия.

В частности, параметр кристаллической решетки в плоскости a_0^{AlGaN} в ТР $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и содержание Al в этом ТР x связаны выражением:

$$a_0^{\text{AlGaN}}(x) = xa_0^{\text{AlN}} + (1 - x)a_0^{\text{GaN}} \quad (1.6)$$

где a_0^{GaN} и a_0^{AlN} – это параметры кристаллической решетки GaN и AlN, соответственно. С другой стороны, ширину запрещенной зоны $E_g^{\text{AlGaN}}(x)$ в ТР $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ можно записать как функцию от ширины запрещенной зоны GaN E_g^{GaN} и AlN E_g^{AlN} [102]:

$$E_g^{\text{AlGaN}}(x) = xE_g^{\text{AlN}} + (1 - x)E_g^{\text{GaN}} - x(1 - x) \quad (1.7)$$

где $b = 1$ эВ это параметр изгиба, обычно используемый в расчетах для ТР AlGaN [91].

Зависимости параметра решетки a_0 и ширины запрещенной зоны E_g в зависимости от концентрации x алюминия в ТР $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ показаны на Рис. 1.13. Гетероструктуру AlGaN/GaN можно сформировать, выращивая тонкий барьерный слой $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ на подложке GaN вдоль кристаллографического направления [0001]. Вследствие разности ширины запрещенной зоны для двух указанных материалов на зонной диаграмме такой структуры появляется энергетический разрыв. Помимо этого, рассогласование параметров решетки между GaN и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($a_0^{\text{GaN}} > a_0^{\text{AlGaN}}$) будет индуцировать напряжение сжатия непосредственно в барьерном слое ТР $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ для компенсации рассогласования параметров решеток двух материалов.

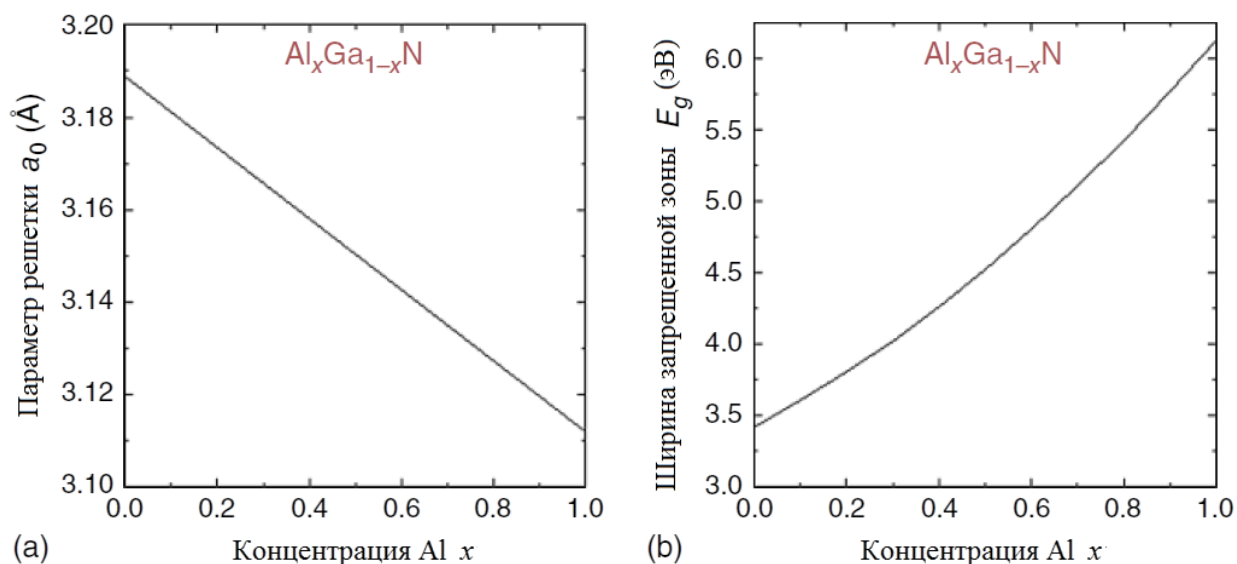


Рисунок 1.13. Зависимость параметра кристаллической решетки a_0 (a) и ширины запрещенной зоны E_g (b) от Al концентрации x в ТР $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ [41].

Эта ситуация схематически изображена на Рис. 1.14, на котором показаны изолированные кристаллы AlGaN и GaN , а также напряженная AlGaN/GaN гетероструктура, где после выращивания слоя AlGaN на GaN на границе двух материалов будет индуцировано напряжение сжатия для компенсации рассогласования параметров решеток между двумя этими материалами [41].



Рисунок 1.14. Схематичная структура изолированных кристаллов AlGaN и GaN (a) и сформированной AlGaN/GaN гетероструктуры (b) [41].

В напряженной AlGaN/GaN гетероструктуре возникает пьезоэлектрическая поляризация P_{PE} , направленная вдоль оси c , которая определяется выражением:

$$P_{PE} = e_{33}\varepsilon_z + e_{31}(\varepsilon_x + \varepsilon_y) \quad (1.8)$$

где e_{33} и e_{31} – это пьезоэлектрические коэффициенты, $\varepsilon_z = (c - c_0)/c_0$ – это напряжение вдоль оси c , $\varepsilon_x = \varepsilon_y = (a - a_0)/a_0$ – это напряжения, возникающие в плоскости и, как предполагается, они являются изотропными, а a_0 и c_0 – это постоянные решеток двух материалов, находящихся в равновесном состоянии.

Пьезоэлектрическая поляризация вдоль оси c также может быть выражена, согласно [19], в виде:

$$P_{PE} = 2 \frac{a - a_0}{a_0} (e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}}) \quad (1.9)$$

где C_{13} и C_{33} – это упругие постоянные материала.

Поскольку сомножитель в круглых скобках является отрицательным во всем интервале концентраций алюминия, которые обычно используются при изготовлении ТР $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ [19], пьезоэлектрическая поляризация будет отрицательной при напряжении растяжения ($a^{\text{AlGaN}} > a_0^{\text{AlGaN}}$) и положительной при напряжении сжатия ($a^{\text{AlGaN}} < a_0^{\text{AlGaN}}$). Следовательно, для Ga грани в AlGaN/GaN гетероструктуре с барьерным слоем AlGaN, подверженным растягивающему напряжению, пьезоэлектрическая поляризация P_{PE} будет отрицательной и параллельной вектору спонтанной поляризации P_{SP} , который направлен к подложке GaN), как показано на Рис. 1.13а.

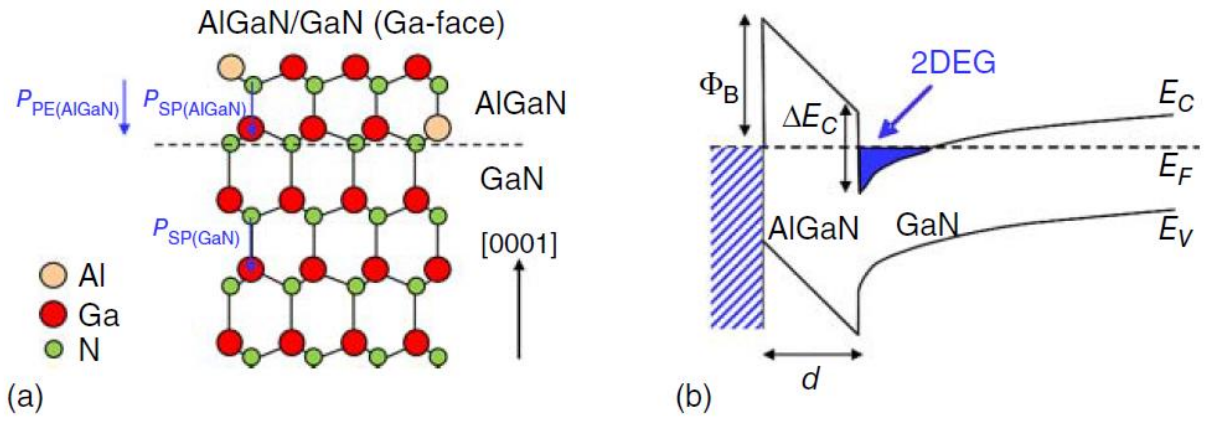


Рисунок 1.15. а – Схематическое изображение гетероструктуры AlGaN/GaN, на котором показаны векторы спонтанной и пьезоэлектрической поляризации и б – схематическая зонная диаграмма гетероструктуры AlGaN/GaN. Наличие ДЭГ в квантовой яме на границе раздела показано стрелкой [41].

Градиент поляризации, существующий на границе, раздела AlGaN/GaN, определяет плотность заряда, возникшего в результате поляризации, которая, в свою очередь, зависит от концентрации x алюминия:

$$|\sigma(x)| = |[P_{SP}(Al_xGa_{1-x}N) + P_{PE}(Al_xGa_{1-x}N) - P_{SP}(GaN)]| \quad (1.10)$$

Следовательно, чтобы обеспечить нейтральность электрического заряда в системе, свободные электроны (проводимости) будут стремиться скомпенсировать плотность заряда, возникшего вследствие поляризации на границе, раздела AlGaN/GaN, так что в результате получается ДЭГ структура. И она, постепенно разрастаясь, накапливается в потенциальной яме, сформированной на границе, раздела AlGaN/GaN структуры (Рис. 1.15b).

В [103] сообщалось, что заряды $\sigma(x)$, индуцированные поляризацией, в уравнении (1.10), представляют собой диполь, вклад которого в полный заряд в системе AlGaN/GaN равен нулю. Соответственно, поскольку нельзя сделать никаких предположений относительно расположения уровня Ферми на свободной поверхности AlGaN, наличие ДЭГ можно объяснить переносом электронов с донорно-подобных поверхностных состояний $\sigma_{surface}$,

расположенных при энергии E_D в незаполненные состояния в материале GaN, которые расположены при более низких энергиях [103].

Однако, ситуация, которая имеет место в реальном устройстве, отличается от рассмотренной, поскольку поверхность материала не является по-настоящему свободной. Фактически, в устройстве AlGaN/GaN металлический электрод, образующий контакт Шоттки, сформирован на поверхности AlGaN, а приложение смещения используется для модуляции плотности зарядов в слое ДЭГ n_S . При наличии металлического контакта в качестве барьера Шоттки максимум плотности зарядов в слое ДЭГ можно выразить в виде [19]:

$$n_S(x) = \frac{\sigma(x)}{q} - \left[\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{AlGaN}(x)}{d_{AlGaN} q^2} \right] \cdot [q\Phi_B(x) + E_F(x) - \Delta E_C(x)] \quad (1.11)$$

где d_{AlGaN} – это толщина барьерного слоя $Al_xGa_{1-x}N$, ε_{AlGaN} – это его диэлектрическая проницаемость, $q\Phi_B$ – это высота барьера Шоттки в металлическом контакте, E_F – положение уровня Ферми относительно края зоны проводимости (по энергии) в GaN, а ΔE_C – это разрыв зоны проводимости на границе раздела AlGaN/GaN.

Обычно ДЭГ, создающийся в AlGaN/GaN гетероструктурах, характеризуется значениями плотности носителей заряда в слое, равными по величине порядка 10^{13} см^{-2} , а подвижность носителей заряда составляет $1000 - 2000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

HEMT (транзистор с высокой подвижностью электронов) представляет собой устройство, принцип работы которого основан на присутствии ДЭГ в AlGaN/GaN гетероструктурах.

Схематично поперечное сечение такого полупроводникового прибора изображено на Рис. 1.16а. В частности, в обычном HEMT транзисторе с AlGaN/GaN гетероструктурой ток, протекающий в ДЭГ канале, между истоком и стоком с омическими электродами, можно модулировать, прикладывая отрицательное смещение к контакту Шоттки, который работает как затворный электрод у транзистора.

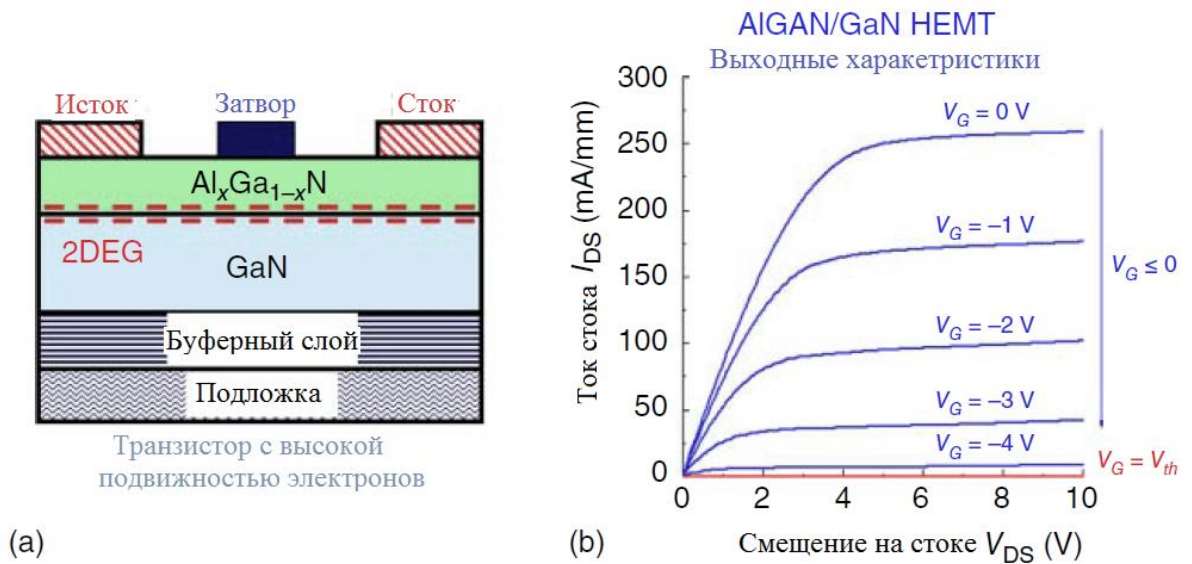


Рисунок 1.16. а – Схема поперечного сечения AlGaIn/GaN HEMT транзистора и б– типичные выходные характеристики $I_{DS} - V_{DS}$ прибора (HEMT транзистора)

Поскольку ДЭГ всегда присутствует в AlGaIn/GaN гетероструктуре, а уровень Ферми на границе раздела лежит выше дна зоны проводимости (см. схему на Рис. 1.15b), такое устройство/прибор находится в «нормально-включенном» состоянии, то есть это означает, что между истоком с стоком будет протекать ток, даже если смещение на затворе будет равно нулю ($V_g = 0$). В качестве примера на Рис. 1.16b приведены типичные выходные характеристики $I_{DS} - V_{DS}$. Как видно из этого рисунка, выходной ток транзистора HEMT можно модулировать, прикладывая отрицательное смещение к электроду затвора, вплоть до достижения «порогового напряжения» (V_{th}), когда уровень Ферми выталкивается ниже дна зоны проводимости материала AlGaIn, и ДЭГ канал обедняется носителями.

Пороговое напряжение V_{th} AlGaIn/GaN HEMT транзистора зависит от свойств гетероструктуры (а именно, толщина AlGaIn и ее легирование, а также концентрация алюминия (Al), и его можно записать в виде [104]:

$$V_{th}(x) = \Phi_B(x) + E_F(x) - \Delta E_C(x) - \frac{qN_D d_{AlGaIn}^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon_{AlGaIn}} - \frac{\sigma(x)}{\varepsilon_0 \varepsilon_{AlGaIn}} d_{AlGaIn} \quad (1.12)$$

где N_D – это плотность легирующей примеси в барьерном слое AlGaIn, выраженная в атомах/см³.

В нормально-включенных НЕМТ транзисторах типичные значения толщины барьера AlGaIn равны 20-25 нм, при концентрации алюминия в барьерном слое $x = 0.25-0.30$. В таких AlGaIn/GaN гетероструктурах значения ДЭГ плотности носителей в барьерном слое n_s лежат в пределах $0.7-1 \times 10^{13}$ см⁻², что приводит к отрицательной величине порогового напряжения V_{th} , равной примерно – 4 В. Однако, для силовой электроники гораздо более предпочтительны «нормально-выключенные устройства (т.е. с $V_{th} > 0$) [105–107]. Недавний обзор наиболее применимых технологий для получения нормально-выключенных НЕМТ транзисторов приведен в работе [108].

Высокое значение насыщения скорости носителей в материале и их высокая подвижность в ДЭГ AlGaIn/GaN гетероструктур допускает высокую частоту переключения НЕМТ транзисторов. Фактически, для СВЧ приложений необходимо сокращать время переноса носителей τ в пространстве L_{sd} между истоком и стоком при переключении транзистора.

Рассматривая время переноса электрона на расстояние L_{sd} , можно записать выражение для частоты отсечки f_T , т.е. частоты, при которой коэффициент усиления по току становится равным единице:

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{v_{sat}}{2\pi L_{sd}} \quad (1.13)$$

которую также можно выразить через крутизну характеристики транзистора g_m и емкость затвора C_g в виде:

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C_g} \quad (1.14)$$

Принимая величину насыщения скорости равной таковой для GaN, из уравнения (1.14) можно получить, что НЕМТ транзисторы с субмикронным затвором могут работать на частотах в миллиметровом диапазоне длин волн (мм) [109].

Использование контакта Шоттки в качестве затворного электрода в НЕМТ транзисторах на основе GaN может стать ограничением для характеристик устройств в состоянии «выключено» (это соответствует току утечки), а также для максимального размаха напряжения на затворе (т.е. максимально допустимый ток в состоянии «включено»). По этой причине введение изолирующего слоя под затворный электрод является обычным решением в НЕМТ технологии на основе GaN, особенно для высоковольтного применения. НЕМТ транзисторы на основе GaN, в которых используется затвор с изоляцией, часто называют транзисторами с высокой подвижностью электронов типа металл-изолятор-полупроводник (MISHEMTs).

Некоторые последние замечания относятся к гетероструктурам, которые используются при производстве НЕМТ транзисторов на основе GaN. В настоящее время НЕМТ устройства на основе GaN для силовой и СВЧ электроники в основном производят с использованием AlGaIn/GaN гетероструктур. Однако, наличие растягивающих напряжений в барьерном слое AlGaIn и последующие эффекты релаксации могут ограничить конструкции с использованием гетероструктур. Этот аспект, в частности, важен для СВЧ приложений, где необходим более тонкий барьерный слой для повышения возможности модуляции на затворе и увеличить крутизну характеристики устройства. Следовательно, многообещающей альтернативой для AlGaIn в качестве барьерного слоя может стать тройной твердый раствор $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$, который согласован по параметру решетки с GaN при содержании In в ТР около молярных 17% [110]. При таком составе напряжение и пьезоэлектрическая поляризация фактически отсутствуют, что потенциально улучшает стабильность гетероструктуры [111]. И даже в отсутствие пьезоэлектрической поляризации плотность заряда в промежуточном ДЭГ слое, наводимого за счет разницы в спонтанной поляризации материалов, обычно больше, чем в стандартной AlGaIn/GaN гетероструктуре. Это должно приводить к более высокому выходному току и плотности мощности устройства [111]. Очевидно, высокие плотности тока, достигаемые в

InAlN/GaN HEMT транзисторах, приводят к значительному саморазогреву устройства, что обязательно должно учитываться для того, чтобы ограничить это вредное воздействие на надежность работы устройства.

Гетероструктуры AlN/GaN – это еще одна система, которая, в частности, имеет определенные преимущества при работе HEMT транзисторов в СВЧ диапазоне в миллиметровой области длин волн. Фактически, использование ультратонкого (например, ~ 3 нм) AlN барьера гарантирует субмикронный масштаб/габариты устройства в отсутствие деградации ДЭГ слоя [112; 113].

1.7. Методы выращивания гетероструктур на основе GaN и AlGaN

Поскольку точка плавления GaN составляет примерно 1700°C рост кристаллов GaN из жидкого расплава весьма сложен. Поэтому GaN чаще всего выращивают с использованием метода гидридной газофазной эпитаксии (ГГФЭ), металлорганической газофазной эпитаксии (МО ГФЭ), или молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ).

1.7.1. Гидридная газофазная эпитаксия

Впервые эпитаксиальные пленки GaN были получены методом гидридной газофазной эпитаксии (ГГФЭ). Обычно используется смесь GaCl_3 и NH_3 , в качестве газовых источников Ga и N, соответственно. Скорость роста пленок в методе ГГФЭ слишком высока (порядка мкм/мин) для того, чтобы контролировать толщину растущего слоя на уровне нескольких монослоев. Также не столь легко добиться высокой чистоты кристаллов вследствие взаимодействия хлористого водорода, который используется в качестве газаносителя для доставки атомов галлия к пленке, со стенками реакционного сосуда [114]. ГФЭ часто используется для получения толстых слоев GaN с низкой плотностью дислокаций для последующего наращивания пленок методом МПЭ и МО ГФЭ, соответственно.

1.7.2. Молекулярно-пучковая эпитаксия

Система молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) – это усовершенствованная форма испарения вещества в сверхвысоком вакууме с его последующим осаждением. Элементы нагреваются в печах, а направленные пучки испаренных атомов или молекул конденсируются на нагретой монокристаллической подложке, где они реагируют между собой. Поскольку этот метод реализуется в сверхвысоком вакууме, он имеет то преимущество, что он совместим с широким кругом методов анализа поверхности. Обычно используемая в этом методе скорость роста пленок составляет 0.3 – 1 мкм/час, хотя можно достигать намного более высоких значений скорости роста. Метод МПЭ роста обычно реализуется при относительно низких температурах в 650 – 800°C. Одна из проблем с этим методом роста заключается в том, что азот при таких температурах является инертным. Радиочастотный источник плазмы и электронно-циклотронный резонанс, также используемый для получения плазмы, чаще всего используются для активации азотных компонентов [54; 114].

1.7.3 Молекулярно-пучковая эпитаксия с плазменной активацией азота

На процессы формирования методом МПЭ различных материалов и их характеристики положительно влияет использование плазменной активации [115]. Использование плазмы в камере установки МПЭ и управление ее параметрами приводит к ускоренному росту покрытий, снижению температуры формирования, возможности по оперированию микрорельефом и структурой покрытия [116].

В методе МПЭ ПА за счет выбора температуры подложки и условий роста, которые задаются отношением интенсивностей потоков атомов третьей группы (F_{Al}) и активированного азота (F_N) возможно управление морфологической организацией покрытия с получением как нанокolonчатых

слоев GaN (в случае азото-обогащенных условий роста), так относительно гладких слоев (при металло-обогащенных условиях).

В состав установки МПЭ ПА входят четыре камеры: основная – камера роста, камера предварительного отжига с отдельным постом для предварительного отжига подложек при 600 °С, камера с транспортировочным модулем и камера загрузки-выгрузки образцов.

Для активации азота используется высокочастотный ($\sim 10^7$ Гц) плазменный источник. При этом эффективность активации молекулярного азота при МПЭ ПА не зависит от температуры подложки, что позволяет изменять температуру роста GaN в широких пределах – от экстремально низких до максимально возможных для данной технологии значений $\sim 900^\circ\text{C}$.

Резкое изменения состава и (или) уровень и тип легирования обеспечивается прерыванием потока за счёт индивидуальных заслонок на каждом источнике.

Критически важным параметром МПЭ ПА является температура подложки, которая значительно влияет на кинетику роста гетероструктур AlN. Точные измерения температуры подложки обеспечивается пирометрическим методам

1.7.4. Металлорганическая газофазная эпитаксия

Особенностью данного метода для роста систем GaN является формирование пленок при давлении ниже или равном атмосферному (несколько десятков Торр). В качестве источников атомов для роста обычно используются реагенты триметил галлий (TMG) и аммиак (NH_3), соответственно. Между ними происходит реакция на подложке, нагретой примерно до 1000°C .

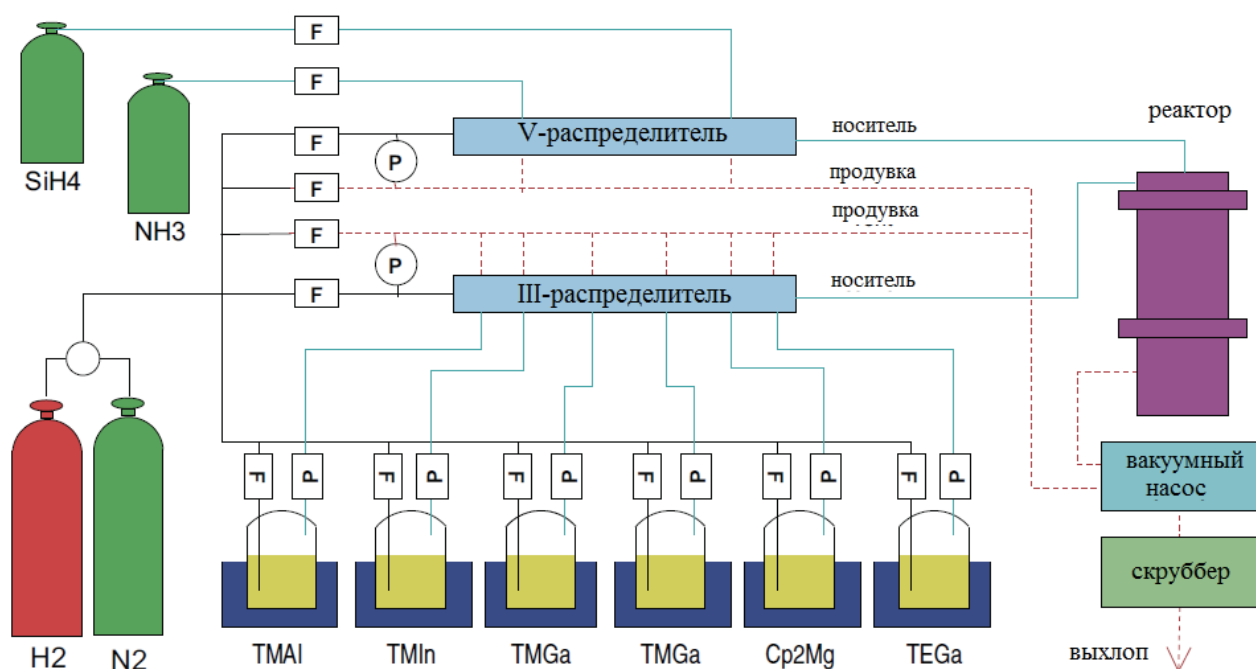


Рисунок 1.17. Схематичное изображение системы напыления
МО ГФЭ [61]

Типичная система напыления пленок МО ГФЭ представлена на Рис. 1.17. [61]. Эпитаксиальные слои GaN приемлемого кристаллического качества на сапфировых подложках можно получить, если рост пленки выполняется в два этапа [61]. На первом этапе выращивается тонкий зародышевый слой GaN или AlN при относительно низкой температуре. Основной эпитаксиальный слой выращивается на втором этапе при более высокой температуре. Зародышевый слой обеспечивает высокую плотность центров образования зародышевых центров, что обеспечивает латеральный рост основного эпитаксиального слоя [61; 117]. Мониторинг роста пленки в реальном времени возможен в системах МО ГФЭ при использовании установки измерения оптического отражения. Вследствие интерференции нескольких отраженных лучей от пучка лазера в растущем эпитаксиальном слое наблюдаются осцилляции интенсивности отраженного луча [61]. Эти осцилляции можно использовать для измерения толщины и шероховатости поверхности растущего слоя.

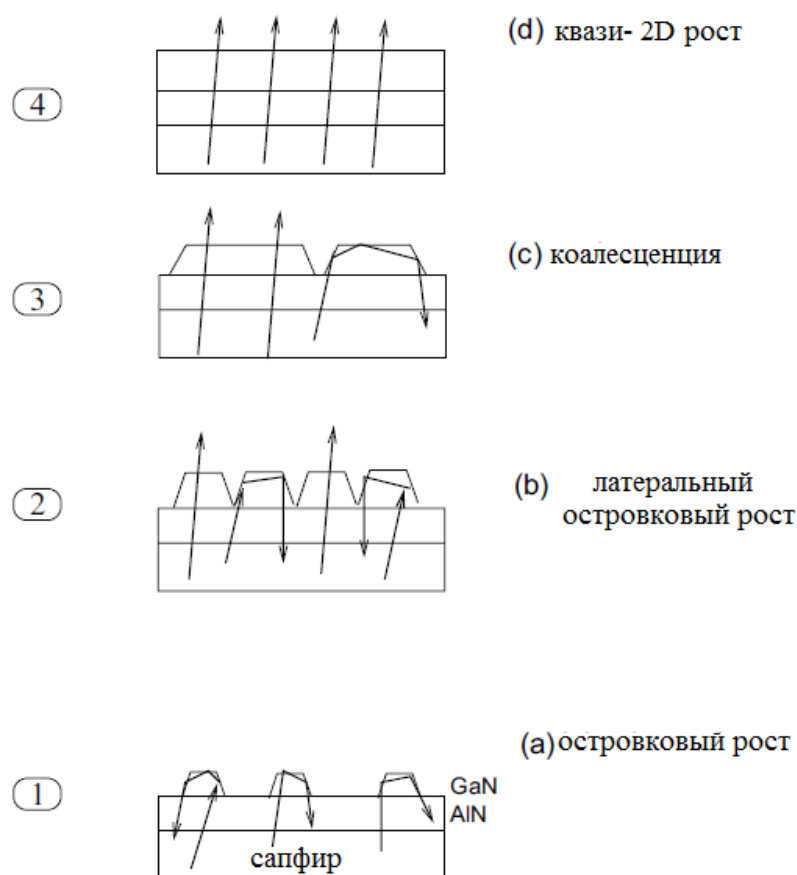


Рисунок 1.18. Процесс коалесценции островков в методе МО ГФЭ [61]

Типичный процесс МО ГФЭ роста GaN можно схематично представить как:

- **Нитридизация.** Нитридизация обусловлена наличием аммиака в потоке, и она имеет целью сгенерировать формирование тонкого слоя AlN на поверхности сапфировой подложки.
- **Осаждение зародышевого слоя.** После предварительной обработки подложка охлаждается до температуры в интервале от 500°C до 800°C, при которой происходит осаждение зародышевого слоя GaN или AlN.
- **Тепловая обработка зародышевого слоя.** Когда исследуемый образец доводится до температуры выращивания, зародышевый слой претерпевает процесс рекристаллизации.
- **Рост основного эпитаксиального слоя.** (см. Рис. 1.18):
 1. Зародышеобразование островка GaN (3D рост)

2. Латеральный и вертикальный рост островка
3. Коалесценция островков
4. 2D рост слоя

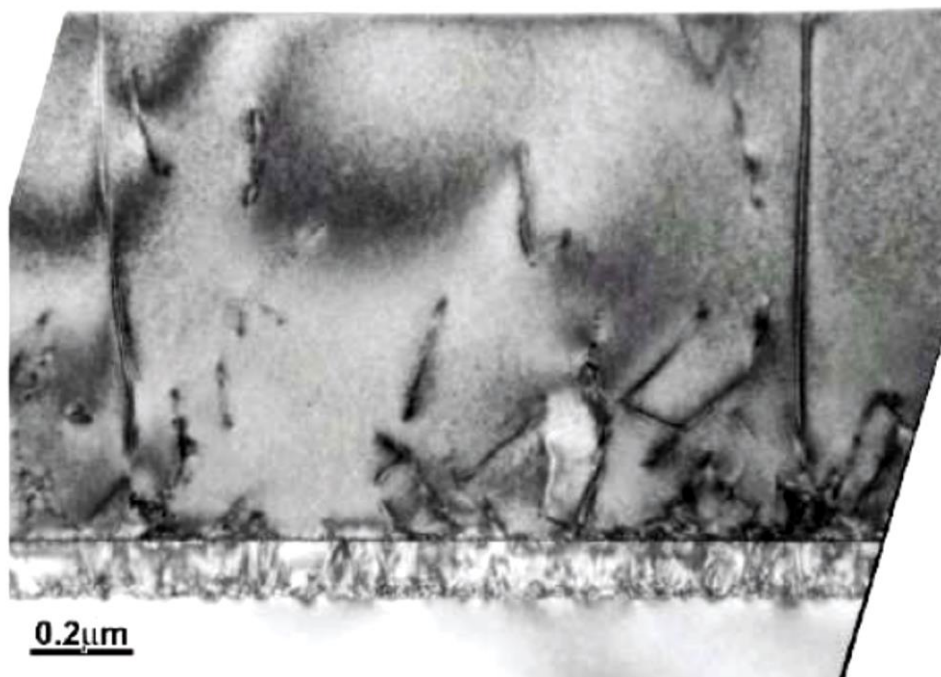


Рисунок 1.19. Типичная ТЕМ микрофотография поперечного сечения слоя GaN, выращенного на 6H-SiC (0001), методом МО ГФЭ, с использованием зародышевого AlN слоя [61].

На Рис. 1.18 проиллюстрированы соответствующие этапы роста этого слоя. ТЕМ изображение типичного GaN слоя, выращенного на (0001) 6H-SiC методом МО ГФЭ, показано на Рис. 1.19. Установленная плотность винтовых дислокаций составляет порядка 10^8 см^{-2} [61].

1.8. Выводы по литературному обзору и цель работы

Таким образом, даже из ограниченного числа приведенных литературных источников следует, что многообещающий подход к использованию для эпитаксии гетероструктур Al_xN более решеточно-согласованных гибридных подложек SiC/porSi до сих пор не получил широкого технологического распространения, в т.ч. из-за отсутствия

воспроизводимой технологии получения бездефектных слоев карбида кремния на предварительно сформированном предслое пористого кремния (porSi) достаточно большой площади по приемлемой цене. Кроме того, во всех предыдущих работах на гибридных (податливых) подложках формировались достаточно толстые (800-1000 нм) слои Al_xN , в т.ч. с наноколончатой морфологией пленки. При этом, по нашим данным, в литературе отсутствуют сообщения об эпитаксиальном синтезе ультратонких $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ наногетероструктур непосредственно на подложках, включающих в себя слои SiC и porSi без использования толстых буферных слоев Al_xN .

Поэтому **целью диссертационной работы** является комплексное исследование формирования, микроструктуры и оптических свойств эпитаксиальных нитрид-галлиевых наногетероструктур GaN/AlGaN/GaN на гибридных кремниевых подложках содержащей слои карбида кремния и пористого кремния.

Задачи, которые следует решить для выполнения поставленной цели, состоят в следующем:

1) Исследовать морфологию и определить средние латеральные размеры блоков/наностолбиков в эпитаксиальных наногетероструктурах GaN/AlGaN/GaN, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) на подложках cSi, SiC/cSi и податливых подложках с пористым слоем SiC/porSi.

2) Определить направление преимущественной ориентации роста блоков/наностолбов в эпитаксиальных наногетероструктурах и рассчитать дисперсию разориентации кристаллитов в эпитаксиальной пленке по характеристикам рентгеновских кривых качания.

3) Определить кристаллическую структуру эпитаксиальных слоев GaN и AlGaN в составе тонкопленочной гетероструктуры и сформированного на кремниевой подложке методом атомного замещения нанослоя SiC методами высокоразрешающей XRD и Рамановской спектроскопии.

4) Провести рентгенографические расчёты величин плоскостной ϵ_{xx} и внеплоскостной ϵ_{zz} деформаций в эпислоях GaN и AlGaN на различных подложках, определить их тип и уровень в плоскости и направлении роста.

5) Исследовать зависимость интенсивности фотолюминесценции гетероструктуры GaN/AlGaN/GaN от типа подложки и наличия в ней пористого слоя porSi.

6) Определить ширины запрещенных зон в эпитаксиальных слоях гетероструктур для нанослоев GaN и AlGaN с учетом упругих напряжений и их релаксации в пористых слоях SiC/porSi.

ГЛАВА 2. ОБЪЕКТЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР

2.1. Формирование наногетероструктур системы Al-Ga-N методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА)

Гетероструктуры на основе слоев системы Al-Ga-N выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) на многоподложечной установке Veeco Gen 200 [13; 21]. Схематичное изображение выращенных структур представлено на Рис. 2.1.

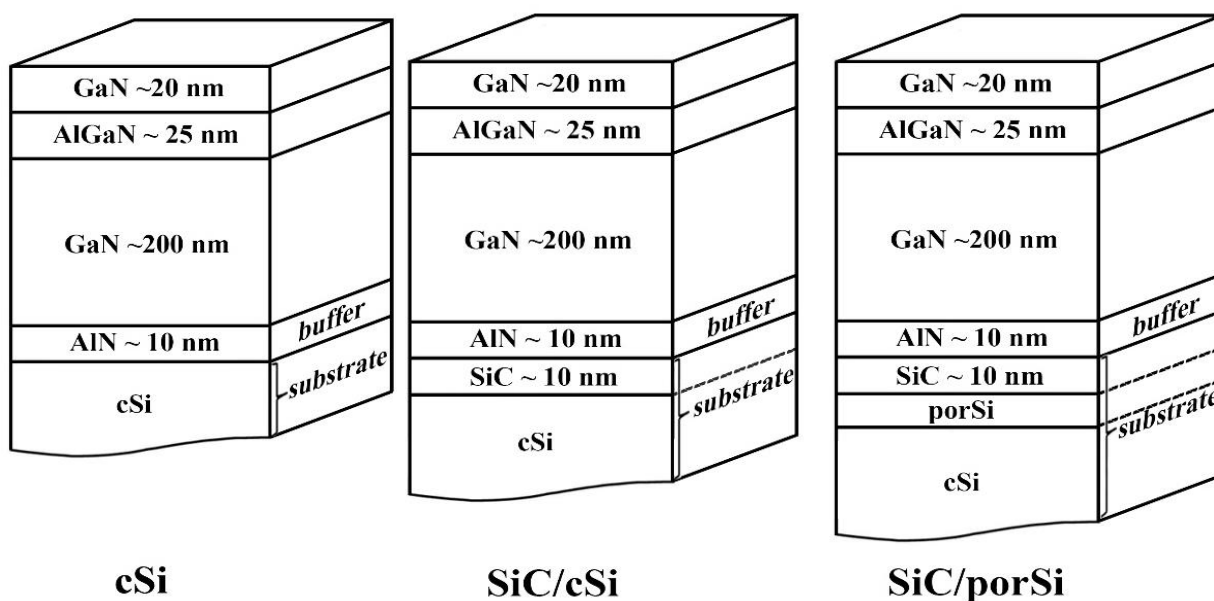


Рисунок 2 .1. Дизайн исследованных гетероструктур [28]

Рост гетероструктур по технологии МПЭ ПА в едином процессе осуществлялся на пластинах кристаллического кремния cSi легированного бором, ориентацией (111), сопротивлением $<10 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ диаметром 2 дюйма [28]. Для формирования GaN/AlGaIn/GaN структур использовались три типа подложек: исходная подложка кристаллического кремния – cSi(111) (в диссертации используется обозначение cSi), подложка кремния, на поверхности которой с помощью метода Кукушкина [27] был сформирован слой карбида кремния – SiC/cSi(111) (в диссертации используется обозначение SiC/cSi) и подложка кремния с пористым подслоем и слоем карбида кремния,

полученного методом Кукушкина – SiC/porSi/cSi(111) (в диссертации используется обозначение SiC/porSi) [13; 28].

Образцы пористого кремния были получены электрохимическим травлением (ЭХТ). В качестве раствора травления использовался раствор плавиковой кислоты и изопропилового спирта, при этом плотность тока ЭХТ составляла $\sim 50 \text{ мА/см}^2$ [118]. После получения образцы промывались в дистилляте для удаления остаточных продуктов реакции [118].

Перед процессом формирования GaN/AlGaIn/GaN наногетероструктур методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота подложка кристаллического кремния cSi была подготовлена по методу Ширази. В свою очередь, подложки со слоем SiC (SiC/cSi и SiC/porSi) перед эпитаксиальными процедурами очищали от органических загрязнений. Все три типа подложек загружались в один подложко-держатель установки Veeco Gen 200, после чего отжигались в камере предварительного отжига при 200°C , а затем проходили окончательную пред-эпитаксиальную подготовку в ростовой камере установки при температуре $T=850^\circ\text{C}$, измеряемой пирометром, в течение 30 минут в потоке активированного азота, соответствующему эквивалентной скорости роста GaN порядка $F_N \sim 0.05 \text{ мкм/ч}$ [13; 21].

После этого для роста GaN/AlGaIn/GaN наногетероструктур МПЭ ПА температура подложки была снижена до $T=715^\circ\text{C}$, т.е. до температуры при которой разложение AlN в вакууме не наблюдается, а скорость разложения GaN (скорость десорбции азота) становится сопоставима со скоростью роста GaN и составляет примерно $F_{des}^N \sim 0.01 \text{ мкм/ч}$ согласно работе [119].

Формирование GaN/AlGaIn/GaN наногетероструктур начиналось с получения на поверхностях подложек зародышевых слоев AlN с толщиной $\sim 10 \text{ нм}$ при $F_{Al} = F_N \sim 0.05 \text{ мкм/ч}$ в течении 20 минут. Затем на поверхности AlN выращивался слой GaN при $F_{Ga} \sim 0.4 \text{ мкм/ч}$ и $F_N \sim 0.05 \text{ мкм/ч}$ в течении 5 часов. С учетом разложения GaN фактическая скорость роста GaN в этом случае

составляет $v^{GaN} = F_N - F_{des}^N \sim 0.04$ мкм/ч. Таким образом, предполагалось, что был выращен слой GaN с толщиной ~ 200 нм [13; 28].

После роста GaN осуществлялось in-situ открытие заслонки Al и начинался рост слоя $Al_xGa_{1-x}N$ при $F_{Al} \sim 0.02$ мкм/ч, $F_{Ga} \sim 0.4$ мкм/ч и $F_N \sim 0.05$ мкм/ч в течение 25 минут. В условиях несущественной десорбции Al и предполагая единичный коэффициент встраивания Al при температуре роста $T \sim 715^\circ C$, а также с учетом потока десорбции азота, связанного с разложением GaN содержание этого элемента в слоях должно выражаться следующим образом:

$$x = \frac{F_{Al}}{F_N - F_{des}^N} \quad (2.1)$$

Таким образом, ожидалось, при описанных выше условиях МПЭ ПА растился слой $Al_xGa_{1-x}N$ со скоростью $v^{GaN} = F_N - F_{des}^N \sim 0.04$ мкм/ч, толщиной ~ 20 нм и содержанием алюминия ~ 0.50 .

После роста AlGaN слоя заслонка Al закрывалась, и выращивался верхний GaN слой с толщиной ~ 20 нм.

Полученные указанным методом образцы полупроводниковых структур были исследованы с использованием набора аналитических методик, позволяющих описать структурные, морфологические, оптические характеристики.

2.2. Сканирующая электронная микроскопия

Сканирующая электронная микроскопия является одним из информативных методов контроля качества морфологии гетероэпитаксиальных слоёв $Al_{III}N$. Возможность исследования толщины сформированных слоёв в широком диапазоне, шероховатости поверхности, точного определения размеров неоднородностей, делают данный метод необходимым инструментом исследования гетероинтерфесов [19; 120].

Наиболее часто используемым компонентом электронного рассеяния в сканирующей электронной микроскопии является рассеяние вторичных электронов [121]. Вторичный электрон образуется, когда первичный электрон

проникает в электронные оболочки атомов и вытесняет валентный электрон и имеют низкие уровни энергии всего в несколько электрон-вольт [121]. Работа в режиме визуализации вторичных электронов позволяет получить подробную топографическую информацию о поверхности образца с высоким разрешением. В свою очередь эмиссия обратно рассеянных электронов происходит из-за рассеяния первичных электронов таким образом, что они вылетают обратно из образца, не проходя через образец. Эти типы электронов сохраняют свою энергию, но их траектория была изменена размером атомов, а также плотностью атомов образца. Регулярное расположение атомов в кристаллах может влиять на обратное рассеяние электронов по сравнению с тем, когда те же атомы хаотично распределены в аморфном материале и часто используется для характеристики кристаллических образцов [121].

Растровый электронный микроскоп включает в себя, среди прочего, вакуумную систему, генерацию электронного пучка, линзы и катушки манипуляции электронным пучком, системы индикации изображения. (Рисунок 2.2.).

Камера СЭМ работает в высоком вакууме, чтобы гарантировать, что электроны не рассеиваются из-за столкновений с молекулами атмосферы. Минимальное требование к вакууму для работы СЭМ составляет 10^{-4} – 10^{-6} торр или больше. Электронный пучок генерируется электронной пушкой, которая может быть одного из двух типов: термоэлектронная эмиссионная пушка и полевая эмиссионная пушка. В процессе эмиссии сначала термоэлектроны испускаются из нити накала, а затем создается электронный пучок путем подачи энергии термоэлектронам при приложении ускоряющего напряжения между нитью накала и анодом. Ускоряющее напряжение, которое может быть использовано для получения изображений различных образцов, варьируется от 0,5 до 30 кВ [121]. Выбор подходящего напряжения зависит от типа образца и желаемого разрешения. Манипуляция электронным пучком осуществляется с помощью магнитных линз.

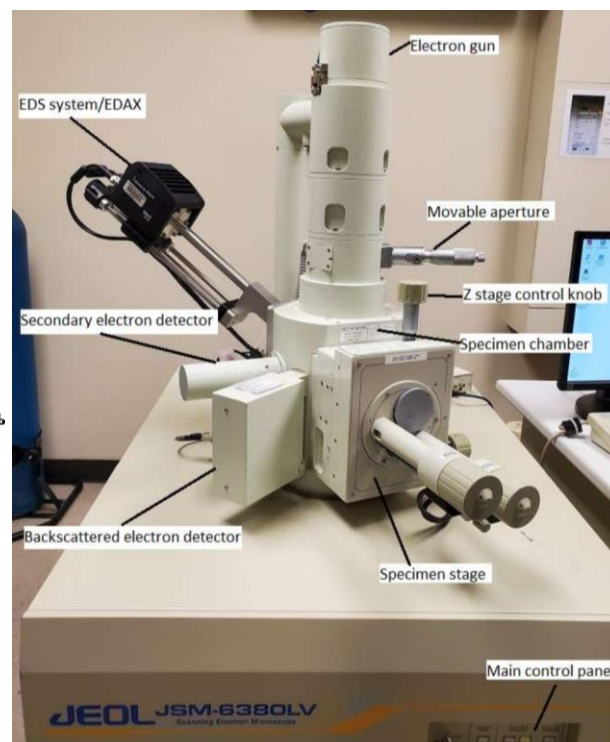


Рисунок 2.2. Принципиальная схема растрового электронного микроскопа (слева). Растровый электронный микроскоп JSM-6380LV JEOL (справа) [122].

Большинство СЭМ используют от одной до трех магнитных линз для уменьшения размера электронного луча. Конденсорные линзы обладают сферической аберрацией и могут ограничивать разрешение микроскопа, аналогичное объективам оптического микроскопа. Существуют вариации линз, которые корректируют астигматизм и выравнивание [121; 122]. Астигматизм резко влияет на качество изображения и уменьшает разрешение, заставляя электронный луч входить в образец в виде некруглого пятна. Несколько компонентов могут способствовать астигматизму, в первую очередь, это эллиптическая форма луча, образованного нитью накала, и во-вторых, накопление грязи в столбце или на апертуре может исказить луч. Электронный луч сканирует по поверхности образца в обоих направлениях X и Y с помощью магнитного поля, которое генерируется внутри конечной конденсорной линзы. Два набора магнитных сканирующих катушек перемещают луч, обеспечивая растровый шаблон сканирования. Растровый рисунок отображает

образец, начиная с верхнего левого угла и продолжая вправо, затем переходя на одну строку вниз с каждой сканированной строкой. Именно указанные катушки дают СЭМ изображение, которое можно настраивать по увеличению, разрешению, глубине резкости, контрастности и яркости.

Результаты электронной микроскопии в данной работе были получены с использованием растрового электронного микроскопа (РЭМ) JSM-7001F (Jeol). Изучение качества гетероинтерфейсов были выполнены на электронном микроскопе JSM-6380LV JEOL с системой микроанализа INCA 250 (Рисунок 2.2.).

2.3. Исследование морфологии гетероструктур методом атомно-силовой микроскопии

Атомно-силовая микроскопия (АСМ) – это один из методов анализа Сканирующей Зондовой Микроскопии (СЗМ) с возможным разрешением порядка менее нанометров. АСМ используется для характеристики свойств поверхности материалов начиная с атомного уровня и до единиц микрон. Для материалов группы $A_{III}N$ позволяет определять различные морфологические особенности, наличие V-образных дефектов, тип проводимости и распределение дислокационных петель на поверхности материала [123; 124]. Гибкий кронштейн (кантилевер) с точечным наконечником (зондом) – это критически важная часть АСМ микроскопа, который используется для сканирования поверхности образца проход за проходом. Прибор измеряет отклонение кантилевера в процессе сканирования, а изображение поверхности формируется в процессе сканирования зондом вдоль выбранной координатной сетки заданного масштаба. Основной принцип работы АСМ микроскопа заключается в том, что на отклонение кантилевера оказывает влияние сила взаимодействия между наконечником и поверхностью образца, которая может быть силой притяжения или отталкивания [125].

Для формирования изображения поверхности отклонение кантилевера необходимо детектировать и затем преобразовать его в электрический сигнал.

В системе детектирования используется лазерный луч. С задней части кантилевера лазерный луч отражается и попадает на четырехсекционный координатно-чувствительный детектор (Рис.2.3) с использованием которого происходит регистрация смещения зонда.

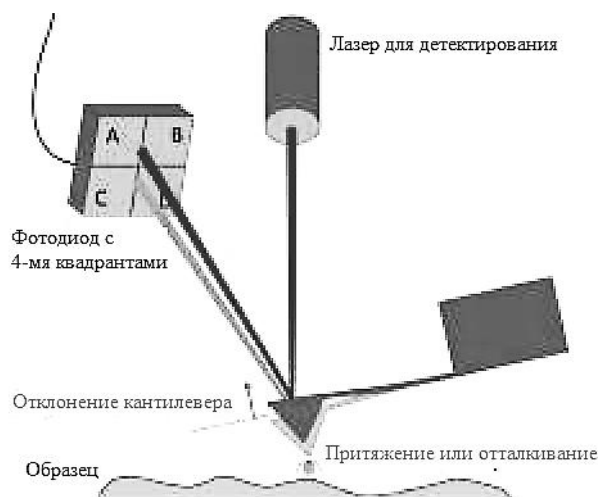


Рисунок 2.3. Схема атомной силовой микроскопии.

Кантилевер и его кончик – зонд – изготавливается либо из кремния, либо из нитрида кремния, а радиус кривизны наконечника, от которого зависит разрешение при съемках, обычно составляет от нескольких единиц до нескольких десятков нанометров. Отклонение зонда в АСМ зависит от силы взаимодействия между кантилевером и поверхностью образца. Поэтому, силы взаимодействия влияют на АСМ изображение. Эти силы можно моделировать с помощью закона Гука, которое показывает, что, когда наконечник подходит близко к поверхности образца, кантилевер будет отклоняться от положения равновесия.

$$F = -kz \quad (2.2)$$

где F – это сила взаимодействия между наконечником и образцом, k – жесткость кантилевера, а z – это расстояние между наконечником и образцом. Известны три режима работы АСМ для характеристики поверхности образца: контактный режим, полуконтактный и бесконтактный режим. В каждом режиме кантилевер совершает колебания с разной частотой [125].

В контактном режиме работы АСМ цепь обратной связи используется для управления движением кантилевера и корректировки высоты наконечника кантилевера в зависимости от его высоты над поверхностью образца. Наконечник кантилевера перемещается по поверхности образца, а неровности поверхности (профиль) измеряется посредством измерения отклонения кантилевера или с использованием сигнала цепи обратной связи. Цепь обратной связи обеспечивает постоянство высоты кантилевера над поверхностью образца (Рис. 2.4а). Второй режим – это полуконтактный, который чаще всего используется в анализе поверхности для ее характеристики. В полуконтактном режиме высота над поверхностью образца и заданная амплитуда регулируются с помощью схемы обратной связи [125]. В этом режиме наконечник кантилевера создает «отталкивающую» связь с поверхностью образца, и при этом кантилевер совершает определенные колебания (Рис. 2.4b). Третий режим – это бесконтактное сканирование. В этом режиме нет реальной связи между зондом и образцом (Рис. 2.4с) [125].

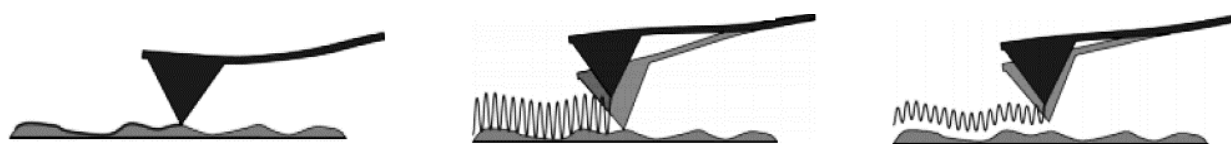


Рисунок 2.4. а– Контактный режим АСМ; b – полуконтактный;
с – бесконтактный режим

В данном исследовании АСМ использовалась для получения характеристик дефектов на поверхности сформированных гетероструктур на четырех различных подложках. Режим касания использовали для изучения морфологии поверхности. Высота характерных особенностей на поверхности менялась в пределах от 10 до 200 нм. Предел отклонения кантилевера по оси z составлял от 2 до 5 мкм, а размер участка сканирования по площади образца менялся в пределах от 2 до 70 мкм. Для получения высококачественных

изображений соотношение скан/линия сканирования выбиралась равной 512, а скорость сканирования была небольшой, в пределах 0.3 – 0.5 Гц, как показано в Таблице 2.1.

Таблица 2.1. Подборка параметров АСМ, которые использовались в данном исследовании.

Высота неоднородн.	Предел Z	Размер области скана	Отношение образец/линия	Скорость сканирования
10-200 нм	2-7 мкм	2-70 мкм	512	0.3-0.5 Гц

Исследование поверхностных характеристик сформированных наногетероструктур выполнялось на сканирующем зондовом микроскопе Femtoscan-001 NTMDT в режиме атомно-силовой микроскопии [84]. Обработка АСМ данных, коррекция, визуализация поверхности образцов, анализ профиля поверхности осуществлялась с использованием программного комплекса Gwyddion 2.56.

2.4. Рентгеновская дифрактометрия

Рентгеновская дифракция (РД) – это метод исследования кристаллической структуры объектов с использованием излучения рентгеновского диапазона. В методе РД используется характеристическое рентгеновское излучение с длиной волны λ , которая близка к параметру кристаллической решетки выбранного для исследования материала. Первичное рентгеновское излучение генерируются при бомбардировке электронами, в вакуумной трубке, материала мишени, в результате чего происходит выбивание электронов с основного уровня атомов материала и осуществляется ряд переходов электронов с более высоких энергетических уровней с испусканием рентгеновских квантов со определённой энергией [126; 127]. Для проведения прецизионного анализа используют K_{α} серию с проведением

процедуры монохроматизации [128]. При взаимодействии с кристаллической структурой образца учитывается рассеяние рентгеновского излучения только в одном направлении с учётом правил интерференции.

на Рис. 2.5. Закон дифракции Вульфа-Брэггов показывает, что расстояние между атомными плоскостями кристалла связано с углом падения первичного рентгеновского пучка (Уравнение 2.3) [128].

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (2.3)$$

где λ – это длина волны рентгеновского излучения, d – это расстояние между атомными плоскостями в кристалле, θ – это угол падения первичного пучка излучения и угол отражения рентгеновского излучения. Указанное соотношение используется для проведения рентгенофазового анализа полученных материалов. В свою очередь, для проведения прецизионного анализа искажений кристаллической структуры, известно несколько типов сканирования по углам для РД характеристики материала. ω -сканирование используется для измерения качества материалов, и оно позволяет определить плотность дислокаций и кривизну образца. Режимы сканирования ω - 2θ и 2θ - ω используются для определения параметров кристаллической решетки материала.

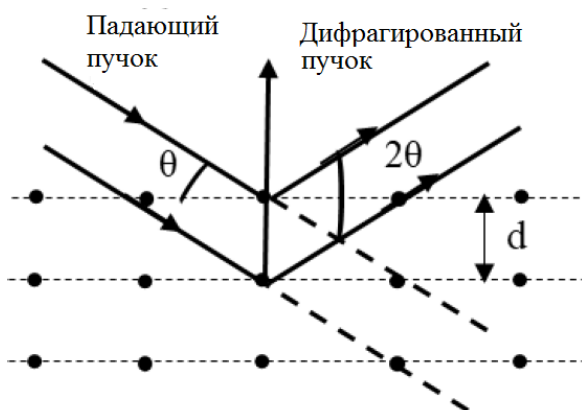


Рисунок 2.5. Конструктивная интерференция рентгеновских лучей от кристаллографических плоскостей происходит только при определенном угле падения пучка

В данном исследовании РД метод анализа образцов оказался важен для понимания дефектов структуры кристалла и определения дислокаций в подложках GaN. ω -сканирование использовалось для исследования структурного качества (совершенства) GaN. Оно также применялось для исследования направлений (002) и (102) для изучения различных типов дислокаций [128; 129].

Ширина РД пика связана с размерами кристаллитов, и этот параметр может быть результатом действия нескольких механизмов. Бесконечно большой, совершенный кристалл имеет, в идеале, ширину пика РД, которая ограничена только инструментальным фактором [126]. Вообще говоря, уширение дифракционного пика может быть описано следующими параметрами: инструментальным уширением β_d , наличием напряжений и дислокаций в структуре β_ε , кривизной пластины-подложки, разворотом решетки в сторону дислокации либо за счет наклона, либо за счет скручивания β_α , ограниченной длиной корреляции β_L и важнейшей кривой качания кристалла β_o , как показано в Уравнении 2.4 [128].

$$\beta_{FWHM}^2 = \beta_o^2 + \beta_d^2 + \beta_\alpha^2 + \beta_\varepsilon^2 + \beta_L^2 + \beta_r^2 \quad (2.4)$$

Важнейшая кривая качания кристалла и инструментальное уширение обычно невелики по сравнению с другими видами уширения дифракционной линии. Инструментальное уширение – это характеристика дифрактометра, который используется при проведении эксперимента [130]. Однако, поскольку оно обычно мало, оно не оказывает заметного влияния на уширение. И напротив, дефекты и напряжение в структуре кристалла, которые могут вызваны вакансиями, рассогласованием кристаллических решеток и плотность винтовых дислокаций могут существенно влиять на уширение дифракционных линий. Наклон и разворот кристаллических плоскостей в сторону дислокаций также могут оказывать влияние на уширение линий. Дислокации могут быть винтовыми, краевыми или смешанными, то есть

содержать как винтовые, так и краевые дислокации. Кроме того, кривизна пластины, на которую могут воздействовать напряжения и нерелаксированная пленка на поверхности подложки, могут увеличивать ширину линий и, соответственно являться параметрами уширения. Кривизна пластины-подложки является результатом различия в постоянных решетки между GaN и сапфировым интерфейсом. Еще один параметр, который влияет на уширение – это длина корреляции, которая определяется как результат измерения величины дальнего порядка кристалла. Она показывает длину, на которой элементарная ячейка кристалла повторяется, как и можно ожидать в качественном кристалле. И размер кристаллитов в образце обычно определяется длиной корреляции. Однако, разупорядоченный объемный кристалл может состоять из множества мелких отдельных кристаллитов [128].

В данной работе методом высокоразрешающей рентгеновской дифракции при использовании дифрактометра Bruker D8 Discover, работающего в режиме параллельного луча с линейной фокусировкой исследовались структурные характеристики слоёв. Съёмка образцов осуществлялась при температуре 305 К, первичный пучок рентгеновского излучения кондиционировался с помощью монохроматора Ge220 с двойным отражением, чтобы обеспечить излучение $\text{CuK}_{\alpha 1}$ с длиной волны 1,54056 Å [84]. Полусные фигуры регистрировались в режиме точечного параллельного луча (размер пятна 1 мм) с угловым разрешением 1 град. с использованием Ni-фильтрованного излучения CuK_{α} .

2.9. Рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФЭС)

Рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФЭС) – метод позволяющий проводить анализ химических связей поверхностных слоёв различных материалов и чувствительный к локальному атомному окружению.

Рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия, как и другие виды фотоэлектронной спектроскопии основана на эффекте эмиссии электронов с поверхности твердых тел, возбуждаемых определённым источником

электромагнитного излучения. Преимуществом РФЭС является установление типа химической связи поверхностных тонких слоёв кристаллических твёрдых тел. Для полупроводниковых гетероструктур изменение энергии связи основных уровней элементов E_B определяется с учетом энергии $h\nu$ кванта рентгеновского излучения, вырывающего электрон и измеряемой кинетической энергией E_{kin} свободного фотоэлектрона. При этом отсчёт идёт по уровню Ферми материала спектрометра Φ_{spec} , который принимается неизменным

$$E_B = h\nu - E_{kin} - \Phi_{spec} \quad (2.5)$$

Для фиксации положения используются связи максимумов углерода C 1s ($E_B^{C1s} = 285$ эВ), который присутствует на поверхности любого образца. Интенсивность излучения в зависимости от энергии электронов позволяет построить график, который и называют РФЭС спектром. Положение линий химического элемента связано локальным атомным окружением, а также степенью окисления и является разным для различных соединений являясь результатом изменений в кулоновском и обменном потенциалах.

Метод РФЭС позволяет проводить анализ структур приповерхностного слоя толщиной несколько нанометров, что является одновременно и преимуществом, и недостатком. Для анализа химического состава и характера химических связей в образце используется ионное травление (несколько нанометров в минуту) с попеременным анализом слоёв.

Наиболее типичный тип конструкции анализатора – это электростатический анализатор в виде полусферы, который состоит из двух концентрических полусфер (см. Рис. 2.6) [131]. Для повышения разрешения по энергии электроны, испущенные с поверхности образца, обычно замедляются, прежде чем они попадают в полусферический анализатор энергий. Для электрона, который имеет энергию E_t , на входную щель спектрометра подается отрицательный потенциал V_t , так, чтобы $E_t - eV_t = E_0$ поддерживалось постоянной. Величина E_0 , которая называется *энергией пропуска* электрона в

спектрометр, это энергия электрона, прошедшего от входа в анализатор до выходной щели вдоль эквипотенциальной плоскости, определяемой выражением $R_0 = (R_{in} + R_{out})/2$, где R_{in} и R_{out} – это радиусы внутренней и внешней полусфер, соответственно. Тогда напряжения на внутренней и внешней полусферах, V_{in} и V_{out} связаны с R_{in} и R_{out} и E_0 соотношением [131]:

$$e(V_{out} - V_{in}) = E_0 \left(\frac{R_{out}}{R_{in}} - \frac{R_{in}}{R_{out}} \right). \quad (1)$$

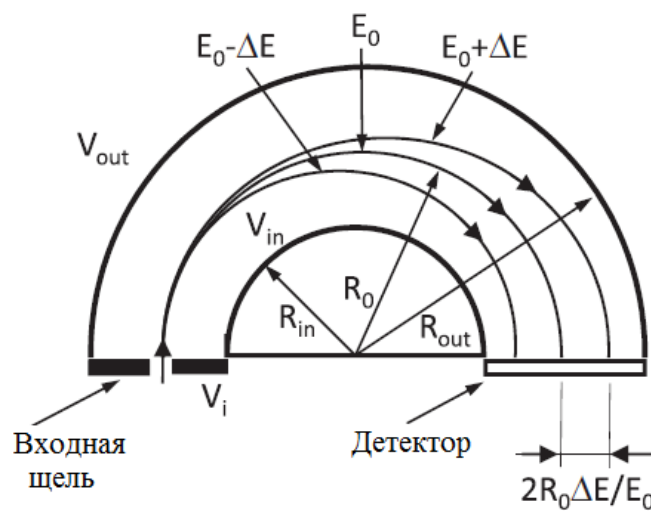


Рис. 2.6. Схема, иллюстрирующая принцип работы полусферического анализатора энергии электронов с разрешением по энергии.

В процессе сбора данных и записи спектра V_t , V_{in} и V_{out} проходят процедуру сканирования для того, чтобы зондировать электроны с кинетической энергией в диапазоне, который представляет интерес для пользователя, который к тому же, может выбирать значение энергии E_0 , которое определяет абсолютное значение разрешения по энергии ΔE . Так как величина $\Delta E/E_0 = \text{const}$ (и составляет несколько %, в зависимости от конструктивных особенностей деталей спектрометра), то оказывается, что чем ниже энергия пропускания электронов в анализатор, тем лучше будет энергетическое разрешение.

В данной работе спектр РФЭС регистрировались спектрометром SPECS (Германия) в Ижевском Научном Центре УрО РАН. Возбуждение осуществлялось с использованием Mg K α -излучением ($E = 1253.6$ эВ). Для удаления поверхностных загрязнений поверхность образцов облучалась ионами Ar $^{+}$ с энергией 4 кэВ и плотностью электронного тока 10 мкА/см ^{2} при скорости удаления слоев ~ 1 нм/мин [28].

Анализ полученных данных, выделение фоновой линии в соответствии с алгоритмами Ширли [132] и вычитание фоновой линии осуществлялись с помощью специализированного программного обеспечения CasaXPS с учетом нелинейности фона [133].

Идентификация основных уровней РФЭС элементов и их химического состояния были выполнены с использованием базы данных рентгеновских фотоэлектронных спектров Национального Института стандартов и технологий (НИСТ) США [134].

2.10. Фотолюминесценция

Измерение фотолюминесценции (ФЛ) метод многократно подтвердивший функциональное значения для исследования оптических и структурных свойств наногетероструктур [94]. Принцип работы ФЛ состоит в том, что с помощью лазера с энергией квантов больше ширины запрещенной зоны полупроводникового материала можно возбуждать носители заряда – электроны – из валентной зоны в зону проводимости. При этом в валентной зоне материала образуется дырка. Рекомбинация возбужденного электрона и дырки происходит, когда электроны из зоны проводимости релаксируют в состояние с меньшей энергией, то есть, когда происходит рекомбинация электрона и дырки, что приводит к эмиссии фотона. Рекомбинация электрона и дырки приводит к излучению света, что можно обнаружить, проводя измерения спектра ФЛ. Измерения ФЛ проводят при комнатной и при пониженных температурах. При комнатной температуре может быть активна безызлучательная рекомбинация. Низкотемпературные измерения

использовались для снижения влияния колебаний атомов в решетке кристалла. При измерениях ФЛ использовали лазер, например, He-Cd; длина волны его излучения составляет 325 нм. Лазер используется для возбуждения фотонов с энергией выше, чем величина запрещенной зоны исследуемых материалов. На Рис.2.7 показана диаграмма установки для измерения ФЛ спектров в приведенной работе.

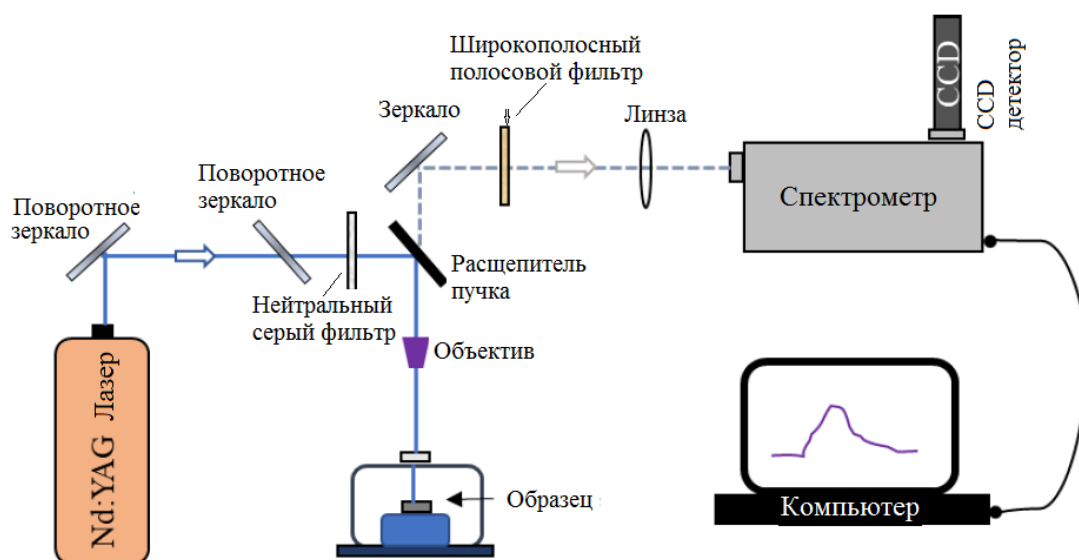


Рисунок 2.7. Блок-схема установки для измерения спектров низкотемпературной ФЛ

В проведенном исследовании ФЛ измерения были критически важным методом для оптического анализа подложек GaN. Также ФЛ измерения помогли определить, влияют ли дефекты на величину ширины запрещенной зоны GaN или нет. Длина волны в ходе этих измерений менялась в пределах от 300 до 500 нм, так как длина волны края поглощения для GaN составляет примерно 340 нм. Измерения проводили при низких температурах в пределах от 16 К до 18 К. Время измерения составляло 20 с, а размер щелей спектрометра, использованных в экспериментах, составлял 0.1 мм, 0.2 мм и 0.05 мм.

В данной работе спектры люминесценции от эпитаксиальных образцов гетероструктур были получены на автоматизированном спектрометрическом

комплексе измерения фотолюминесценции и оптического отражения Accent RPM Sigma. Для получения спектральных характеристик при $T = 25^{\circ}\text{C}$ использовалось лазерное возбуждение с длиной волны излучения 266 нм, $W = 5 \text{ Вт/см}^2$ [13; 84].

2.11. Оптическое пропускание

Измерения оптического пропускания в полупроводниках обеспечивает значимое понимание качества оптического материала посредством передачи излучения в исследуемый материал при изменении длины волны излучения. Источник светового излучения создает пучок света, который либо проходит внутрь материала через границу материала, либо отражается от нее. Энергия излучения, которое проходит внутрь образца, будет поглощаться в нем, если энергия квантов этого излучения будет равна или больше ширины запрещенной зоны полупроводника [135]. Не поглощенное световое излучение проходит до следующей границы полупроводникового материала и либо выходит наружу с противоположной стороны образца, либо отражается от поверхности назад, внутрь образца. Отраженное излучение может снова отразиться внутрь материала, дойти до первой границы (поверхности), затем снова вернуться к обратной границе и т.д., то есть процесс отражения внутри материала может происходить многократно. Причем при каждом акте отражения от первой и второй границы пучок света будет проходить оптический путь разной длины, и потому фаза такого светового сигнала будет изменяться [135].

Результаты измерения пропускания на выходе из образца, которое имеет место за счет неоднократных отражений, которые могут давать либо конструктивный, либо деструктивный вклад в интенсивность светового пучка на выходе из образца. Измеренное пропускание быстро спадает до нуля, если длина волны светового излучения примерно соответствует энергии ширины запрещенной зоны. При этом поглощение света быстро возрастает. Это указывает на то, что материал имеет высококачественную структуру. Для

прибора, измеряющего пропускание, важно иметь детектор и стандартный источник света. Это существенный момент при измерении спектров пропускания. Процесс измерения пропускания включает два последовательных этапа. На первом этапе измеряют спектр стандартного источника света в отсутствие анализируемого материала. На втором этапе проводят измерения с установленным в приборе материалом. Соотношение двух результатов измерений и дает коэффициент пропускания образца (Уравнение 2.6) [135].

$$T = \frac{I_{\text{образец}}}{I_{\text{спект станд источника света}}} \quad (2.6)$$

Измерение спектра пропускания – это важнейший и значимый способ измерения, который позволяет получить больше оптической информации о свойствах слоя GaN на сапфировых подложках. Методом измерения оптического пропускания была изучена зонная структура образцов GaN. Также измерения пропускания использовали для исследования влияния дефектов и плотности дислокаций на свойства GaN, особенно его оптические свойства.

2.5. Спектроскопия ультрафиолетового и видимого диапазона

Спектроскопия в УФ/Видимом диапазоне является удобным методом исследования полупроводниковых гетероструктур и определения их основных оптических характеристик. Поскольку образцы представляют собой системы, где тонкая пленка сформирована на толстой подложке [28], целесообразно использовать конфигурацию прибора с интегрирующей сферой, а также схему регистрации спектров «на-отражение» (Рис. 2.8). Интегрирующие сферы в сочетании со спектрофотометрами УФ/Видимого диапазона являются универсальными принадлежностями для высокоточных измерений отражения

и рассеянного пропускания/поглощения/отражения практически на любом твердом теле.

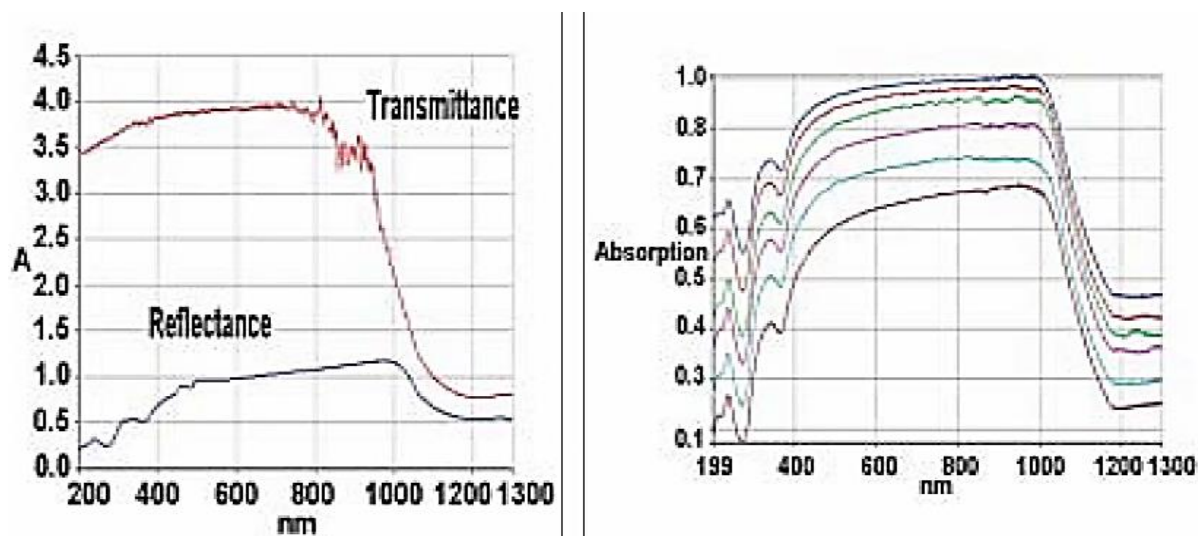


Рис. 2.8 УФ спектры пропускания и отражения при нормальном (слева) падении и поглощения-отражения при падении излучения на образец под углами между 10 и 60 градусами.

Используя методику регистрации интерференционной картины в УФ-диапазоне для эпитаксиальных гетероструктур, может быть определена дисперсия величины показателя преломления в диапазоне длин волн 300-800 nm [136–138]. Показатель преломления является важным параметром при конструировании оптоэлектронных приложений на основе нитридов галлия. В тоже время используя экспериментальные данные УФ-спектроскопии может быть выполнено построение Тауца [139], которые используется для оценки оптической ширины запрещенной зоны (E_g) и анализа прямых разрешенных переходов.

Оптические свойства гетероструктур в ультрафиолетовом и видимом диапазоне в диссертационной работе изучены с использованием комплекса оборудования лаборатории оптической спектроскопии Центра коллективного пользования научным оборудованием ВГУ с применением методики съемки на отражение.

Для регистрации спектров в оптическом и ультрафиолетовом диапазоне использовалась установка LAMBDA 650 фирмы PerkinElmer в диапазоне 190-

900 нм, оснащенная универсальной приставкой URA (универсальным аксессуаром для отражения), позволяющей получать спектры отражения в интервале углов падения от 8 до 80 град [28].

2.12. Рамановская спектроскопия

Спектроскопия комбинационного рассеяния (КР), также называемая Рамановской спектроскопией, позволяет исследовать совершенство состава и структуры различных полупроводниковых гетероструктур, рассчитывать состав твёрдых растворов, определять наличие и величину остаточных напряжений в гетеропарах [84; 140; 141].

Метод КР-спектроскопии основывается на явлении неупругого рассеяния оптического излучения. При облучении образца монохроматическим лазерным светом, некоторое количество излучения, рассеянного образцом, будет иметь частоту, смещенную по отношению к частоте исходного излучения лазера. Это связано с тем, что при неупругом столкновении фотона и молекулы исследуемого вещества, происходит обмен энергиями между ними. После перехода молекулы на новый энергетический уровень в спектре рассеянного излучения появляются линии, по положению которых можно судить о химическом составе или же об энергиях молекулярных колебаний. Процесс, при котором частота рассеяния уменьшается при переходе энергии от света к веществу, получил название – стоксово рассеяние. Обратный же ему – анти-стоксово рассеяние (Рис.2.9). Следует отметить, что на практике используют стоксовы линии в виду того, что интенсивность антистоксовых линий мала из-за заселённости нижних уровней, что уменьшает вероятность перехода с верхних колебательных уровней на нижние [39].

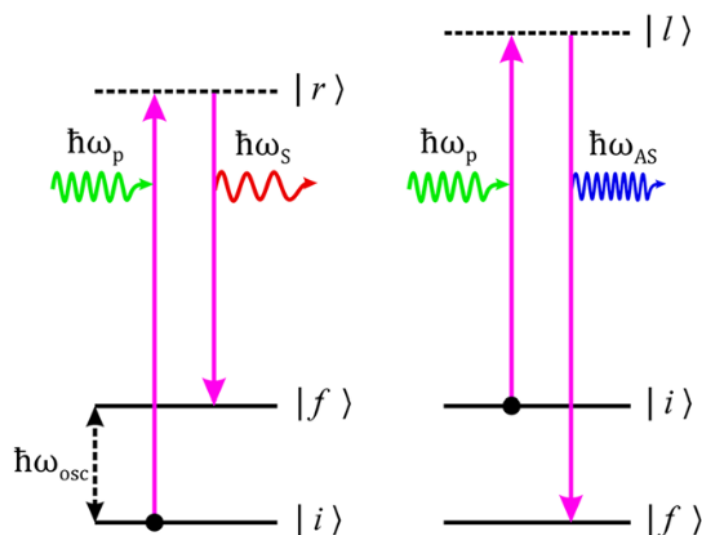


Рисунок 2.9 Процесс передачи энергии при стоксовом (слева) и антистоксовом (справа) рассеянии Рамана [142].

Каждое вещество имеет свой неповторимый набор колебательных уровней, который идентифицируется спектроскопическими методами [142].

Главным отличием КР спектроскопии от Инфракрасной спектроскопии является то, что в первом случае активными являются колебания связей, при которых осуществляется изменение поляризуемости связи. А в ИК спектроскопии – изменение дипольного момента. Это проявляется при сравнении спектра рассеянного излучения и спектра возбуждения. Возникают спектральные линии, которые ранее не наблюдались. С учётом малых размеров получаемых полупроводниковых структур широкое распространение получил метод спектромикроскопии комбинационного рассеяния, в котором спектрометр встроен в оптическую систему оптического микроскопа (Рис. 2.10). С использованием моторизированной подвижки с варьируемым шагом до 250 нм вдоль каждой из смещаемых осей возможен выбор и исследование локальных неоднородностей на поверхности сформированного слоя GaN, с учётом специальных приставок возможно исследование скола образца и фокусировка лазерного излучения на границы гетероинтерфейса с извлечением информации о напряжениях или составе слоя.

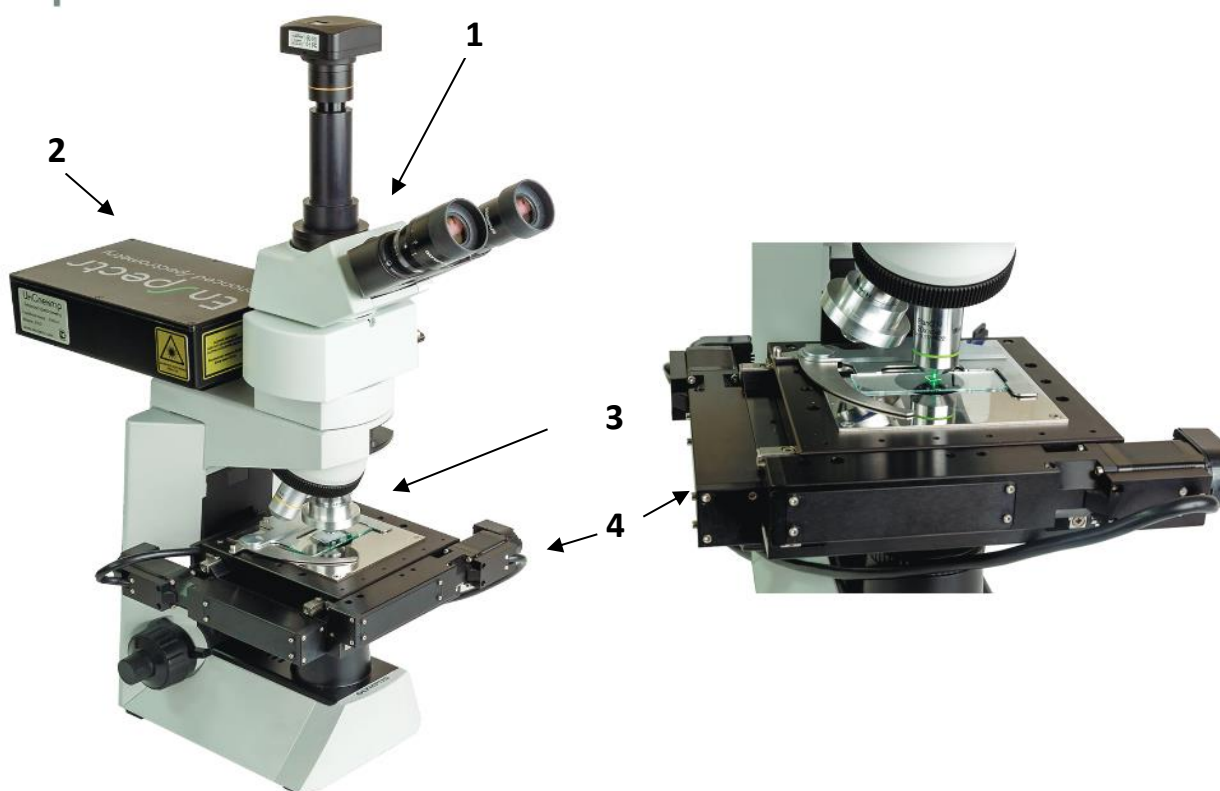


Рисунок 2.10. Изображение рамановского микроскопа РамМикс М532 с моторизированной подвижкой: 1 – головка тринокуляра микроскопа с видеообъективом высокого разрешения, 2 – рамановский спектрометр с лазерным возбуждением $\lambda = 532$ нм, 3 – револьверная головка фокусирующих объективов, 4 – двухосная моторизированная подвижка [143]

Спектры микрорамановского рассеяния были получены с использованием Рамановского микроскопа RamMix 532 (ИнСпектр, г. Черноголовка) с лазерным возбуждением $\lambda = 532$ нм, $W \sim 30$ мВт [13; 84]. Позиционирование осуществлялось с использованием двухосной моторизированной подвижки (шаг = 300 нм). Съемка спектров осуществлялась в геометрии «на отражение» при использовании просветленного объектива 100х (диаметр фокусного пятна ~ 2 мкм). Итоговый спектр с каждой точки образца усреднялся на основе 100 измерений [13; 144].

2.13. Выводы по Главе 2

1. На многоподложечной установке Veeco Gen200 методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) были сформированы эпитаксиальные наногетероструктуры $\text{GaN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ на различных подложках cSi, SiC/cSi и SiC/porSi.

2. Проанализирована и рассмотрена совокупность методик исследования наногетероструктур на основе AlInN с использованием рентгеноструктурного анализа дающих. Установлены методы расчёта биаксиальных напряжений на основе прецизионной съёмки и обработки кривых качания рентгеновских максимумов для нитридов третьей группы. Определены способы исследования текстуры и ориентации нанокolonчатых плёнок с использованием полюсных фигур.

3. Определены основные характеристические особенности гетероструктур на основе $\text{GaN}/\text{AlGaIn}/\text{GaN}$ в отношении структурного совершенства слоёв, толщине структур, состава и толщине эпислоев, а также морфологической организации поверхности, устанавливаемые с использованием просвечивающей и растровой электронной и атомно-силовой микроскопии.

4. Установлены основные химические связи поверхностных слоёв GaN гетероструктур определяемые с использованием рентгеновской фотоэлектронной спектроскопией (РФЭС). Определены необходимые условия ионного травления, обеспечивающие анализ глубинных слоёв $\text{GaN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ гетероструктур с использованием РФЭС.

5. Проанализированы и разработаны методики регистрации УФ и ФЛ спектроскопии и Рамановской спектромикроскопии для наногетероструктур $\text{GaN}/\text{AlGaIn}/\text{GaN}$ на различных подложках дающие информацию об электронном строении и ширине запрещенной зоны эпитаксиальных и структурных искажениях.

ГЛАВА 3. ФОРМИРОВАНИЕ И СВОЙСТВА НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР GaN/AlGa_xN/GaN НА ПОДЛОЖКАХ cSi, SiC/cSi и SiC/porSi.

3.1. Многослойные наногетероструктуры AlGa_xN на различных подложках cSi, SiC/cSi и SiC/porSi

Для решения задач по установлению механизмов формирования, микроструктуры и оптических свойств эпитаксиальных нитрид-галлиевых наногетероструктур GaN/AlGa_xN/GaN выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота на различных подложках cSi, SiC/cSi и SiC/porSi [13; 21] были получены образцы трёх типов с топологической организацией представленной на рисунке 3.1.

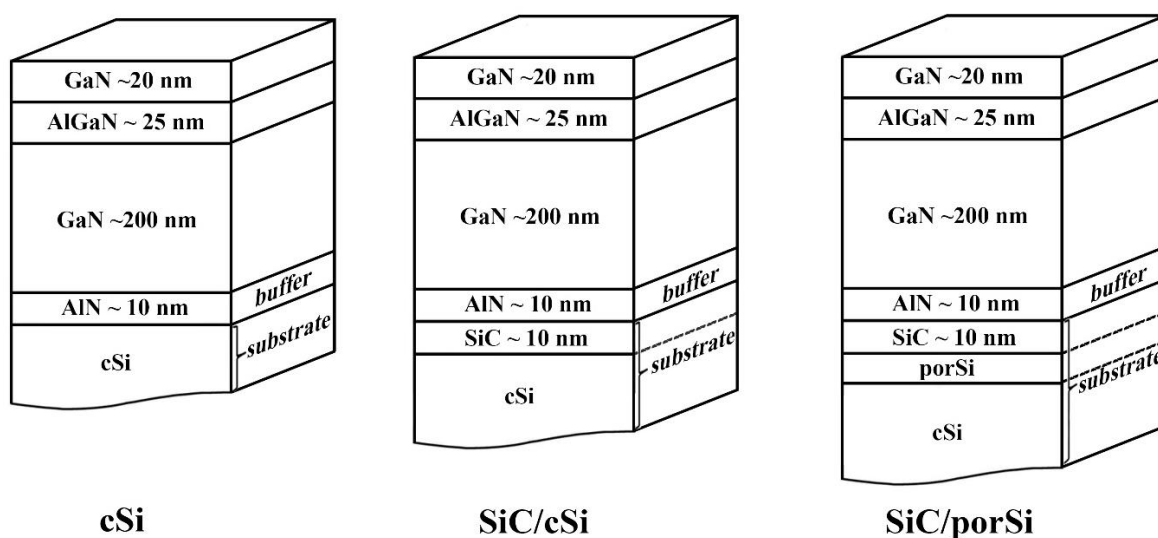


Рисунок 3.1. Дизайн исследованных гетероструктур

Свойства гетероструктур с выполненной архитектурой слоёв по схеме рисунок 3.1. будут зависеть от состава слоёв подложек: cSi, SiC/cSi и SiC/porSi. Формирование гетероструктур в одностадийном процессе методом МПА ПЭ выполнялось последовательно с расчётной толщиной слоёв: буферного слоя AlN с толщиной ~10 нм, слоя GaN с толщиной ~200 нм, Al_xGa_{1-x}N, толщиной ~20 нм и содержанием алюминия ~0.50 и GaN слой с толщиной ~20 нм [11; 37]. С целью определения наиболее подходящей подложки для проявления оптимальных оптических свойств далее приводятся результаты комплексных

исследований атомного строения, микроструктуры и оптических свойств сформированных многослойных наногетероструктур на трех типах подложек.

3.2. Микроскопические исследования

На Рис.3.2. представлены изображения сколов и поверхности всех исследованных нами образцов (cSi, SiC/cSi и SiC/porSi) методами сканирующей электронной микроскопии (Рис. 3.2).

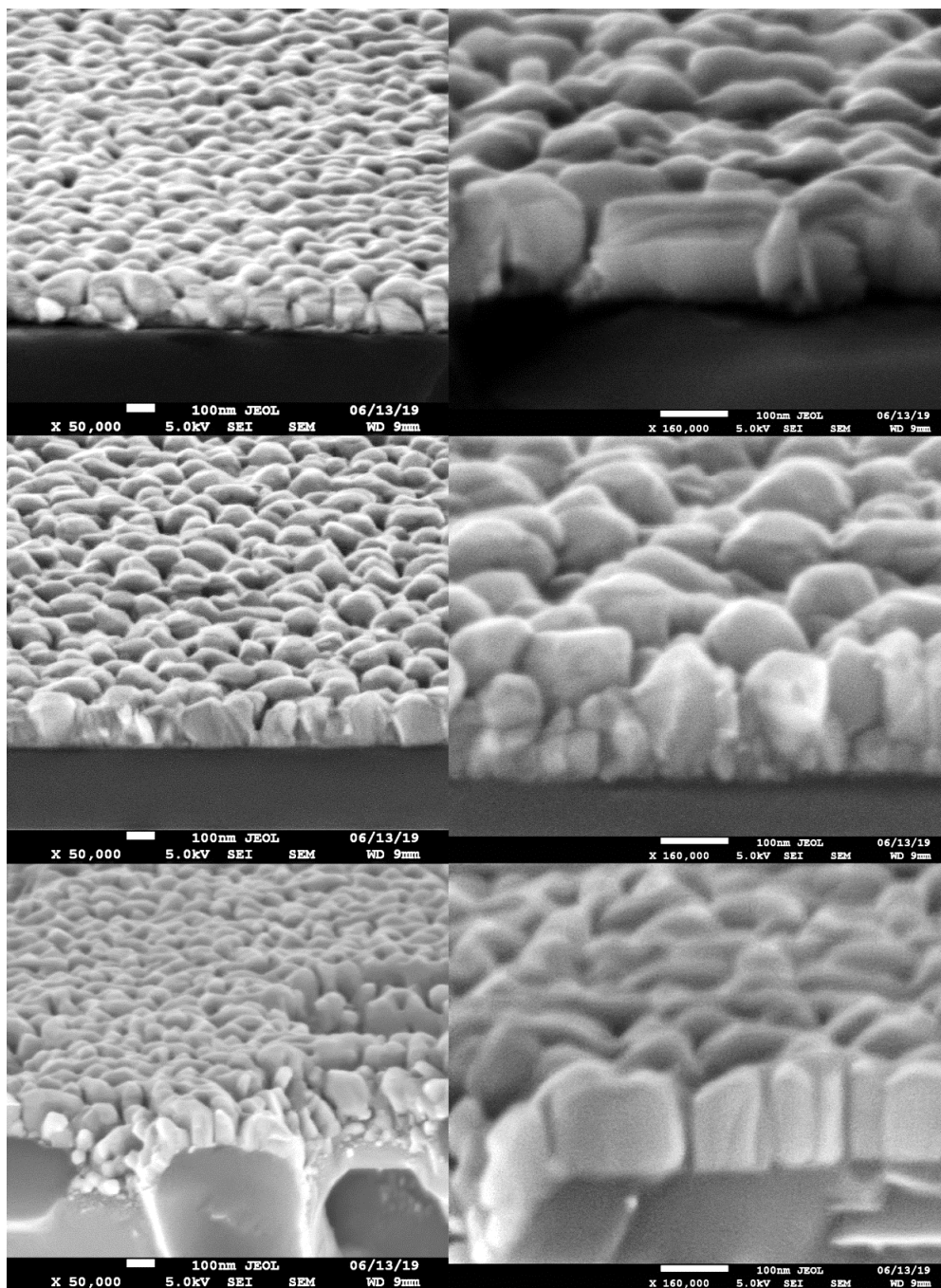


Рисунок 3.2. СЭМ изображения сколов образцов гетероструктур, полученные с увеличением 50000х и 160000х. Образцы: cSi (вверху), SiC/cSi (середина) и SiC/porSi (внизу)

Результаты исследований SEM с увеличением 50000х (Рис. 3.2, слева) и 160000х (Рис. 3.2, справа), показали, что выращенные наногетероструктуры имеют нанокolonчатую морфологию, а на сколах и поверхностях образцов нет капель, трещин или каких-либо иных протяженных дефектов, что может свидетельствовать об эффективном снижении упругой энергии несоответствия между Si и AlN при выбранных условиях МПЭ ПА синтеза GaN/AlGa_xN/GaN наногетероструктур.

Также можно заметить, что в случае роста на подложке SiC/porSi под эпислоем наблюдается характерный промежуточный пористый слой, который образовался в процессе создания методом Кукушкина буфера SiC [145]. Однако необходимо отметить, что переходной пористый слой между SiC и кремнием наблюдается лишь для подложки SiC/porSi и визуально не детектируется на сколе образца, полученного на SiC/cSi.

Образование достаточно большой пористой прослойки под SiC обеспечено использованием подложки с предварительно сформированным нанопористым буфером, что упрощает протекание процессов атомного замещения, за счет того, что газообразный SiO покидает систему и фактически приводит к формированию пленки SiC над порами.

Исследования поперечного сечения (скола) выращенных МПЭ ПА Al_xGa_{1-x}N/GaN наногетероструктур позволили уточнить их толщину (~190 нм), которая оказалась несколько меньше ожидаемой (~250 нм), что может быть обусловлено повышенной десорбцией азота при росте напряженных слоев GaN и AlGa_xN. В связи с этим фактом мы полагаем, что содержание алюминия в твердом растворе Al_xGa_{1-x}N ожидается несколько больше заданного технологически и составляет ~0.6. По-видимому, небольшое увеличение содержания алюминия в тонких слоях AlGa_xN связано с уменьшением энтальпии образования GaN (возрастанию переиспарения азота) за счет упругой энергии, возникающей во время роста напряженной GaN/AlGa_xN/GaN гетероструктуры. Также исследования морфологии выращенных образцов показали, что сформированная эпитаксиальная пленка имеет блочную

структуру и образована плотной упаковкой нанокколонок различного размера. Кроме того, хорошо заметно, что образующие пленку нанокколонок имеют наклон по отношению к нормали поверхности (Рисунок 3.2. слева). Сравнительный анализ изображения поперечных сколов позволяет определить, что рост нанокколонок гетероструктур на подложке SiC/porSi происходит с меньшей дифференциацией по размеру, с отсутствием сопряжения или сращивания и коалесценции. В тоже время нанокколонок, выращенных на подложках cSi и SiC/cSi проявляют большее распределение по размеру, менее выраженную структур колон.

Применение атомно-силовой микроскопии в полуконтактном режиме позволило оценить шероховатость поверхности гетероструктур, а также изучить форму нанокколонок, в зависимости от использованного типа подложки.

На Рис. 3.3 (слева) представлены АСМ-изображения характерных участков поверхности $1\mu \times 1\mu$. Средняя величина шероховатости для образцов cSi, SiC/cSi и SiC/porSi составила 4.3 нм, 6.6 нм и 10.9 нм, соответственно. Анализ особенностей морфологии поверхности с использованием специализированного программного обеспечения позволил определить максимальную высоту и глубину впадин между нанокколонками. Следует отметить, что для образца SiC/porSi эти величины в 1.5 – 2 раза превышают аналогичные значения для образцов, выращенных на подложках cSi и SiC/cSi. Это еще раз указывает на тот факт, что нанокколонки на поверхности образца SiC/porSi лучше отделены друг от друга. Об этом также свидетельствуют профили сечений поверхности участков (см.Рис.3.3, справа). Следует отметить, что из анализа данных АСМ мы определили средний латеральный размер нанокколонок, который составил ~70 нм, ~91 нм, ~107 нм для образцов, выращенных с использованием подложек cSi, SiC/cSi и SiC/porSi соответственно [28].

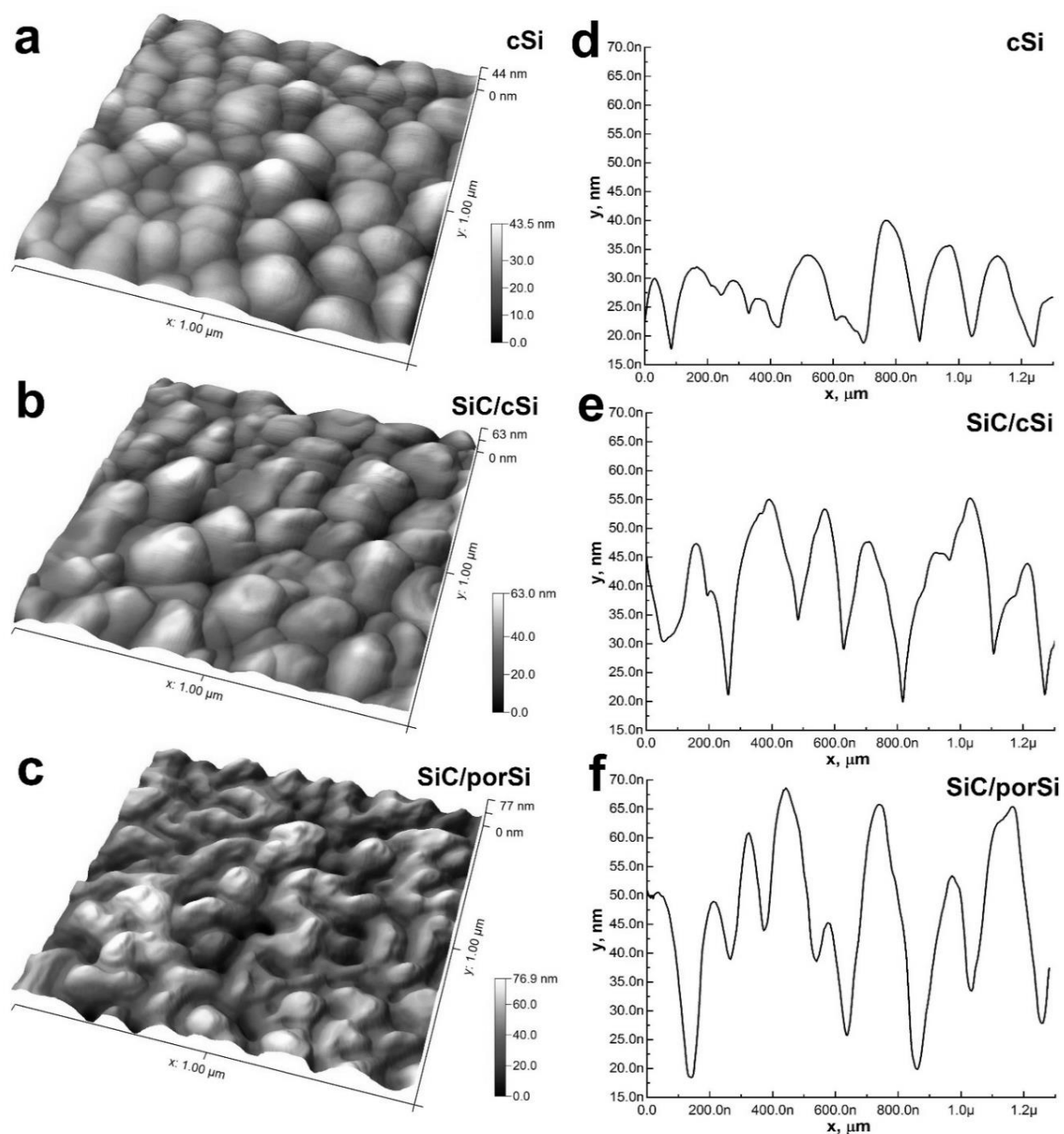


Рисунок 3.3. АСМ изображения поверхности гетероструктур, а также профили сечений участков поверхности. Образцы: cSi (вверху), SiC/cSi (середина) и SiC/porSi (внизу)

3.3. Прецизионное определение параметров кристаллической решетки, величин плоскостной и внеплоскостной двухосной и гидростатической деформаций и биаксиальных напряжений в плоскости роста эпислоев GaN и AlGaN методами высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии

На Рис.3.4 представлены экспериментальные рентгеновские Omega/2Theta сканы для образцов cSi, SiC/cSi и SiC/porSi, которые соответствуют номинальным структурам, показанным на Рис.3.1. Интенсивность дифракции на Рис.3.4 представлена в логарифмической шкале.

Из экспериментальных данных видно, что на сканах всех образцов наиболее интенсивными линиями являются высокоинтенсивные рефлексy, принадлежащие вюрцитному GaN, а также линия (111) кремниевой подложки cSi. Кроме того, на сканах можно заметить слабоинтенсивные, но разрешенные рефлексy вюрцитного твердого раствора $Al_xGa_{1-x}N$, сдвинутые от рефлексов GaN в сторону больших углов. Присутствие на Omega/2Theta скане фактически только лишь максимумов одной базальной серии свидетельствует о монокристаллическом состоянии слоев эпитаксиальной пленки.

Детальное рассмотрение результатов рентгенодифракционного анализа позволяет сделать заключение о том, что на Omega/2Theta сканах образцов, выращенных на подложках SiC/cSi и SiC/porSi, дополнительно присутствуют слабоинтенсивные линии кремния (220) и (311), а также (111) (см. вкладку к Рис. 3.4) и (222) рефлексy карбида кремния кубической сингонии. Появление дополнительных рефлексов кремния можно связать с тем фактом, что при формировании слоя SiC происходит процесс, аналогичный травлению Si подложки. Создание SiC слоя на подложке с предварительно сформированным пористым буферным слоем porSi приводит к образованию слоя кремния с существенно развитой подповерхностной структурой аналогичной пористому кремнию. Что касается самого слоя SiC, то в соответствии с данными рентгеновской дифракции происходит формирование карбида кремния с

симметрией кубического политапа SiC-3C, а подслоем porSi задает ориентированный рост на нем карбида кремния [146]. Этот факт понятен с точки зрения подхода получения SiC методом Кукушкина в исходной монокристаллической подложке cSi.

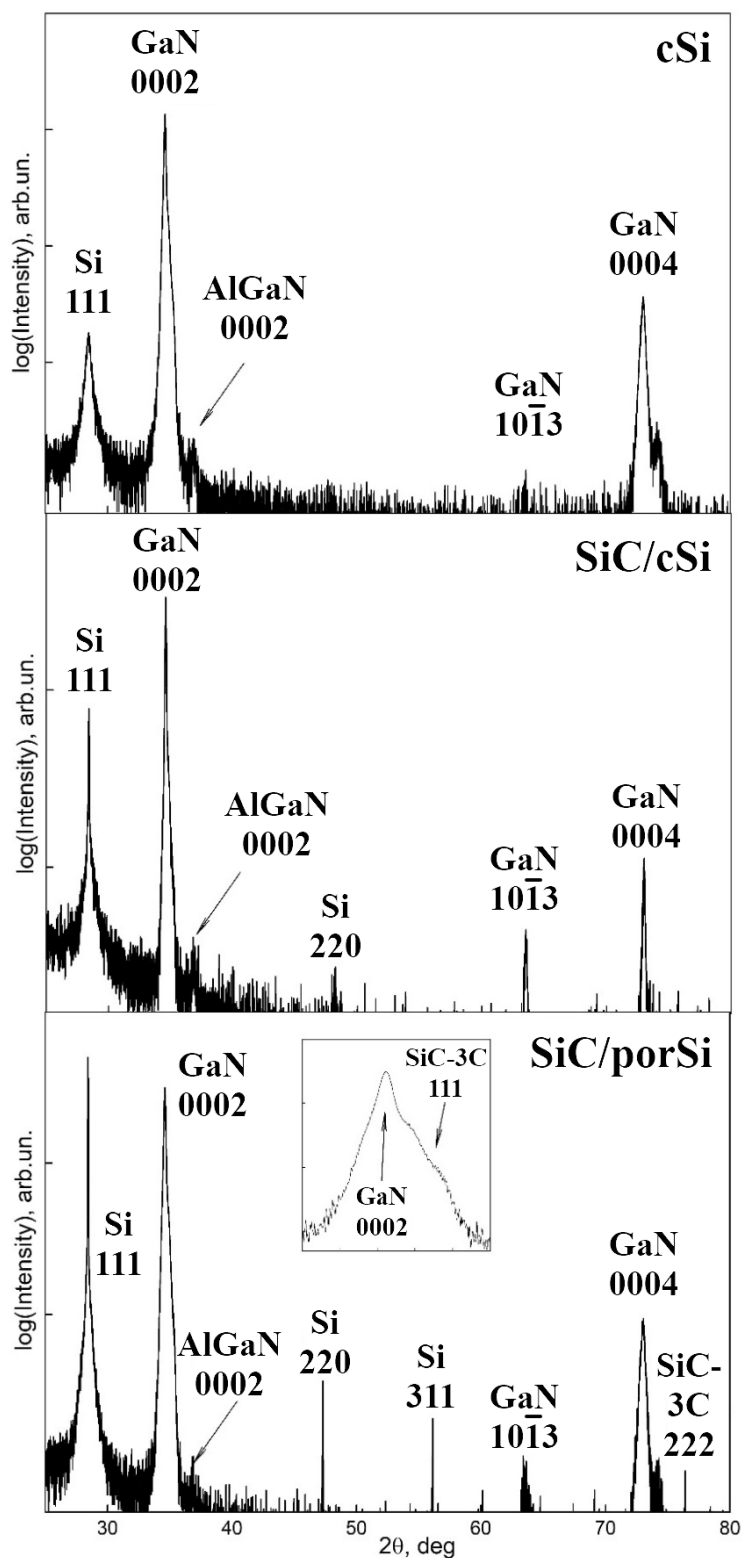


Рисунок 3.4. Рентгеновские Omega/2Theta сканы для образцов cSi, SiC/cSi и SiC/porSi

Следует также обратить внимание, что на XRD сканах образцов, выращенных на подложках SiC/cSi и SiC/porSi, присутствует низкоинтенсивный рефлекс, который может быть приписан отражению $(10\bar{1}3)$ вюрцитного GaN слоя. Появление этого рентгеновского отражения в соответствии с данными работы [147] может быть связано с зарастанием столбиков GaN в направлении $(10\bar{1}3)$. При этом аналогичного рефлекса на Omega/2Theta скане пленки, выращенной на монокристаллической cSi подложке, не наблюдается.

На основе данных Omega/2Theta сканов из отражения (0004) был определен параметр решетки c^{GaN} слоя гетероструктур, а из отражения (0002) параметр $c(x)$ для слоя твердого раствора $Al_xGa_{1-x}N$:

$$2c_{000l}\sin\theta_{000l} = l\lambda \quad (3.1)$$

Здесь $\lambda = 1.5406 \text{ \AA}$ – длина волны использованного рентгеновского излучения Cu $K_{\alpha 1}$.

С другой стороны, параметр решетки a слоя GaN может быть рассчитан из присутствующего на скане асимметричного рефлекса $10\bar{1}3$ в соответствии со следующим соотношением:

$$a_{hkl} = cd_{hkl} \sqrt{\frac{\frac{4}{3}(h^2+k^2+hk)}{c^2 \cdot l^2 d_{hkl}^2}} \quad (3.2)$$

В соответствии с анизотропной теорией упругости в эпитаксиальном слое с вюрцитной решеткой плоскостная (*in-plane*) деформация ε_{xx} (вдоль оси a) и внеплоскостная деформация (*out-of-plane*) ε_{zz} (вдоль оси c) могут быть представлены как:

$$\varepsilon_{zz} = \frac{c-c_0}{c_0} \quad (3.3)$$

$$\varepsilon_{xx} = \frac{a-a_0}{a_0} \quad (3.4)$$

$$\varepsilon_{zz} = \frac{2C_{13}}{-C_{33}} \varepsilon_{xx} \quad (3.5)$$

$$R = -\frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xx}} \quad (3.6)$$

Здесь a и c – экспериментально определенные параметры кристаллической решетки эпитаксиального слоя, a_0 и c_0 – параметры кристаллической решетки расслабленного (ненапряженного) чистого кристалла, C_{ij} – коэффициенты упругой деформации кристалла, R – коэффициент релаксации биаксиальных, ν – коэффициент Пуассона конкретного материала [13].

Исходя из теории упругости (соотношения 3.3-3.5) параметр решетки $a(x)$ для эпитаксиального слоя твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ может быть определен как [148]:

$$a(x) = a_0 \left[\left(\frac{c(x)}{c(x)_0} - 1 \right) \frac{C(x)_{33}}{-2C(x)_{13}} + 1 \right] \quad (3.7)$$

Было показано, что для системы твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ справедливо использование закона Пуассона – Вегарда [149], где с учетом параметров кривизны и значения состава (x) могут быть определены постоянные кристаллической решетки $a(x)_0$ и $c(x)_0$ ненапряженных твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

$$a(x)_0 = xa_0^{\text{AlN}} + (1-x)a_0^{\text{GaN}} + \delta_a x(1-x) \quad (3.8)$$

$$c(x)_0 = xc_0^{\text{AlN}} + (1-x)c_0^{\text{GaN}} + \delta_c x(1-x) \quad (3.9)$$

Здесь $\delta_a = 0,018 \text{ \AA}$ и $\delta_c = -0,036 \text{ \AA}$ - параметры отклонения (изгиба) соответственно.

С учетом того факта, что параметры решеток для недеформированных твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ могут подчиняться линейному закону Вегарда

[149; 150], будем предполагать выполнение аналогичных линейных зависимостей и для коэффициентов упругой деформации $C(x)_{ij}$.

Тогда в соответствии с нашим допущением:

$$C(x)_{ij} = xC_{ij}^{AlN} + (1-x)C_{ij}^{GaN} \quad (3.10)$$

Известно, что рассчитанные величины плоскостной ε_{xx} и внеплоскостной ε_{zz} деформаций связаны с компонентами ε_{xx}^b (вдоль оси a) и ε_{zz}^b (вдоль оси c) двухосной (biaxial) ε^h гидростатической деформаций как следующая суперпозиция:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{xx}^b + \varepsilon^h \quad (3.11)$$

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{zz}^b + \varepsilon^h \quad (3.12)$$

При этом гидростатическая деформация в эпитаксиальном слое может быть определена как:

$$\varepsilon^h = \frac{1-\nu}{1+\nu} \left[\varepsilon_{zz} + \frac{2\nu}{1-\nu} \varepsilon_{xx} \right] \quad (3.13)$$

Здесь ν – коэффициент Пуассона.

С учетом допущения о выполнении закона Вегарда для твердых растворов $Al_xGa_{1-x}N$, можем допустить аналогичное линейное соотношение и для коэффициентов Пуассона твердых растворов $Al_xGa_{1-x}N$:

$$\nu(x) = x\nu^{AlN} + (1-x)\nu^{GaN} \quad (3.14)$$

Здесь $\nu^{AlN} = 0.268$, $\nu^{GaN} = 0.259$ [151].

В итоге для монокристаллических эпитаксиальных пленок с гексагональной вюрцитной решеткой биаксиальные напряжения в плоскости роста (*the in-plane biaxial stress*) σ_{xx} могут быть рассчитаны как [152]:

$$\sigma_{xx} = M\varepsilon_{xx}^b(*) \quad (3.15)$$

$$M = C_{11} + C_{12} - 2\frac{C_{13}^2}{C_{33}} \quad (3.16)$$

Здесь M - двухосный модуль упругости для кристаллического материала с гексагональной вюрцитной решеткой, испытывающего деформацию в кристаллографическом направлении $[0001]$, т.е. вдоль оси c .

Для расчетов нами были использованы следующие литературные значения $c_0^{GaN} = 5.1864 \text{ \AA}$, $a_0^{GaN} = 3.1890 \text{ \AA}$ [153; 154], $c_0^{AlN} = 4.9795 \text{ \AA}$, $a_0^{AlN} = 3.1106 \text{ \AA}$ [153; 154], $C_{13}^{GaN} = 106 \text{ ГПа}$, $C_{11}^{GaN} = C_{33}^{GaN} = 390 \text{ ГПа}$ [154], $C_{12}^{GaN} = 145 \text{ ГПа}$ [152], $C_{13}^{AlN} = 99 \text{ ГПа}$, $C_{11}^{AlN} = C_{33}^{AlN} = 389 \text{ ГПа}$ [154], $C_{12}^{AlN} = 149 \text{ ГПа}$ [155]. С учетом этих данных двухосный модуль упругости для GaN в соответствии с (15) принимает значение $M = 478.5 \text{ ГПа}$.

Используя данные рентгеновской дифракции и соотношения (3.3) – (3.16) мы рассчитали параметры кристаллической решетки, величины плоскостной и внеплоскостной двухосной и гидростатической деформаций, а также биаксиальные напряжения в плоскости роста для эпислоев GaN и AlGaN исследованных образцов (см. Таблицу 3.1).

Таблица 3.1. Результаты расчётов параметров решетки, величин деформаций и напряжений по данным рентгеновской дифрактометрии

Структура	Слой	c парам. крист. реш., Å	a- парам. крист. реш., Å	ϵ_{zz} дефор. направ оси c	ϵ_{xx} дефор. направ оси a	ϵ^h Гидрос тат. дефор.	ϵ_{zz}^b биакс. деформ направ оси c	ϵ_{xx}^b биакс. деформ направ оси a	σ_{xx} биакс. остат. напряж, ГПа
cSi	GaN	5.1795	3.1872	-0.0013	-0.0005	-0.0010	-0,0023	$4.5 \cdot 10^{-4}$	0.22
	AlGaN	4.8790	3,3449	-0,0345	0,0660	0,0075	-0,0419	0,0585	28,2
	Si	5.4345	-	-	-	-	-	-	-
SiC/cSi	GaN	5.1791	3.1860	-0.0014	-0.0009	-0.0012	-0,0002	$2.7 \cdot 10^{-4}$	0.13
	AlGaN	4.8811	3,3425	-0,0341	0,0653	0,0074	-0,0415	0,0579	27,98
	Si	5.4347	-	-	-	-	-	-	-
SiC /porSi	GaN	5.1798	3.1862	-0.0013	-0.0009	-0.001	-0,0002	$2.3 \cdot 10^{-4}$	0.11
	AlGaN	5.0413	3,1522	-0,0024	0,0046	0,0005	-0,0029	0,00412	1,99
	Si	5.4492	-	-	-	-	-	-	-

Анализ полученных данных (см. Таблицу 3.1) показывает, что биаксиальные деформации в слоях GaN и AlGaN в плоскости роста являются растягивающими, в то время как двуосные деформации в направлении роста являются сжимающими. Это происходит из-за несоответствия параметров

кристаллических решеток эпитаксиальных слоев в плоскости и вне плоскости роста. Следует отметить, что гидростатическая деформация в GaN и AlGaN принимает разный знак. При этом наименьший уровень остаточной деформации наблюдается в эпислоях GaN и AlGaN гетероструктуры, выращенной на гибридной подложке SiC/porSi.

Рентгеновские дифракционные полюсные фигуры для плоскости GaN ($10\bar{1}3$) были записаны для определения кристаллографической ориентации наноколончатой транзисторной структуры относительно ориентации использованной подложки. На Рис.3.5 (справа) представлены полюсные фигуры для образцов cSi, SiC/cSi и SiC/porSi соответственно. Как следует полученных данных на фигурах GaN ($10\bar{1}3$) присутствуют шесть интенсивных рефлексов (полюсов). Этот факт еще раз подтверждает, что для эпитаксиального наноколончатого слоя пленка имеет гексагональную симметрию. При этом для образцов, полученных на подложках cSi и SiC/cSi, кроме того, наблюдаются еще менее интенсивные отражения, характерные для слоя с трехкратной симметрией. Эти рефлексy могут быть приписаны плоскостям (113) Si. На полюсной фигуре образца, выращенного на подложке SiC/porSi, такие полюса наблюдаются весьма слабо, вероятно из-за их меньшей интенсивности, а также в виду образования пористого слоя в кремнии. Т.о. шестикратная симметрия GaN совпадает с трехкратной симметрией Si, что означает для всех образцов подложка Si задает ориентацию растущей наноколончатой транзисторной структуры. Более того хорошо видно, что на полюсной фигуре образца, полученного на подложке SiC/porSi интенсивность полюсов GaN выше по отношению к интенсивности аналогичных отражений для гетероструктур, выращенных на кристаллическом кремнии cSi и подложке SiC/cSi.

Сечения рефлексов GaN на полюсных фигурах вдоль направления φ и χ дают дополнительную информацию (см Рис. 3.5 справа) о кристаллическом однообразии эпитаксиальных наноколонн, выращенных на трех типах подложек.

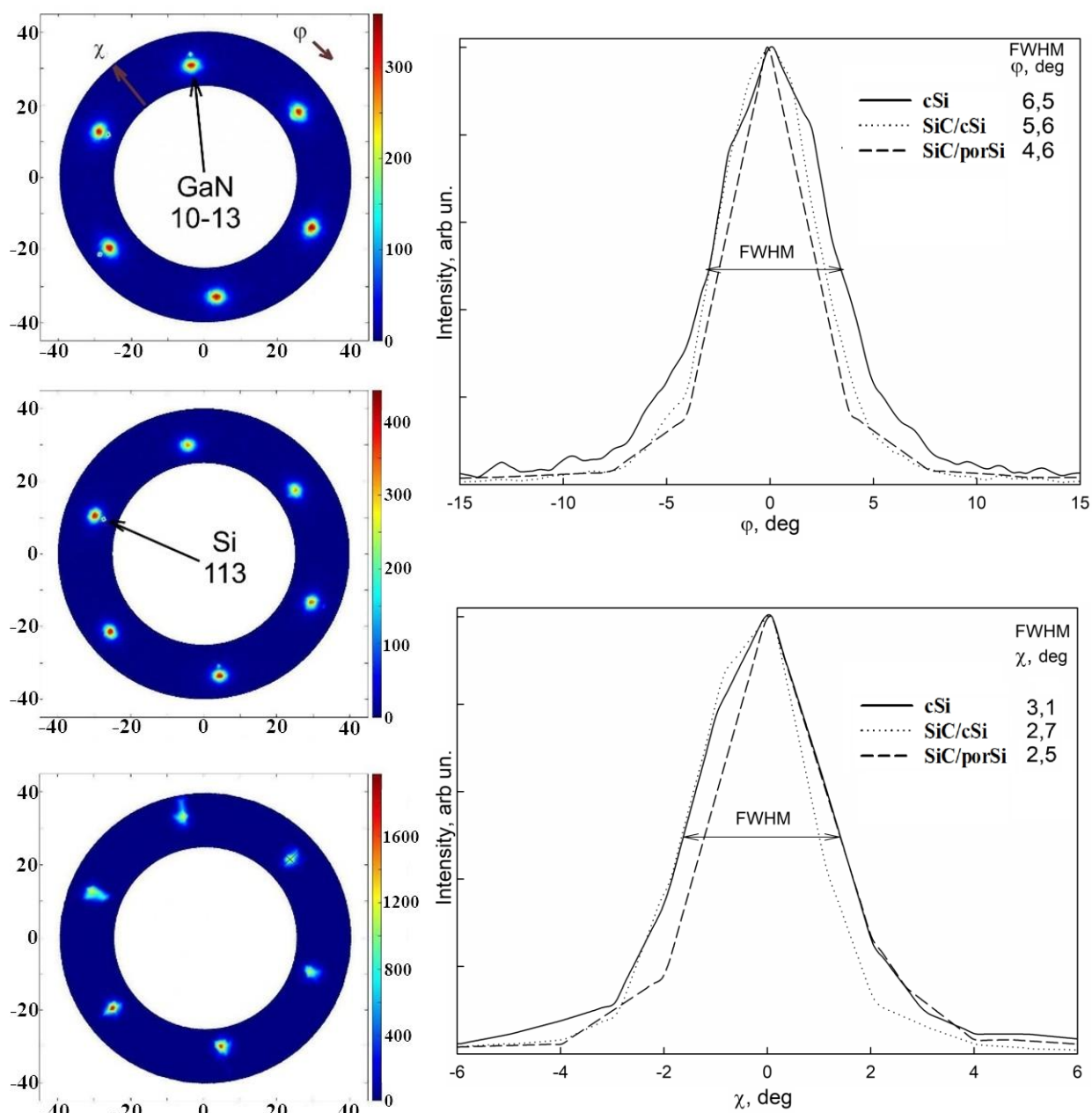


Рисунок 3.5. Полюсные фигуры (слева) для образцов cSi (сверху), SiC/cSi (центр) и SiC/porSi (снизу), а также профили сечений (справа) в направлении ϕ (центр) и χ (справа) для узлов $(10\bar{1}3)$ GaN.

Анализ сечений $(10\bar{1}3)$ рефлексов GaN показывает, что минимальные уширения как вдоль направления ϕ , так и вдоль направления χ , характерны для образца, выращенного на подложке SiC/porSi. Нанокolonны в этом образце имеют минимальную разориентацию (малоугольный поворот относительно друг друга) в плоскости роста, и наименьший угол наклона, т.е.

минимальный угол к нормали к поверхности образца (см. Рис 3.5. внизу, слева). Это позволяет сделать заключение о том, что сформированная на SiC/porSi нанокolonчатая GaN/AlGaN/GaN наногетероструктура имеет направление преимущественной ориентации роста ближе к направлению ориентации подложки [16].

Тип использованной подложки и сформированный на ней переходной слой должен играть существенную роль в релаксации напряжений из-за несоответствия параметров кристаллической решетки, а также из-за разных коэффициентов теплового расширения у подложки и эпитаксиального слоя, что в итоге закладывает основу для роста качественного эпитаксиального слоя. Кристаллическое совершенство эпитаксиальной пленки оценивалось на основе значения ширины на половине высоты (FWHM) рентгеновской ω -кривой качания (0004) для эпислоя GaN изученных гетероструктур. Данные представлены на Рис.3.6 (слева).

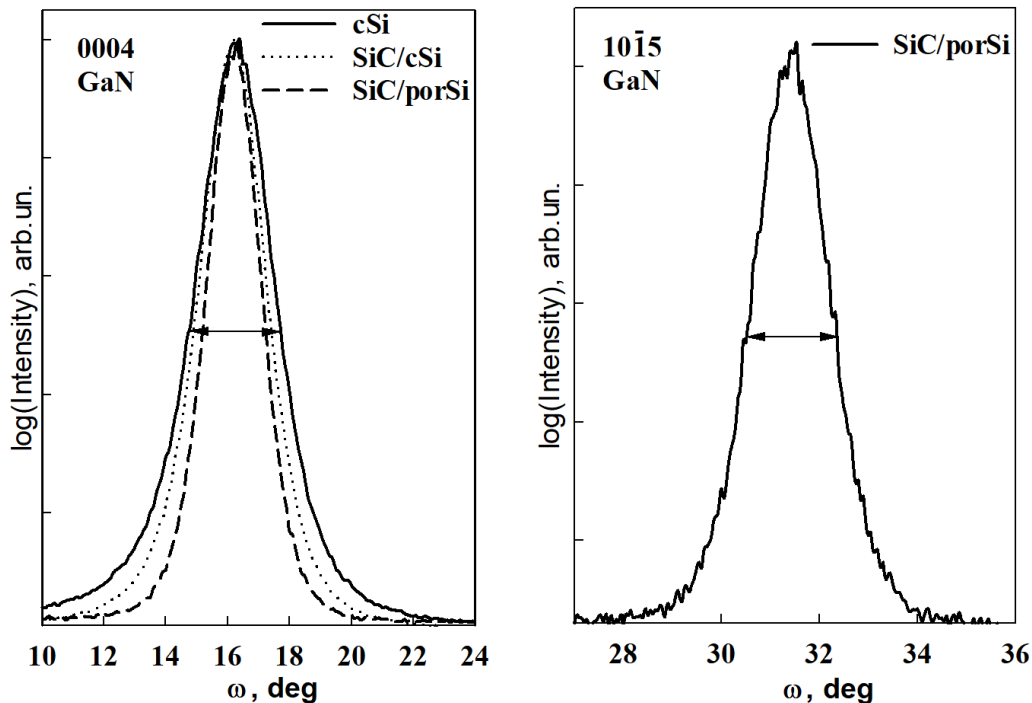


Рисунок 3.6. XRD ω -кривые качания для образцов cSi, SiC/cSi и SiC/porSi для рефлекса (0004) GaN (слева). Кривая качания (10 $\bar{1}$ 5) GaN для образца SiC/porSi (справа)

В виду того, что ω -кривая качания является функция мозаичности кристаллов, а следовательно угловая ширина ω_{RC} будет определяться углом разворота кристаллитов друг относительно друга, т.е. мозаичностью η . С учетом этого угловой диапазон разориентации кристаллитов в эпитаксиальной пленке может быть оценен как разница ширины кривой качания слоя ω_{RC}^f и инструментальной ширины ω_{RC}^i [28]. За инструментальную ширину $\omega_{RC}^i = 0.014$ градуса омега принята ширина (0004) рефлекса эталона кремния NIST SRM, измеренная в аналогичных условиях.

Результаты анализа отображены на Рис.3.7, который показывает зависимость функции мозаичности пленки, рассчитанной из значения FWHM ω -кривой качания (0004) GaN, для различных типов подложки. При этом в виду того, что значение FWHM принято в качестве угла разворота кристаллитов от среднего значения, мозаичность η принимает величины $\pm 1.5^\circ$, $\pm 1.27^\circ$ и $\pm 1.01^\circ$ для образцов cSi, SiC/cSi и SiC/porSi. Соответственно меньшая дисперсия мозаичности получается для пленок, выращенных на подложке SiC/porSi.

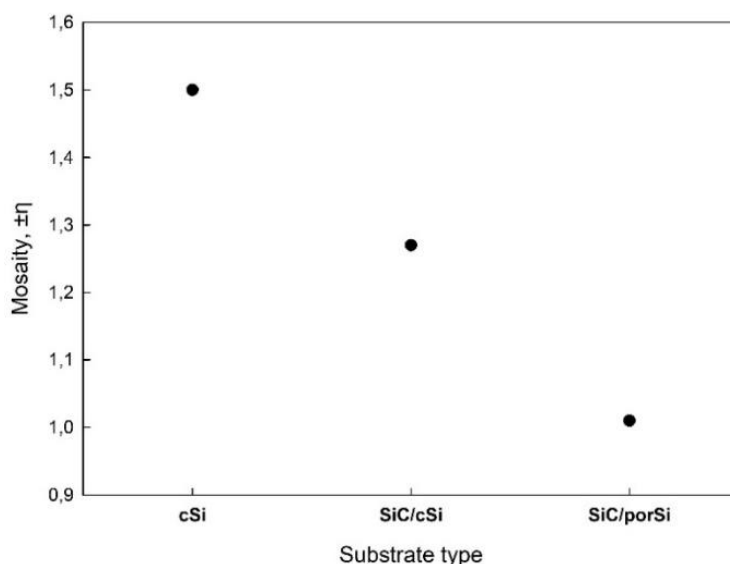


Рисунок 3.7. Мозаичность эпслоя GaN, рассчитанная из значения FWHM ω -кривой качания (0004), для различных типов подложки

Нужно отметить, что полуширина ω -кривой качания несет информацию об ориентации кристалла, в то время как полуширина кривой $\Omega/2\Theta$ в

основном отражает неоднородную деформацию и размер зерна. Сравнение значений FWHM для Omega (0004) и Omega/2Theta (0004) сканов для всех образцов показывает, что для Omega/2Theta она меньше. Это в свою очередь указывает на факт лучшей релаксации эпитаксиальной пленки в направлении роста.

Хорошо известно, что увеличение FWHM рентгеновских рефлексов может быть связано с образованием и изменением плотности винтовых (с-тип) дислокаций вдоль оси с кристалла и краевых (а-тип) пронизывающих дислокаций. Было показано в [156], что для оценки величины плотности винтовых дислокаций может быть использован ω -скан (0004), а для плотности винтовых дислокаций (10 $\bar{1}5$) скан. Расчет выполнен на основе следующих соотношений [149]:

$$D_{Screw} = \frac{\beta_{0004}^2}{4.35b_{Screw}^2} \quad (3.17)$$

$$D_{Edge} = \frac{\beta_{10-15}^2 - \beta_{0004}^2}{4.35b_{Edge}^2} \quad (3.18)$$

Здесь β_{0004} и $\beta_{10\bar{1}5}$ – FWHM для симметричного и асимметричного омега сканов, $b_{Screw} = 5.1855 \text{ \AA}$ и $b_{Edge} = 3.1890 \text{ \AA}$ – длина векторов Бюргерса. Результаты расчетов представлены в Таблице 3.2.

Следует отметить, что плотность винтовых дислокаций в эпитаксиальном слое GaN, была оценена из кривой качания GaN лишь для образца, полученного на подложке SiC/porSi (Рис. 3.6 справа). Выбор для расчетов только образца SiC/porSi связан с тем фактом, что этот образец дает не только больше дифрагирующего сигнала, чем остальные два, но и имеет в соответствии с расчетом лучшее кристаллическое качество, подтверждаемое расчетами (см Таблица 2). Хорошо видно, что в случае использования гибридной подложки SiC/porSi плотность дислокаций в GaN значительно ниже (в 4 раза для роста на cSi и 2 раза для SiC/cSi).

Таблица 3.2. Результаты расчета ряда величин, характеризующих состояние эпитаксиальной пленки

Структура	Плотность винтовых/краевых дислокаций, [см ⁻²]	Остаточные напряжения σ_{xx} , [ГПа]		FWHM линии ФЛ [мэВ]	Ширина запрещенной зоны, [эВ]
		Raman	ФЛ		
cSi	2.13*10 ⁻¹¹ /-	-0.456	-0.404	111	3.436
SiC/cSi	1.5*10 ⁻¹¹ /-	-0.500	-0.599	115	3.440
SiC/porSi	9.0*10 ⁻¹⁰ /8.1*10 ⁻¹⁰	-0.370	0.151	154	3.426

Следует отметить, что плотность дислокаций в относительно тонком слое GaN (~200 нм) в эпитаксиальных GaN/AlGaN/GaN наногетероструктурах, выращенных на подложке Si, по данным работы [120] совпадает с полученными нами данными для подложки cSi и находится на уровне $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Лишь использование толстых буферных слоев [157], а также переходного слоя с морфологией наноколонн различного диаметра [158], практически на порядок позволяет снижать плотность дислокаций.

3.4. Химические связи поверхностного слоя GaN в гетероструктурах на разных подложках по данным рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС)

Данные о химическом состоянии нитрида галлия GaN поверхностных слоев трех образцов гетероструктур с разными типами подложек (cSi, SiC/cSi и SiC/porSi) были получены с использованием метода РФЭС (Рис.3.8).

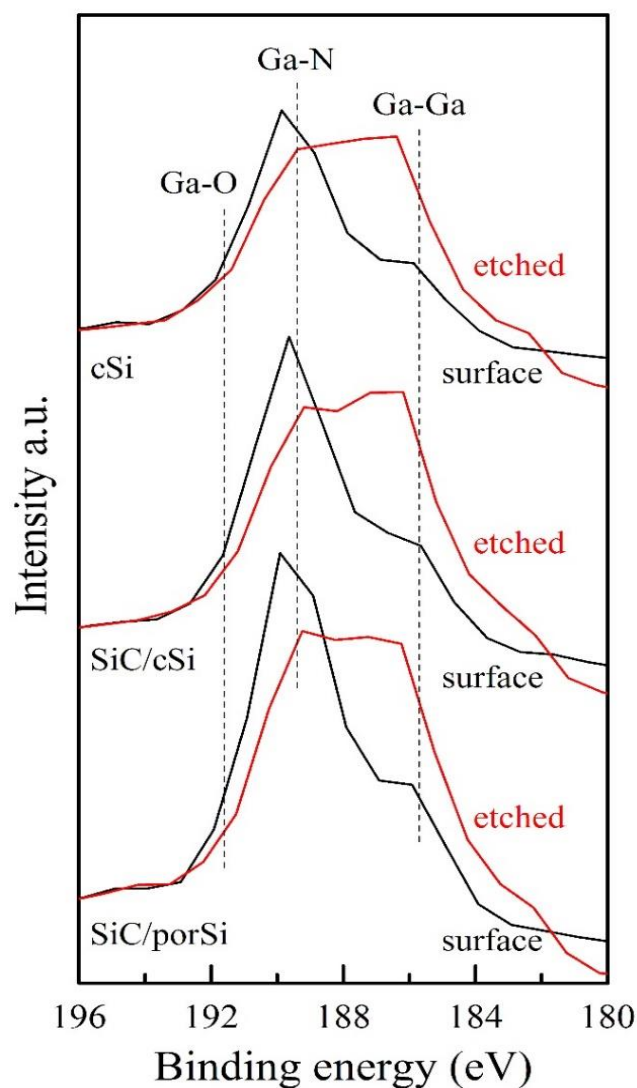


Рисунок 3.8. Оже линия GaLMM трех образцов гетероструктур, выращенных на подложках cSi, SiC/cSi и SiC/porSi

На Рис.3.8 представлены Оже линии GaLMM которые проявляются на обзорных спектрах РФЭС в области энергий 182-194 эВ для всех трех образцов до травления (черные линии) и после травления (красные линии). На спектрах всех исследуемых образцов до травления наблюдается преобладание интенсивности Оже линии GaLMM при значении энергии связи $E_{B.E.} \sim 189.4$ эВ ($E_{K.E.} \sim 1064$ эВ), что соответствует связям Ga-N [159]. При этом также наблюдается вклад в спектр металлических связей Ga-Ga с энергией связи $E_{B.E.} \sim 185.7$ эВ ($E_{K.E.} \sim 1068$ эВ) и незначительный вклад оксида галлия Ga-O $E_{B.E.} \sim 191.6$ эВ ($E_{K.E.} \sim 1062$ эВ) (Таблица 3.3).

Таблица 3.3. Энергетическое положение Оже линий GaLMM по РФЭС спектрам.

Химическая связь	$E_{В.Е.}$ (эВ)	$E_{К.Е.}$ (эВ)
Ga-N	189.4	1064
Ga-Ga	185.7	1068
Ga-O	191.6	1062

После очистки поверхности образцов ионами Ar^+ (глубина травления ~ 5 нм), обнаружено перераспределение интенсивности с увеличением вклада в спектр Оже линии GaLMM металлических связей Ga-Ga, что является характерным для образцов, подвергнутых ионной бомбардировке. При этом оксидная составляющая вносит незначительный вклад в формирование спектральных линий всех исследуемых образцов, с уменьшением относительной интенсивности в области спектра с энергией $E_{В.Е.} \sim 191.6$ эВ, по сравнению со спектрами Оже линии GaLMM, полученной от образцов до травления.

На рисунках 9– 11 приведены РФЭС спектры основных уровней Ga3d, N1s и O1s всех исследуемых образцов.

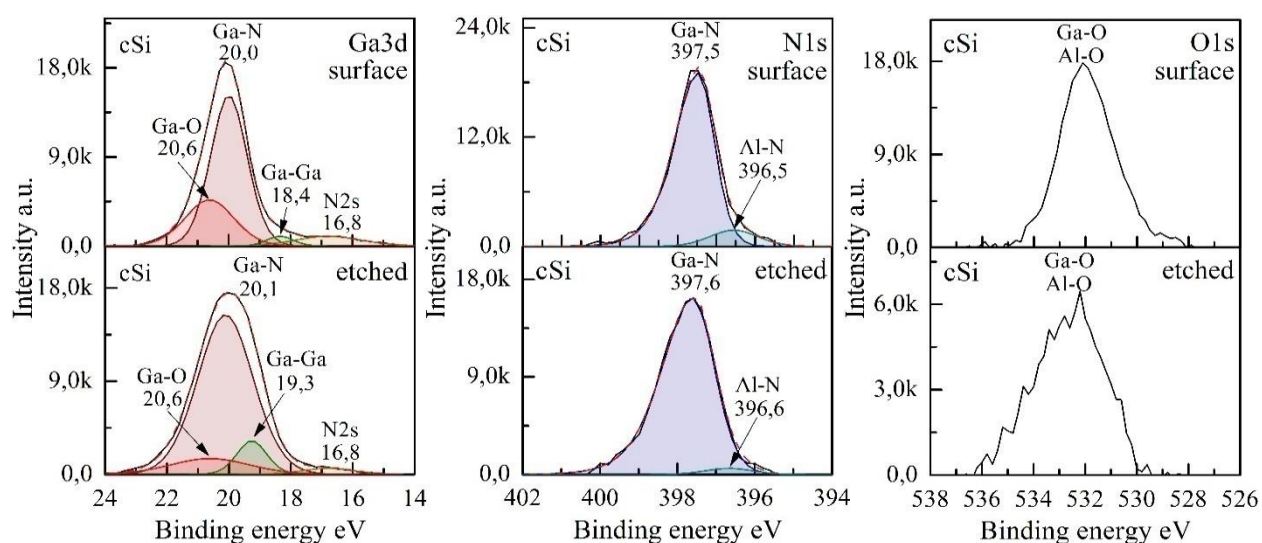


Рисунок 3.9. РФЭС спектры основных уровней Ga3d, N1s и O1s гетероструктуры cSi

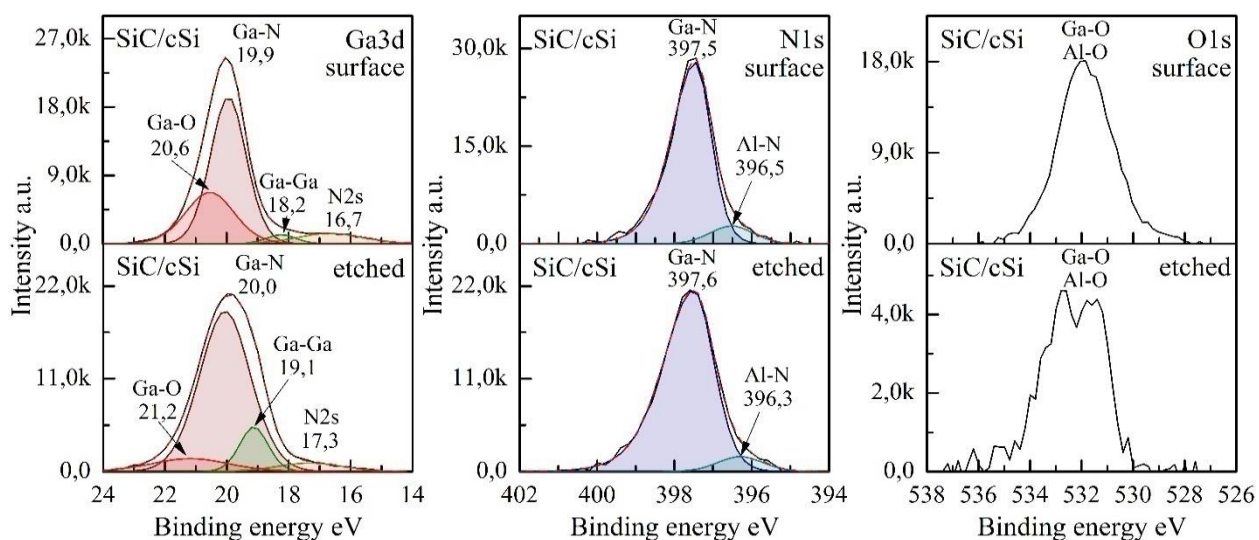


Рисунок 3.10. РФЭС спектры основных уровней Ga3d, N1s и O1s
гетероструктуры SiC/cSi

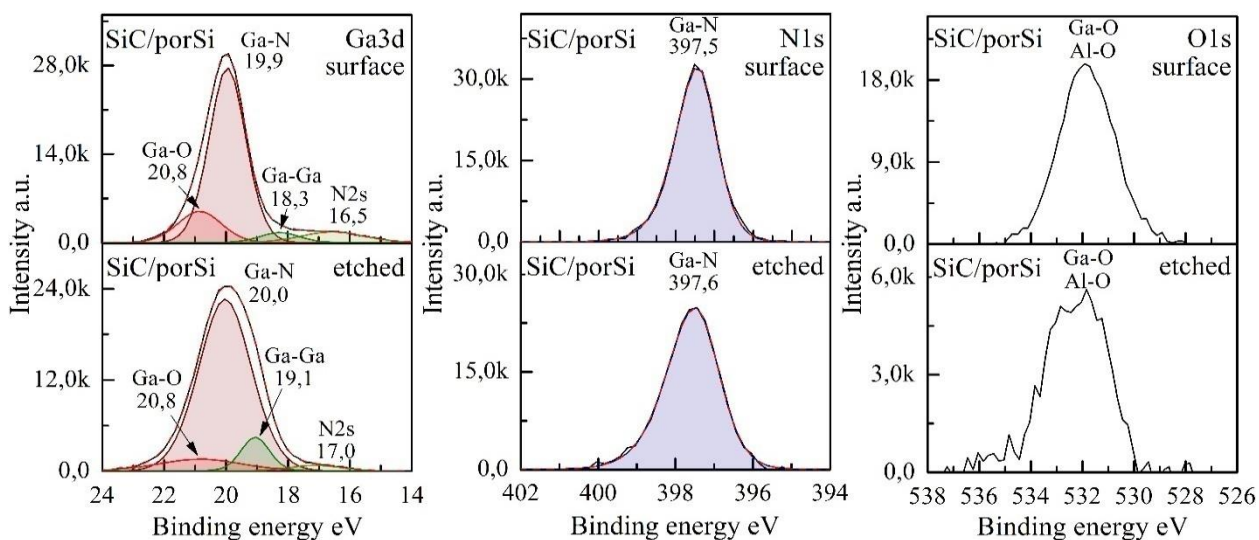


Рисунок 3.11. РФЭС спектры основных уровней Ga3d, N1s и O1s
гетероструктуры SiC/porSi

Первоначальное разложение спектральных полос РФЭС основного уровня Ga3d (Рис.3.9 – 3.11, слева), указывает на наличие связей, соответствующих оксиду галлия Ga-O ($E_{\text{в.е.}} \sim 20.6 - 20.8$ эВ) и указывает на присутствие металлического оксида галлия на поверхности всех образцов. Также на спектрах основного уровня Ga3d наблюдается незначительный вклад галлия в металлическом состоянии Ga-Ga ($E_{\text{в.е.}} \sim 18.2 - 18.4$ эВ). При этом

наибольший вклад в спектре обусловлен наличием связей Ga-N ($E_{B.E.} \sim 19.9 - 20.0$ эВ) [160; 161] (см. Таблицу 3.4), принадлежащих верхнему слою GaN гетероструктуры. После очистки поверхности наблюдается перераспределение интенсивностей между окисленной и металлической составляющей галлия, со значительным уменьшением вклада связей Ga-O, при этом основная линия не меняет ни своего положения ($E_{B.E.} \sim 20.0 - 20.1$ эВ), сохраняет интенсивность и соответствует связям Ga-N. Данный факт свидетельствует о чистоте эпислоя нитрида галлия.

Энергетическое положение линии основного уровня N1s (Рис. 3.9– 3.11, центр) указывает на наличие связей Ga-N ($E_{B.E.} \sim 397.5 - 397.6$ эВ) [162; 163] во всех исследуемых образцах как до травления так и после (см. Таблицу 3.4). Отличительной особенностью исследуемых образцов является появление связей Al-N ($E_{B.E.} \sim 396.3 - 396.6$ эВ) [164; 165] на спектрах образцов cSi и SiC/cSi, как до, так и после травления (Рис. 3.9 и 3.10, центр). В тоже время в спектре образца SiC/porSi данные связи отсутствуют вовсе (Рис. 3.11, центр). Появление низкоинтенсивных связей Al-N возможно лишь в случае наклона наноколонн (столбиков) ультратонкой транзисторной структуры, в следствие чего появляется возможность возбудить соответствующие переходы с боковых граней слоев. Из этого следует, что для образца SiC/porSi такой наклон (мозаичность) минимальна, что совпадает с данными рентгеновской дифрактометрии.

РФЭС спектры основного уровня O1s указывают на окисление металлов Ga ($E_{B.E.} \sim 529.8 - 532.0$ эВ) и Al ($E_{B.E.} \sim 528.7 - 532.7$ эВ) [166] на поверхности всех образцов (Рис. 3.9 – 3.11, справа), с большей вероятностью образования оксидной фазы Ga_2O_3 ($E_{B.E.} \sim 531.8 - 532.0$ эВ) [167]. После травления поверхности образцов происходит значительное уменьшение интенсивности спектров O1s, что свидетельствует в пользу отсутствия оксидных фаз в составе функциональных слоев, исследуемых гетероструктур.

Таблица 3.4. Энергетическое положение химических связей по данным РФЭС

		cSi	SiC/cSi	SiC/porSi
Core- l _α Bel	Chem. state	Binding energy, эВ (surface)		
Ga3d	Ga-O	20.6	20.6	20.8
	Ga-N	20.0	19.9	19.9
	Ga-Ga	18.4	18.2	18.3
N1s	Ga-N	397.5	397.5	397.5
	Al-N	396.5	396.4	-
		Binding energy, эВ (etched)		
Ga3d	Ga-O	20.6	21.2	20.8
	Ga-N	20.1	20.0	20.0
	Ga-Ga	19.3	19.1	19.1
N1s	Ga-N	397.6	397.6	397.6
	Al-N	396.5	396.3	-

3.5. Рамановские спектры гетероструктур AlGaN на разных подложках и оценка остаточных напряжений в пористом слое подложки SiC/porSi

Рамановская спектроскопия позволяет получить потенциально значимые и точные данные о тонких структурных свойствах исследуемых материалов исходя из анализа их фононного спектра. В виду того, что спектры колебаний кристаллической решетки очень чувствительны к конфигурации ближайших атомов, применение спектроскопии комбинационного рассеяния позволяет изучить особенности кристаллической структуры тонких эпитаксиальных слоев и ее перфектность в масштабе порядка параметров кристаллической решетки [168].

На Рис.3.12 приведены Рамановские спектры для эпитаксиальных гетероструктур, выращенных на трех типах подложки.

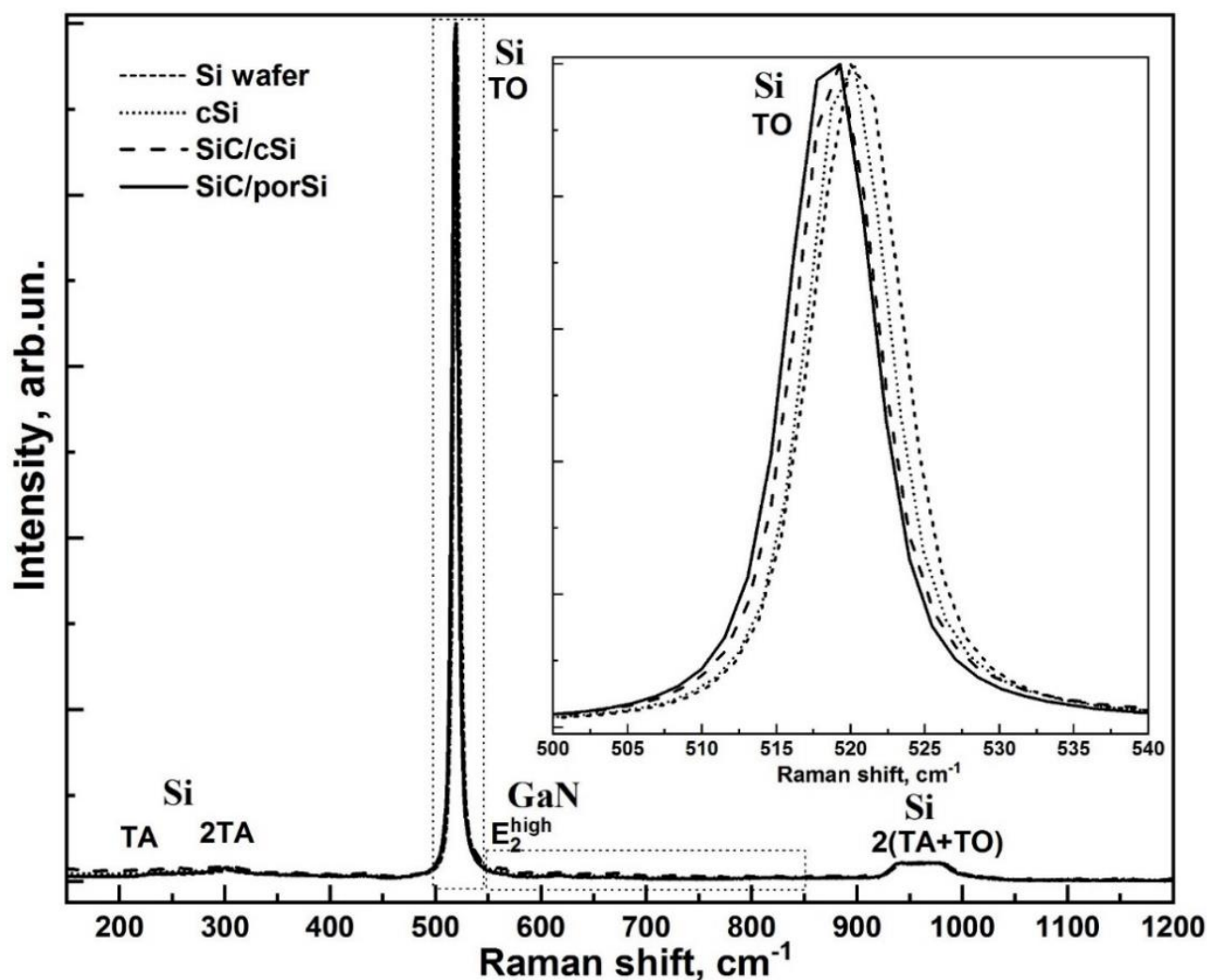


Рисунок 3.12. Рамановские спектры эпитаксиальных гетероструктур, выращенных на трех типах подложки.

Как следует из полученных данных, в спектрах всех гетероструктур наиболее интенсивным колебанием является фоновая мода в области $\sim 521 \text{ см}^{-1}$, соотносимая с ТО оптическим фононом кремниевой подложки в центральной точке зоны Бриллюэна и характеризуемый малой шириной на половине высоты FWHM (см. Рис. 3.12) [4; 169]. Второй и менее интенсивный порядок для этого отражения (2ТО Si) расположен в области $\sim 1000 \text{ см}^{-1}$. Анализ показывает, что кроме того активными в спектрах гетероструктур являются малоинтенсивные колебания кремния, которые являются поперечными акустическими фононами первого ($\text{Si}_{\text{TA}} \sim 240 \text{ см}^{-1}$) и второго ($\text{Si}_{2\text{TA}} \sim 300 \text{ см}^{-1}$) порядков [170], продольной акустической фононной модой

Si_{LA} ($\sim 300 \text{ см}^{-1}$) [170]. Колебания расположенные около 620 см^{-1} и 680 см^{-1} являются комбинацией фононов $\text{Si}_{\text{TO}(\text{X})} + \text{TA}(\text{X})$ и $\text{Si}_{\text{TO}(\Sigma)} + \text{TA}(\Sigma)$ соответственно [4; 169].

Следует отметить, что как хорошо видно из вкладки к Рис.3.12, ТО мода кремния испытывает характерный низкочастотный сдвиг, в зависимости от типа использованной подложки, относительно положения ТО моды в спектре кремниевой пластины [28]. Хорошо заметно, что наибольший сдвиг ($\sim 2 \text{ см}^{-1}$) эта мода имеет в спектре образца SiC/porSi, а в спектрах образцов Si и SiC/cSi этот сдвиг $\sim 0.5 \text{ см}^{-1}$. Значительный сдвиг ($\sim 2 \text{ см}^{-1}$) ТО моды кремния для образца SiC/porSi относительно его положения для монокристалла Si обусловлен возникновением деформаций в кристаллической решетке пористого слоя [28; 171; 172] и характерен при формировании пористой прослойки с величиной пористости $\sim 40\%$, что коррелирует с данными работы [173].

Используя известное из [174] соотношение:

$$\sigma_{\text{xx}} = \Delta\omega(232P-190) \quad (3.19)$$

где P – величина пористости кремния, были оценены остаточные напряжения в структуре пористого слоя подложки SiC/porSi, которые для данной величины пористости находятся на уровне 200 МПа.

Аналогичный расчет для подложки SiC/porSi может быть сделан исходя из данных рентгеновской дифракции (Таблица 3.1) и результатов работы [175] в которой для подложки SiC/Si(111) была рассчитана зависимость двухосного модуля упругости $M_{(111)}$ от величины пористости в слое пористого кремния. Исходя из литературных данных [175] для пористости $\sim 40\%$ модуль упругости принимает значение $M \sim 130 \text{ ГПа}$. Исходя из данных рентгеновской дифрактометрии (см. Таблицу 3.1) может быть определена остаточная деформация в слое пористого кремния $\varepsilon \sim 0,00266$, а далее с использованием соотношения (13) могут быть рассчитаны остаточные упругие напряжения в

пористом слое σ для подложки SiC/porSi. Расчет показывает, что $\sigma \sim 345$ МПа, что в 1,5 раза выше данных Рамановской спектроскопии.

На Рис.3.13 в увеличенном масштабе показана область $530 - 900 \text{ см}^{-1}$ экспериментальных Рамановских спектров исследованных гетероструктур, представленных на Рис.3.12. Кроме того, на Рис.3.13 представлен Рамановский спектр монокристаллической пластины кремния, использованной для создания подложек трех типов, а также референтный спектр карбида кремния, полученного методом Кукушкина [27]. Спектры представлены после коррекции базовой линии и удаления из спектра ТО моды кремниевой подложки, что позволило нам визуализировать низкоинтенсивные колебания [4; 28].

В соответствии с тензором комбинационного рассеяния монокристаллы GaN и AlN с кристаллической структурой вюрцита (пространственная группа $P6_3mc$), имеют в своем спектре характерный набор продольных оптических (LO) и поперечных оптических (TO) фононных мод вблизи центра зоны Бриллюэна [176]. Результаты Рамановской спектроскопии (см. Рис. 3.13) подтверждают данные рентгеновской дифракции о вюрцитной (гексагональной) структуре слоев исследованных гетероструктур, и находятся в хорошем согласии с уже известными работами, в которых были исследованы выращенные различными эпитаксиальными методами (MOCVD, MBE, CVD) эпитаксиальные пленки GaN, AlN, AlGaIn, для которых кристаллической плоскость (0001) эпислоя была параллельна (111) плоскости кремниевой подложки.

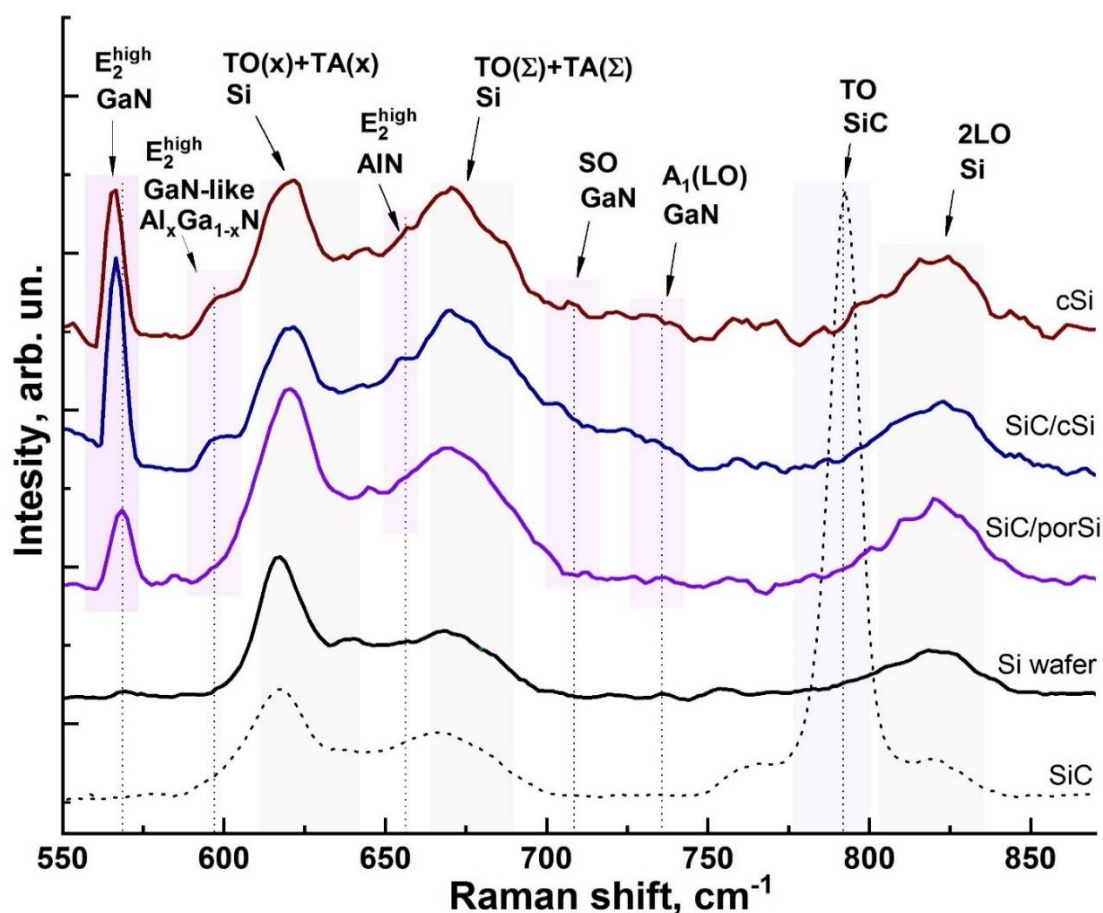


Рисунок 3.13. Область $530 - 900 \text{ см}^{-1}$ в спектрах комбинационного рассеяния исследованных гетероструктур, пластины кремния и эталона SiC.

Наиболее интенсивной здесь являются Рамановская мода около $565\text{-}566\text{ см}^{-1}$, приписываемая E_2^{high} фонону, а также колебание вблизи $730\text{-}735\text{ см}^{-1}$, являющееся модой $A_1(LO)$ вюрцитного GaN [177]. Фононные моды E_2^{high} и $A_1(LO)$ (обозначенные на Рис 3.13) представляют собой колебания атомов в плоскости c (параллельно оси a) и вдоль оси c соответственно [140; 178]. Особенность в спектре около 653 см^{-1} соответствует моде $E_2^{high} AlN$, самой сильной из разрешенных мод в пленках вюрцитного AlN для геометрии обратного рассеяния $z(xy)\bar{z}$, использованной в нашем эксперименте [179]. Что касается Рамановского отклика от слоя твердого раствора $Al_xGa_{1-x}N$, то в спектрах трех гетероструктур присутствует $E_2^{high} GaN\text{-like}$ фононная мода, локализованная при $595\text{-}600\text{ см}^{-1}$. Положение этой моды в спектрах комбинационного рассеяния определяется составом

твердого раствора [178], но также зависит от напряжений, возникающих в тонком эпитаксиальном слое.

Еще одной особенностью в спектрах гетероструктур cSi, SiC/cSi и SiC/porSi является присутствие широкого максимума в спектрах при 705 см^{-1} . Это колебание может быть отнесено к поверхностной активной фононной моде SO (GaN) в соответствии с работой [180].

Для точного определения состава и частот низкоинтенсивных колебаний в спектрах комбинационного рассеяния образцов cSi, SiC/cSi и SiC/porSi мы выполнили разложение экспериментальных Рамановских спектров на составляющие [4; 28]. Моделирование было выполнено с использованием программной среды Fytik, предназначенной для деконволюции спектрального сигнала, в частности Рамановского рассеяния. В качестве аппроксимирующей функции выбрана 4-х параметрическая функция Пирсона, поскольку ее использование обеспечивает лучшую аппроксимацию узких полос в спектре комбинационного рассеяния. Разложение проводилось таким образом, чтобы учесть вклад от низкоинтенсивных полос присутствующих в спектре. На этапе выполнения деконволюции экспериментальных спектров мы не корректировали базовую линию и не удаляли из спектра самую интенсивную моду, приписываемую ТО фонону Si, т.к. это могло внести погрешность в определение точного положения мод колебаний, относящихся к эпитаксиальным слоям.

Результаты разложения представлены на Рис. 3.14, а в Таблице 3.5 указаны частоты основных колебаний, приписываемых GaN, AlN и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (в спектрах обозначены цветом). Следует отметить, что ряд представленных в разложении мод (обозначены пунктирной линией) и не приписанных к той или иной структуре, предположительно относятся к колебаниям кремния.

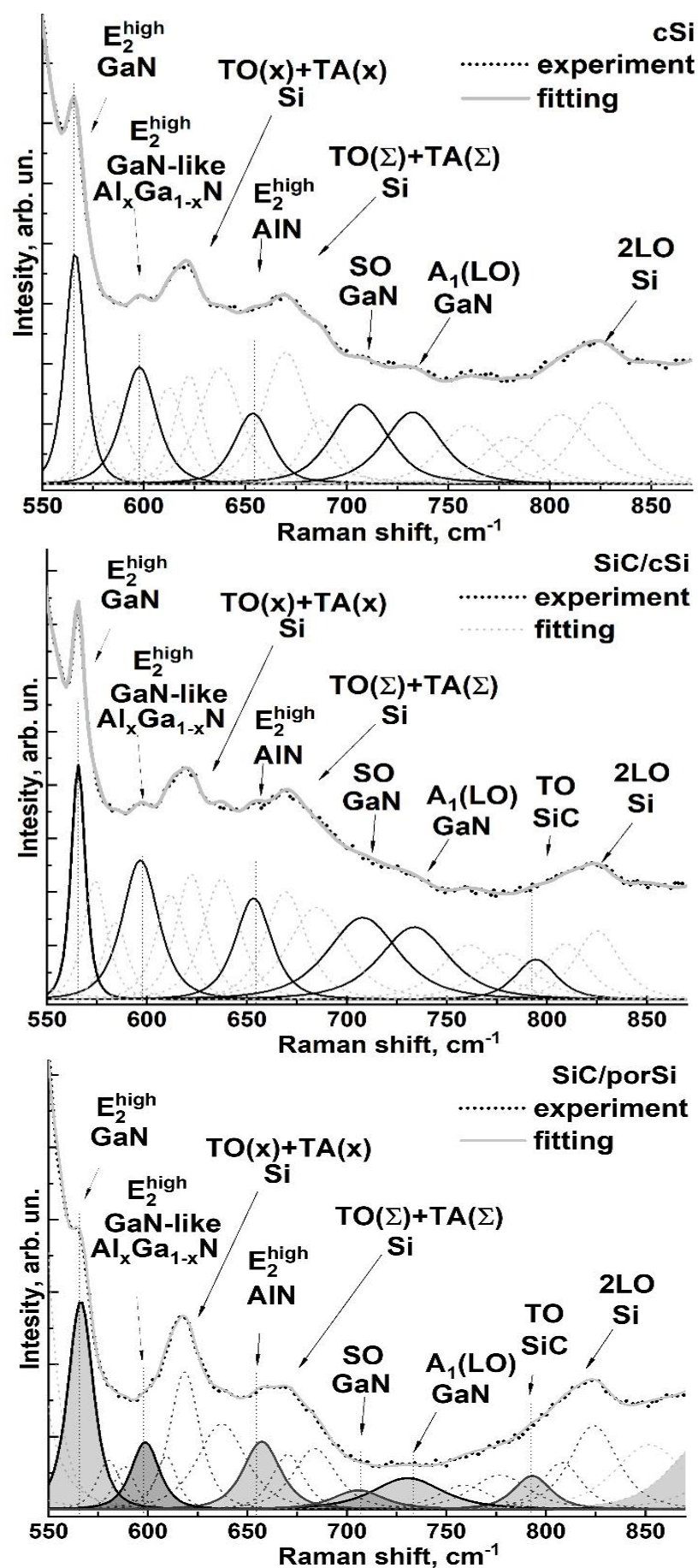


Рисунок 3.14. Результаты разложения Рамановских спектров гетероструктур, выращенных на подложках cSi, SiC/cSi и SiC/porSi

Таблица 3.5. Частоты основных колебаний приписываемых GaN, AlN и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, по результатам разложения Рамановских спектров.

Образец	GaN E_2^{high}	GaN-like $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	E_2^{high} AlN -like	GaN SO	GaN $A_1(\text{LO})$	SiC TO
cSi	565.4	597.1	653.1	705.8	731.8	-
SiC/cSi	565.2	596.2	652.7	707.4	733.2	794.0
SiC/porSi	565.8	598.2	656.8	705.3	730.1	792.8

Следует отметить, что деконволюция экспериментальных спектров позволила выделить колебания, возникающие в области 792.8–794.0 см^{-1} , которые не наблюдаются в спектре явно, но могут быть приписаны карбиду кремния [4; 28]. В соответствии с результатами рентгеновского анализа, слой карбида кремния, сформированный в двух образцах (SiC/cSi и SiC/porSi), представляет собой кубическую 3C-SiC модификацию. Известно, что в спектрах комбинационного рассеяния 3C-SiC присутствуют только две моды 796 см^{-1} и 972 см^{-1} [181]. Они относятся к поперечному оптическому (ТО) и продольному оптическому (ЛО) фононам соответственно. Сопоставление полученных данных (Таблица 3.5, Рис. 3.13 – 3.14) как для эталонного образца SiC, так и для гетероструктур SiC/cSi и porSi/SiC, подтверждает кубический полиморфный тип карбида кремния, сформированный в наших структурах на основе технологии атомного замещения. Сдвиг 1.2 см^{-1} в положении ТО моды SiC и наблюдаемый для образцов SiC/cSi и porSi/SiC, обусловлен разным структурным совершенством карбида кремния [4; 28]. Известно, что, если симметрия карбида кремния снижается с кубической из-за образования других политипов, либо из-за введения случайных дефектов упаковки, то вырождение теряется, и ТО фононная мода смещается к более низкому волновому числу. По мере увеличения количества дефектов наблюдаемый сигнал уширяется и появляются дополнительные пики с более низким волновым числом из-за

Рамановского рассеяния, вызванного упаковочным беспорядком [182], что и наблюдается в спектре эталонного образца (см.Рис. 3.13).

Что касается SO фонона GaN, то не смотря на тот факт, что это колебание присутствует в спектрах всех гетероструктур, его интенсивность для образца SiC/porSi значительно ниже (см Рис. 3.14). Это, вероятно, обусловлено особенностями морфологии поверхности SiC/porSi образца, для которого характерна меньшая коалесценция наноколонн. Более того, частота SO моды зависит от формы, размера и диэлектрическая проницаемости окружающей среды [180; 183]. В нашем случае в соответствии с данными атомно-силовой микроскопии средний размер наноколонн для трех образцов лежит в области 70 – 110 нм. В соответствии с теоретической моделью [180] SO фононная мода для столбиков GaN среднего диаметра 100 нм ожидается около 705см^{-1} , что близко к наблюдаемой нами экспериментально, если предположить, что эта мода имеет преимущественно E_1 симметрию.

Следует отметить, что положение максимумов E_2^{high} моды для GaN и AlN в Рамановских спектрах гетероструктур отличается от частот этих мод, характерных для ненапряженных чистых объемных монокристаллов, что является следствием возникновения деформации в эпитаксиальных слоях гетероструктур из-за существенной разницы в параметрах кристаллической решетки материалов [4]. При этом возникновение растягивающих напряжений в эпитаксиальном слое приводит к смещению фононной моды в низкочастотную область спектра относительно положения этого максимума в спектре полностью ненапряженного материала. Аналогично смещение максимума фононной моды в высокочастотную область соответствуют возникновению в эпитаксиальном слое сжимающих напряжений.

Достоверно известно, что в линейном приближении изменение частоты (сдвиг) конкретной фононной моды в Рамановском спектре материала под воздействием механических напряжений, не меняющих симметрию кристалла, может быть выражено как:

$$\Delta\omega = K_R\sigma_{xx} \quad (3.20)$$

где σ_{xx} – величина двухосного напряжения в эпитаксиальном слое, K_R – коэффициент линейного напряжения (*biaxial stress conversion factor*), показывающий степень преобразования двухосного напряжения в Рамановский частотный сдвиг [4].

Анализ современной литературы показывает, что коэффициент линейного напряжения для E_2^{high} моды GaN принимает величину между 2.77 ($\text{см}^{-1} \cdot \text{ГПа}^{-1}$) [59; 184, с. 111] и 4.3 ($\text{см}^{-1} \cdot \text{ГПа}^{-1}$) [185] в зависимости от типа подложки [13; 186]. Однако, как было теоретически показано и экспериментально подтверждено [141; 187], коэффициент преобразования двухосного напряжения в Рамановский частотный сдвиг значимо зависит от типа кристаллической плоскости кристалла подложки, чем зачастую пренебрегают при расчетах [4]. С учетом вышесказанного в наших расчетах мы использовали значение $K_R = 4.596 (\text{см}^{-1} \cdot \text{ГПа}^{-1})$ характерное для роста эпитаксиальных пленок на плоскости (111) Si [141; 187]. Что касается коэффициента линейного напряжения K_R для E_2^{high} моды AlN, то эта величина имеет значение 3.39 ($\text{см}^{-1} \cdot \text{ГПа}^{-1}$). Характерное значение частотного положения моды E_2^{high} для недеформированного GaN $\sim 567.5 \text{ см}^{-1}$ [59; 188], а для моды E_2^{high} недеформированного AlN $\sim 657.4 \text{ см}^{-1}$ [179].

Рассчитанная из Рамановских спектров величина двухосного напряжения в эпитаксиальном слое GaN представлена в Таблице 3.2. Величина двухосного напряжения σ_{xx} в эпитаксиальном слое AlN, определённая аналогично из сдвига моды E_2^{high} AlN, принимает величину – 1,27 ГПа, –1,39 ГПа и –0,18 ГПа для образцов cSi, SiC/cSi и SiC/porSi соответственно [189]. Выявленная тенденция снижения этой величины для AlN в зависимости от типа подложки коррелирует с рассчитанной для слоя GaN.

Что касается твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, то фононная мода E_2^{high} GaN-like испытывает смещение от своего положения, характерного для твердого

раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Так в соответствии с литературными данными положение этого колебания решетки в зависимости от состава твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ для объёмных [190] и тонких пленок [178] может быть оценено как:

$$\omega(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = (567 \pm 1) + (40 \pm 3)x_{\text{Al}}, \text{cm}^{-1} \quad (3.21)$$

Таким образом в соответствии с (18) для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с $x \sim 0.60$ наблюдается сдвиг $\sim 10 \text{ cm}^{-1}$ относительно положения этого колебания в экспериментальном спектре. Предполагая справедливость теории упругости и изотропность в плоскости деформации, остаточная деформация в плоскости ε_{xx} и аксиальная деформации ε_{zz} связаны с величиной рамановского сдвига с помощью приближения потенциала деформации:

$$\Delta\omega = 2a\varepsilon_{xx} + b\varepsilon_{zz} \quad (3.22)$$

Здесь $a = 818.6 \pm 14 \text{ cm}^{-1}$ и $b = 797 \pm 60 \text{ cm}^{-1}$ есть две постоянные потенциала деформации фононов для фононной моды $E_2^{\text{high}}\text{GaN} - \text{like}$ из [191].

Используя данные рентгеноструктурного анализа (см. Таблицу 3.1) для твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ мы определили, что сдвиг $E_2^{\text{high}}\text{GaN} - \text{like}$ моды $\Delta\omega \sim 10 \text{ cm}^{-1}$, что совпадает с полученными методом Рамановской спектроскопии экспериментальными данными (Таблица 3.5, Рис. 3.14).

Следует отметить, что хотя Рамановская спектроскопия выявляет сдвиг E_2^{high} рамановской моды GaN во всех образцах, который соответствует сжимающему напряжению в плоскости ($< 0.5 \text{ ГПа}$), эта величина отличается от аналогичной, определенной из данных рентгеновской дифрактометрии. Расхождение в результатах, полученных с помощью XRD RSM и Рамановской спектроскопии связано с тем фактом, что величина остаточных напряжений, измеренная с помощью XRD RSM, является средним значением по всей структуре, где усредняется эффект, вызванный локальным/случайным искажением решетки и/или любыми другими дефектами. С другой стороны, напряжение, определенное с помощью

спектроскопии комбинационного рассеяния света, определяется только размером пятна лазера, поэтому это значение является статистически недостаточным и менее точным для представления деформации во всем слое GaN [149].

3.6. Спектры фотолюминесценции ФЛ и ширина запрещенной зоны эпитаксиального слоя GaN в гетероструктурах на разных подложках

Структурное качество эпитаксиальной нанокolonчатой транзисторной структуры, а также любые изменения в стехиометрии входящих в состав структуры слоев, происходящие при росте на подложках различных типов, неизменно должно отразиться на энергетических характеристиках образцов, а значит и на характере спектров фотолюминесценции [183].

На Рис.3.15 показаны ненормированные спектры фотолюминесценции, которые были получены от образцов, выращенных на подложках cSi, SiC/cSi и SiC/porSi, при комнатной температуре с использованием лазерного возбуждения $\lambda=266$ нм [13].

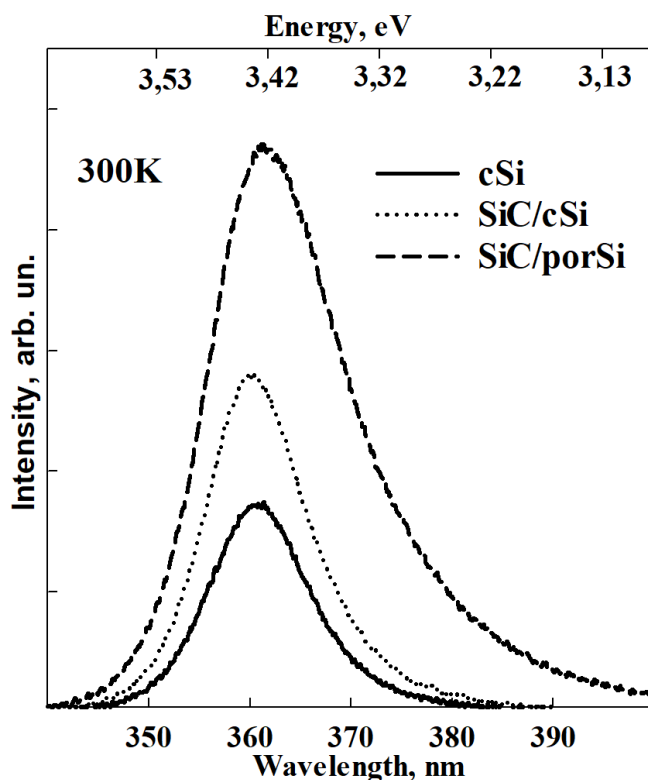


Рисунок 3.15. Спектры ФЛ образцов cSi, SiC/cSi и SiC/porSi, полученные при комнатной температуре

Эксперимент демонстрирует присутствие в спектрах ФЛ одного эмиссионного максимума с энергией около 3.4 эВ ($\lambda \sim 360-365$ нм), что характерно для таких структур и соответствует эмиссии зона-зона от *GaN*, а также подтверждает рост вюрцитного *GaN*, в то время как кристалл с кубической симметрией имеет максимум фотолюминесценции вблизи энергий 3.20 эВ.

Следует отметить, что во всех спектрах в диапазоне длин волн от 400 до 600 нм (не приведены на рисунке) не наблюдалось обнаруженной ранее [192], в т.ч. в наших работах [146], дополнительной желтой эмиссии. Появление дополнительного “желтого” максимума наблюдается при образовании связанных с кислородом дефектов по галлию (вакансий) [193] и характерно для *GaN* n-типа эпислоев. Отсутствие окисления в эпислоях гетероструктур мы подтвердили данными РФЭС (см. выше).

Анализ экспериментальных спектров показывает (см. Рис. 3.15), что структуры, выращенные подложках *cSi*, *SiC/cSi* и *SiC/porSi*, имеют не только различные интенсивности максимума ФЛ, но и энергетическое положение. Это указывает на различное значение кристаллического качества выращенной эпитаксиальной пленки. Так максимум эмиссии в спектре фотолюминесценции образца, выращенного на подложке *SiC/cSi*, расположен около ~ 365 нм (3.39 эВ), а у образца, выращенного на подложке с пористым слоем *SiC/porSi*, в области ~ 362 нм (3.42 эВ), что совпадает с положением полосы ФЛ для ненапряженного *GaN*, выращенного на *SiC* [194]. При этом ширина полосы фотолюминесценции для гетероструктур *SiC/cSi* и *SiC/cSi* имеет одну величину $\text{FWHM} \sim 0.10$ эВ, а для *SiC/porSi* несколько выше ~ 0.12 эВ. Что касается интенсивности фотолюминесценции, то эмиссия от структуры, выращенной на гибридной подложке *SiC/porSi* более чем в 3 раза выше, чем для структуры *cSi*, и почти в 2 раза выше, чем для образца *SiC/cSi*.

Известно, что остаточные напряжения, возникающие в эпитаксиальном слое, влияют на величину ширины запрещенной зоны материала, которая соответствует положению максимума в спектре фотолюминесценции. При

этом количественная зависимость между шириной запрещенной зоны эпитаксиального слоя и двухосным напряжением σ_{xx} , возникающим в пленке GaN, имеет следующий линейный вид:

$$\Delta E = E_{PL} - E_0 = K_{PL} \sigma_{xx} \quad (3.23)$$

Здесь $E_{\text{ФЛ}}$ – экспериментально измеренная из спектра ФЛ величина ширины запрещенной зоны ФЛ, E_0 - энергия пика бездеформационной ФЛ при комнатной температуре, а $K_{\text{ФЛ}}$ - коэффициент преобразования двухосного напряжения в линейный сдвиг величины ширины запрещенной зоны материала в спектре фотолюминесценции [189]. Значение энергии $E_0=3.4285$ эВ было взято из работы [186], а величина $K_{\text{ФЛ}}=-0.01853$ эВ/ГПа является усредненным значением, определенным по данным работ [59; 191; 195; 196].

В наших экспериментах мы ограничили мощность возбуждающего лазерного излучения, падающего на образец, чтобы избежать локального нагрева поверхности материала и минимизировать температурный сдвиг положения максимума ФЛ. Отметим, что глубина проникновения возбуждающего излучения составила $\sim 80\text{-}90$ нм, что соответствует измерению деформации в двух слоях GaN, при этом больший вклад дает верхний слой.

Рассчитанные в соответствии с (20) величины ширины запрещенной зоны, а также двухосных напряжений σ_{xx} в GaN представлены в Таблице 3.2. Хорошо видно, что минимальные остаточные двухосные напряжения характерны для образца, выращенного на гибридной податливой подложке SiC/Si. Причем по своей величине они в несколько раз ниже, чем для образцов cSi и SiC/cSi.

3.7. Определение ширины запрещенной зоны в эпитаксиальных слоях по данным УФ-спектроскопии

Исследования особенностей оптического поглощения в области основной полосы для эпитаксиальных пленок, выращенных на подложках различных типов, были выполнены нами хорошо зарекомендовавшей себя в

наших предыдущих исследованиях методике [197]. Для этого в области энергий 3 – 7 эВ были получены спектры пропускания-отражения. Угол падения оптического излучения на образец составил $\sim 67^\circ$.

Далее с использованием программы OPUS 7.5. Bruker мы рассчитали оптическую плотность как:

$$T = \exp[-D] \quad (3.24)$$

где T – пропускание, D – оптическая плотность.

После этого для образцов были построены зависимости $(D \cdot h\nu)^2$ от энергии оптического излучения. Результаты представлены на Рис. 3.16.

Графический анализ этих зависимостей позволяет выявить отдельные участки с линейной зависимостью $(D \cdot h\nu)^2$ от энергии квантов, что в свою очередь может указывать на наличие в этой спектральной области прямых разрешенных переходов (см. Рис. 3.16) [183]. Выполнив линейную экстраполяцию этих линейных участков $(D \cdot h\nu)^2$ к базовой линии, может быть определена энергия прямых переходов, характерных для конкретного типа эпитаксиальной гетероструктуры [183].

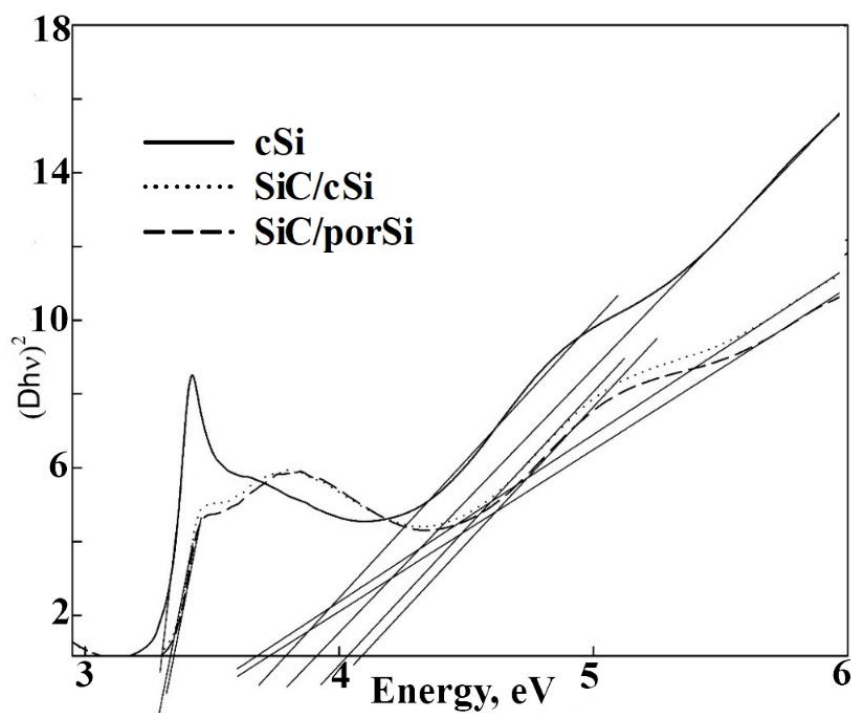


Рисунок 3.16. Зависимости $(D \cdot h\nu)^2$ от энергии оптического излучения для эпитаксиальных пленок гетероструктур cSi, SiC/cSi и SiC/porSi

Анализ полученных данных показывает (см. Рис. 3.16), что для каждого из образцов характерно появление трех разрешенных прямых переходов. Первый из них, расположенный в области энергий 3.30 – 3.35 эВ, может быть приписан прямому разрешенному межзонному переходу типа зона – зона в точке Γ зоны Бриллюэна для вюрцитного GaN [198]. Энергия этого перехода близка к литературному значению оптической ширины запрещенной зоны $E_g(\text{GaN}) \sim 3.42$ эВ при комнатной температуре [199], и находится в довольно хорошем согласовании с ранее полученными литературными данными [193], в т.ч. в наших работах для объемных эпислоев GaN [146; 200].

Что касается перехода в области 3.67 – 3.75 эВ, то согласно [201] это переход из валентной зоны в зону проводимости $\Gamma_{25'} \rightarrow \Gamma_{15}$ и $\Lambda_3 \rightarrow \Lambda_1$.

Еще один переход с энергией 3.95 – 4.15 эВ наиболее вероятно может быть отнесен к поглощению, связанному с фундаментальной полосой слоя твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

В соответствии с данными работы [199] для твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ зависимость ширины запрещенной зоны $E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N})$ от концентрации x может быть задана следующим уравнением:

$$E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = E_g(\text{AlN})x + E_g(\text{GaN})(1 - x) - x(1 - x)b \quad (3.25)$$

где b – параметр изгиба запрещенной зоны, $E_g(\text{AlN})$ и $E_g(\text{GaN})$ – экспериментальные значения ширины запрещенной зоны AlN и GaN соответственно. Для расчета были использованы значения $b = 0.9$ эВ, $E_g(\text{AlN}) = 6.11$ эВ и $E_g(\text{GaN}) = 3.42$ эВ [199]. В соответствии с этими данными $E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N})$ при $x \sim 0.6$ принимает значение около 4,49 эВ. При этом в работе [198] отмечено, что приложенное гидростатическое давление может вызывать достаточно большой (до 0.5 эВ) сдвиг величины оптической ширины запрещенной зоны. Учитывая тот факт, что ошибка метода ~ 0.1 эВ, обнаруженные экспериментально в области 3.95 – 4.15 эВ прямые переходы вполне вероятно могут соотнесены с оптическим поглощением от $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

Следует отметить, что обнаруженные экспериментальные сдвиги энергий прямых переходов для GaN и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ коррелирует со значением двухосного напряжения в плоскости σ_{xx} , рассчитанным на основании рентгеновской дифрактометрии, а также в хорошем согласии с аналогичными данными, полученными методами Рамановской и ФЛ спектроскопии.

3.8. Заключение и выводы по Главе 3

Поскольку многие структурные, микроскопические и оптические свойства эпитаксиальных устройств на основе нитридов определяются использованной для их создания подложкой, набор данных, полученных в нашей работе с использованием комплекса структурно-спектральных методов анализа, позволил нам установить особенности формирования типичной транзисторной ультратонкой структуры на гибридных подложках, включающих в себя слои карбида кремния и пористого кремния, а также сопоставить эти особенности с ростом на стандартных подложках cSi.

Выращенная по предложенной технологии на подложках cSi, SiC/cSi и SiC/porSi эпитаксиальная пленка имеет блочную структуру и образована плотной упаковкой нанокколонок различного размера. При этом в отличие от образцов, полученных на подложках cSi и SiC/cSi, структурные единицы (нанокolonки) эпитаксиальной пленки на гибридной подложке SiC/porSi имеют более унифицированные размеры, выраженную структуру нанокolonн, а также отделены друг от друга (не коалесцировали). Эпитаксиальные слои GaN и AlGaN, входящие в состав тонкопленочной наногетероструктуры, имеют вюрцитную структуру, что подтверждается данными XRD, Рамановской и фотолюминесцентной спектроскопией.

В тоже время сформированный методом атомного замещения слой SiC имеет симметрию кубического политапа 3C-SiC, при этом использование подслоя нанопористого кремния porSi, полученного методом электрохимического травления, задает ориентированный рост на нем карбида кремния.

Выполненные на основе данных рентгеновской дифракции расчёты величин плоскостной ε_{xx} и внеплоскостной ε_{zz} деформаций, компонентдвухосной и ε^h гидростатической деформаций показали, что биаксиальные деформации в слоях GaN и AlGaIn в плоскости роста являются растягивающими, в то время как двуосные деформации в направлении роста (out-of-plane) являются сжимающими. При этом наименьший уровень остаточной деформации наблюдается в эпислоях GaN и AlGaIn типичной транзисторной ультратонкой структуры, выращенной на гибридной подложке SiC/porSi. Кроме того, для слоя GaN на гибридной подложке SiC/porSi характерно практически двукратное снижение величины остаточных напряжений по сравнению с ростом на подложках cSi. О значительном снижении уровня остаточных напряжений в образце SiC/porSi также свидетельствуют данные, полученные из расчетов на основе результатов Рамановской и фотолюминесцентной спектроскопии. Нанокolonны в этом образце имеют минимальную разориентацию (малоугольный поворот относительно друг друга) в плоскости роста, и наименьший угол наклона, т.е. минимальный угол к нормали к поверхности образца. Это позволяет сделать заключение о том, что сформированная на SiC/porSi нанокolonчатая структура имеет направление преимущественной ориентации роста ближе к направлению ориентации подложки. Об этом свидетельствует и наименьшая дисперсия мозаичности (разориентации кристаллитов в эпитаксиальной пленке), рассчитанная из данных рентгеновских кривых качания.

Использование гибридной податливой подложки SiC/porSi позволило существенно снизить плотность дислокаций в эпитаксиальных слоях, без применения технологии переходных объемных буферных слоев. Что касается интенсивности фотолюминесценции, то эмиссия от структуры, выращенной на гибридной подложке более чем в 3 раза выше, чем для структуры cSi, и почти в 2 раза выше, чем для образца SiC/cSi. Исходя из полученных данных нанопористый слой кремния и сформированный на нем SiC слой играют

существенную роль в релаксации упругих напряжений, вызванных согласованием кристаллической решетки.

Выводы по 3 главе

1) Выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) на подложках cSi, SiC/cSi и SiC/porSi эпитаксиальные наногетероструктуры GaN/AlGaN/GaN имеют блочную структуру, образованную плотной упаковкой нанокколонок со средними латеральными размерами ~70нм, ~91нм, ~107 нм соответственно.

2) Сформированная на подложке SiC/porSi нанокOLONчатая структура имеет направление преимущественной ориентации роста, близкое к направлению ориентации подложки [111], что подтверждается наименьшей дисперсией разориентации кристаллитов в эпитаксиальной пленке, рассчитанной по характеристикам рентгеновских кривых качания.

3) Эпитаксиальные слои GaN и AlGaN, входящие в состав тонкопленочной наногетероструктуры, имеют гексагональную структуру вюрцита, в то время как сформированный методом атомного замещения подслоя SiC имеет симметрию кубического политапа 3C-SiC, что подтверждается данными XRD, Рамановской и ФЛ спектроскопий.

4) Рентгенографические расчёты величин плоскостной ϵ_{xx} и внеплоскостной ϵ_{zz} деформаций и компонент двухосной и ϵ^h гидростатической деформаций показали, что биаксиальные деформации в слоях GaN и AlGaN в плоскости роста являются растягивающими, в то время как двуосные деформации в направлении роста являются сжимающими. При этом наименьший уровень остаточной деформации наблюдается в эпислоях GaN и AlGaN, выращенных на гибридной подложке SiC/porSi. Для слоя GaN характерно почти двукратное снижение величины остаточных напряжений по сравнению с ростом на подложках cSi.

5) Использование гибридной податливой подложки SiC/porSi позволило существенно снизить плотность дислокаций в эпитаксиальных

слоях в результате релаксации упругих напряжений, вызванных согласованием кристаллической решетки, и повысить интенсивность фотолюминесценции от структуры, выращенной на гибридной подложке SiC/porSi, более чем в 3 раза по сравнению со структурой на подложке cSi, и почти в 2 раза выше, чем на подложке SiC/cSi.

6) Ширины запрещенных зон в эпитаксиальных слоях гетероструктур 3.0-3.15 эВ для GaN и 3.95-4.15 эВ для AlGaN (по данным УФ-спектроскопии), с учетом упругих напряжений и их релаксации в пористых слоях SiC/porSi подложки, близки к известным соответствующим величинам в объемных кристаллах.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ ПО ДИССЕРТАЦИИ

До наших исследований был неоднократно продемонстрирован успех технологических подходов роста нитридов на податливых подложках пористого кремния или карбида кремния. Как уже было нами отмечено, выращивание слоёв нитрида галлия напористом кремнии проводилось ранее в целом ряде работ, в том числе и наших. Плёнки нитридов выращивались при различных температурах на подложках из пористого кремния методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений [117; 202], МПЭ ПА [146; 203], а также с использованием системы радиочастотного магнетронного распыления [204]. Для эпитаксиального роста нитридов на подложках кремния через прослойку пористого кремния использовались различные значения пористости (10–30%), а также толщины пористого слоя (3–30 мкм) [205]. При этом больший эффект податливости достигался на кремниевых подложках с более толстым пористым слоем. Выращенные на пористом слое кремния объёмные (~1 мкм) слои вюрцитного GaN имели зеркальную поверхность без ямок и с очень небольшим количеством трещин. При этом пленка была преимущественно ориентирована вдоль оси c и демонстрировала широкую полосу фотолюминесценции при низких температурах (~13K). И хотя использованная пористая структура кремния осталась устойчивой для последующего эпитаксиального роста на ней пленок нитридов, эпислой GaN, выращенный непосредственно на пористом кремнии, показывал плохую адгезию. Поэтому часто использовалось формирование толстого буферного предслоя AlN для уменьшения рассогласования и смачивания GaN на Si [117]. В итоге эпитаксиальные слои нитридов, выращенные на пористом кремнии, показывали морфологию поверхности и структурное качество, аналогичные современным слоям GaN, выращенным на голом кремнии.

Дополнительно положительное влияние на финальные свойства эпитаксиальных слоев нитридов получено с использованием податливых подложек вида SiC/Si и SiC/porSi, что также было отмечено в ряде

исследований [146; 206]. Однако во всех упомянутых работах речь идет достаточно объемных слоях нитрида галлия, в то время как в нашей текущей работе рост тонкопленочной наногетероструктуры реализован на гибридной подложке SiC/porSi.

Таким образом, сравнение полученных нами экспериментальных результатов и информации из уже известных литературных источников, показывает, что использование гибридной податливой подложки, содержащей пористую прослойку кремния и слой карбида кремния, имеет ряд неоспоримых преимуществ для роста ультратонких GaN/AlGaN/GaN наногетероструктур без использования толстых буферных слоев $A_{III}N$. Непосредственный рост на гибридной податливой подложке и SiC/porSi приводит к существенной релаксации упругих напряжений между кремнием и карбидом кремния и, как следствие, к гораздо меньшей дефектности слоев карбида кремния, что в итоге отражается на структурном качестве и оптических характеристиках транзисторных ультратонких структур на основе нитридов $A_{III}N$.

В нашем исследовании мы демонстрируем преимущества использования податливой гибридной подложки, имеющей в составе слой пористого кремния (porSi), полученный методом электрохимического травления исходной кремниевой подложки, и сформированный на его поверхности методом Кукушкина слой карбида кремния (SiC), для роста высококачественных ультратонких наноструктурированных GaN/AlGaN/GaN гетероструктур методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота.

Сравнение полученных нами экспериментальных результатов и информации из уже известных литературных источников показывает, что использование такой гибридной подложки SiC/porSi, имеет ряд неоспоримых преимуществ для роста ультратонких GaN/AlGaN/GaN наногетероструктур без использования толстых буферных слоев $A_{III}N$. Непосредственный рост на гибридной податливой подложке и SiC/porSi приводит к существенной

релаксации упругих напряжений между эпитаксиальной пленкой, пористым кремнием и карбидом кремния, что в итоге как следствие отражается на структурном качестве и оптических характеристиках транзисторных ультратонких структур на основе нитридов $A_{III}N$.

Полученные в нашей работе экспериментальные и расчетные данные имеют важное значение для понимания физики и технологии GaN/AlGaN/GaN наногетероструктур и будут способствовать их потенциальному применению в оптоэлектронике.

ВЫВОДЫ ПО ДИССЕРТАЦИИ

1. Выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) на подложках cSi, SiC/cSi и SiC/porSi эпитаксиальные гетероструктуры GaN/AlGaN/GaN имеют блочную структуру, образованную плотной упаковкой нанокколонок со средними латеральными размерами ~ 70 нм, ~ 91 нм, ~ 107 нм соответственно, максимальными в случае роста на гибридной подложке SiC/porSi.
2. Сформированная на подвижной гибридной подложке SiC/porSi наноколончатая эпитаксиальная структура имеет направление преимущественной ориентации роста близкое к направлению ориентации подложки [111], что подтверждается наименьшей дисперсией разориентации нанокристаллитов в эпитаксиальной пленке, рассчитанной по характеристикам рентгеновских кривых качания.
3. Эпитаксиальные слои GaN и AlGaN в составе тонкопленочной гетероструктуры имеют гексагональную структуру вюрцитного типа, в то время как сформированный на кремниевой подложке методом атомного замещения нанослой карбида кремния имеет симметрию кубического политапа 3C-SiC, подтверждаемую данными рентгеновской дифрактометрии, Рамановской и ФЛ спектроскопии.
4. Выполненные исходя из данных рентгеновской дифракции расчёты величин плоскостной ϵ_{xx} и внеплоскостной ϵ_{zz} деформаций и компонент

двухосной и ε^h гидростатической деформаций показали, что биаксиальные деформации в слоях GaN и AlGaN нанокolonчатой пленки в плоскости роста являются растягивающими, в то время в направлении роста являются сжимающими.

5. Наименьший уровень остаточных напряжений наблюдается в эпитаксиальных слоях GaN и AlGaN, выращенных на податливой гибридной подложке SiC/porSi. Для слоя GaN характерно почти двукратное снижение величины остаточных напряжений по сравнению с ростом на подложках cSi и SiC/cSi.

6. Существенное снижение плотности дислокаций в эпитаксиальных нанокolonчатых слоях, происходящее в результате релаксации упругих напряжений, привело к росту интенсивности фотолюминесценции от гетероструктуры, выращенной на гибридной подложке SiC/porSi, более чем в 3 раза по сравнению со структурой на подложке cSi, и почти в 2 раза, чем на подложке SiC/cSi.

Список используемых сокращений и условных обозначений

СИД - светоизлучающий диод ;

ЛД – лазерный диод

ДЭГ – двумерный электронный газ

ГПУ-решетки - гексагональные плотноупакованные решетки

СВЧ - сверх высокочастотный

НГС - наногетероструктуры

ТР - твёрдый раствора

КТР - коэффициентах теплового расширения

МПЭ -молекулярно-пучковая эпитаксии

МПЭ ПА - молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота

МО ГФЭ - металлорганическая газофазная эпитаксия

ГФЭ - Гидридная парофазная эпитаксия

РД - рентгеновская дифрактометрия

РФЭС - рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия

ПЭМ – просвечивающая электронная микроскопия

РЭМ - растровая электронная микроскопия

АСМ - атомно-силовая микроскопия

РС - Рамановская спектроскопия

ФЛ – фотолюминесценция

КЛ - катодолуминесценция

УФ - спектроскопия отражения/поглощения в ультрафиолетовой области

ОП - оптическое пропускание

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lee K.H., C.S. Tan, Y. Wang, B. Wang, L. Zhang, W.A. Sasangka, S.C. Goh, S. Bao, K.E. Lee, E.A. Fitzgerald. Monolithic Integration of Si-CMOS and III-V-on-Si Through Direct Wafer Bonding Process / K.H. Lee, C.S. Tan, Y. Wang, B. Wang, L. Zhang, W.A. Sasangka, S.C. Goh, S. Bao, K.E. Lee, E.A. Fitzgerald // IEEE Journal of the Electron Devices Society. – 2018. – Т. 6. – С. 571-578.
2. Kunert B., K. Volz. Monolithic III/V integration on (001) Si substrate / B. Kunert, K. Volz // Metalorganic Vapor Phase Epitaxy (MOVPE) / eds. S. Irvine, P. Capper. – Wiley, 2019. – P. 241-291.
3. Liang F., M. Feng, Y. Huang, X. Sun, X. Zhan, J. Liu, Q. Sun, R. Wang, X. Ge, J. Ning, H. Yang. AlGaIn-based Schottky barrier deep ultraviolet photodetector grown on Si substrate / F. Liang, M. Feng, Y. Huang, X. Sun, X. Zhan, J. Liu, Q. Sun, R. Wang, X. Ge, J. Ning, H. Yang // Optics Express. – 2020. – Vol. 28. – № 12. – P. 17188.
4. Lenshin A., P. Seredin, D. Goloshchapov, A.O. Radam, A. Mizerov. MicroRaman Study of Nanostructured Ultra-Thin AlGaIn/GaN Thin Films Grown on Hybrid Compliant SiC/Por-Si Substrates / A. Lenshin, P. Seredin, D. Goloshchapov, A.O. Radam, A. Mizerov // Coatings. – 2022. – Vol. 12. – № 5. – P. 626.
5. Koch J., P. Häuser, P. Kleinschmidt, W. Prost, N. Weimann, T. Hannappel. Tracking Charge Carrier Paths in Freestanding GaN/AlN Nanowires on Si(111) / J. Koch, P. Häuser, P. Kleinschmidt, W. Prost, N. Weimann, T. Hannappel // ACS Applied Materials & Interfaces. – 2024. – Vol. 16. – № 39. – P. 52780-52788.
6. Li J., Y. Xu, J. Tao, X. Cai, Y. Wang, G. Wang, B. Cao, K. Xu. Study on Nucleation and Growth Mode of GaN on Patterned Graphene by Epitaxial Lateral Overgrowth / J. Li, Y. Xu, J. Tao, X. Cai, Y. Wang, G. Wang, B. Cao, K. Xu // Crystal Growth & Design. – 2023. – Vol. 23. – № 8. – P. 5541-5547.
7. Almalawi D., S. Lopatin, P.R. Edwards, B. Xin, R.C. Subedi, M.A. Najmi, F. Alreshidi, A. Genovese, D. Iida, N. Wehbe, B.S. Ooi, K. Ohkawa, R.W. Martin, I.S. Roqan. Simultaneous Growth Strategy of High-Optical-Efficiency GaN NWs on a Wide Range of Substrates by Pulsed Laser Deposition / D. Almalawi, S. Lopatin, P.R. Edwards, B. Xin, R.C. Subedi, M.A. Najmi, F. Alreshidi, A. Genovese, D. Iida, N.

- Wehbe, B.S. Ooi, K. Ohkawa, R.W. Martin, I.S. Roqan // ACS Omega. – 2023. – Vol. 8. – № 49. – P. 46804-46815.
8. Wang W., Y. Zheng, X. Li, Y. Li, H. Zhao, L. Huang, Z. Yang, X. Zhang, G. Li. 2D AlN Layers Sandwiched Between Graphene and Si Substrates / W. Wang, Y. Zheng, X. Li, Y. Li, H. Zhao, L. Huang, Z. Yang, X. Zhang, G. Li // Advanced Materials. – 2019. – Vol. 31. – № 2. – P. 1803448.
9. Zhong Y., J. Zhang, S. Wu, L. Jia, X. Yang, Y. Liu, Y. Zhang, Q. Sun. A review on the GaN-on-Si power electronic devices / Y. Zhong, J. Zhang, S. Wu, L. Jia, X. Yang, Y. Liu, Y. Zhang, Q. Sun // Fundamental Research. – 2022. – Vol. 2. – № 3. – P. 462-475.
10. Lim S.H., S. Bin Dolmanan, S.W. Tong, H. Liu. Temperature dependent lattice expansions of epitaxial GaN-on-Si heterostructures characterized by in- and ex-situ X-ray diffraction / S.H. Lim, S. Bin Dolmanan, S.W. Tong, H. Liu // Journal of Alloys and Compounds. – 2021. – Vol. 868. – P. 159181.
11. Li L., Y. Yang, G. Chen, W. Wang, H. Jiang, H. Wang, C. Zhang, D. Kong, J. Zhang, Z. Luo, G. Li. Dislocation density control of GaN epitaxial film and its photodetector / L. Li, Y. Yang, G. Chen, W. Wang, H. Jiang, H. Wang, C. Zhang, D. Kong, J. Zhang, Z. Luo, G. Li // Vacuum. – 2022. – Vol. 197. – P. 110800.
12. Bioud Y.A., A. Boucherif, M. Myronov, A. Soltani, G. Patriarche, N. Braidy, M. Jellite, D. Drouin, R. Arès. Uprooting defects to enable high-performance III–V optoelectronic devices on silicon / Y.A. Bioud, A. Boucherif, M. Myronov, A. Soltani, G. Patriarche, N. Braidy, M. Jellite, D. Drouin, R. Arès // Nature Communications. – 2019. – Vol. 10. – № 1. – P. 4322.
13. Середин П.В., А.О. Радам, Д.Л. Голощапов, А.С. Леньшин, Н.С. Буйлов, К.А. Барков, Д.Н. Нестеров, А.М. Мизеров, С.Н. Тимошнев, Е.В. Никитина, И.Н. Арсентьев, Ш. Шарофидинов, Л.С. Вавилова, С.А. Кукушкин, И.А. Касаткин. Рост тонкопленочных AlGaIn/GaN эпитаксиальных гетероструктур на гибридных подложках, содержащих слои карбида кремния и пористого кремния / П.В. Середин, А.О. Радам, Д.Л. Голощапов, А.С. Леньшин, Н.С. Буйлов, К.А. Барков, Д.Н. Нестеров, А.М. Мизеров, С.Н. Тимошнев, Е.В. Никитина, И.Н. Арсентьев, Ш.

Шарофидинов, Л.С. Вавилова, С.А. Кукушкин, И.А. Касаткин // Физика и техника полупроводников. – 2022. – Т. 56. – № 6. – С. 547.

14. Wu H., X. Lin, Q. Shuai, Y. Zhu, Y. Fu, X. Liao, Y. Wang, Y. Wang, C. Cheng, Y. Liu, L. Sun, X. Luo, X. Zhu, L. Wang, Z. Li, X. Wang, D. Li, A. Pan. Ultra-high brightness Micro-LEDs with wafer-scale uniform GaN-on-silicon epilayers / H. Wu, X. Lin, Q. Shuai, Y. Zhu, Y. Fu, X. Liao, Y. Wang, Y. Wang, C. Cheng, Y. Liu, L. Sun, X. Luo, X. Zhu, L. Wang, Z. Li, X. Wang, D. Li, A. Pan // Light: Science & Applications. – 2024. – Vol. 13. – № 1. – P. 284.

15. Cui M., Y. Zhang, S. Gu, C. Zhang, F.-F. Ren, D. Tang, Y. Yang, S. Gu, R. Zhang, J. Ye. Unraveling evolution of microstructural domains in the heteroepitaxy of β -Ga₂O₃ on sapphire / M. Cui, Y. Zhang, S. Gu, C. Zhang, F.-F. Ren, D. Tang, Y. Yang, S. Gu, R. Zhang, J. Ye // Applied Physics Letters. – 2024. – Vol. 124. – № 12. – P. 122103.

16. Середин П.В., Д.Л. Голощанов, Д.С. Золотухин, А.С. Леньшин, А.М. Мизеров, И.Н. Арсентьев, Н. Leiste, M. Rinke. Структурные и морфологические свойства гибридных гетероструктур на основе GaN, выращенного на «податливой» подложке p-Si(111) / П.В. Середин, Д.Л. Голощанов, Д.С. Золотухин, А.С. Леньшин, А.М. Мизеров, И.Н. Арсентьев, Н. Leiste, M. Rinke // Физика и техника полупроводников. – 2019. – Т. 53. – № 8. – С. 1141.

17. Foronda H.M., F. Wu, C. Zollner, M.E. Alif, B. Saifaddin, A. Almogbel, M. Iza, S. Nakamura, S.P. DenBaars, J.S. Speck. Low threading dislocation density aluminum nitride on silicon carbide through the use of reduced temperature interlayers / H.M. Foronda, F. Wu, C. Zollner, M.E. Alif, B. Saifaddin, A. Almogbel, M. Iza, S. Nakamura, S.P. DenBaars, J.S. Speck // Journal of Crystal Growth. – 2018. – Vol. 483. – P. 134-139.

18. Oh J.-T., Y.-T. Moon, J.-H. Jang, J.-H. Eum, Y.-J. Sung, S.Y. Lee, J.-O. Song, T.-Y. Seong. High-performance GaN-based light emitting diodes grown on 8-inch Si substrate by using a combined low-temperature and high-temperature-grown AlN buffer layer / J.-T. Oh, Y.-T. Moon, J.-H. Jang, J.-H. Eum, Y.-J. Sung, S.Y. Lee, J.-O. Song, T.-Y. Seong // Journal of Alloys and Compounds. – 2018. – Vol. 732. – P. 630-636.

19. Gkanatsiou A., Ch.B. Lioutas, N. Frangis, E.K. Polychroniadis, P. Prystawko, M. Leszczynski. Electron microscopy characterization of AlGaIn/GaN heterostructures

- grown on Si (111) substrates / A. Gkanatsiou, Ch.B. Lioutas, N. Frangis, E.K. Polychroniadis, P. Prystawko, M. Leszczynski // *Superlattices and Microstructures*. – 2017. – Vol. 103. – P. 376-385.
20. Falta J., Th. Schmidt, S. Gangopadhyay, T. Clausen, O. Brunke, J.I. Flege, S. Heun, S. Bernstorff, L. Gregoratti, M. Kiskinova. Ultra-thin high-quality silicon nitride films on Si(111) / J. Falta, Th. Schmidt, S. Gangopadhyay, T. Clausen, O. Brunke, J.I. Flege, S. Heun, S. Bernstorff, L. Gregoratti, M. Kiskinova // *EPL (Europhysics Letters)*. – 2011. – T. 94. – № 1. – C. 16003.
21. Mizerov A.M., S.N. Timoshnev, M.S. Sobolev, E.V. Nikitina, K.Yu. Shubina, T.N. Berezovskaia, I.V. Shtrom, A.D. Bouravleuv. Features of the Initial Stage of GaN Growth on Si(111) Substrates by Nitrogen-Plasma-Assisted Molecular-Beam Epitaxy / A.M. Mizerov, S.N. Timoshnev, M.S. Sobolev, E.V. Nikitina, K.Yu. Shubina, T.N. Berezovskaia, I.V. Shtrom, A.D. Bouravleuv // *Semiconductors*. – 2018. – Vol. 52. – № 12. – P. 1529-1533.
22. Sobanska M., K. Klosek, Z.R. Zytkeiwicz, J. Borysiuk, B.S. Witkowski, E. Lusakowska, A. Reszka, R. Jakiela. Plasma-assisted MBE growth of GaN on Si(111) substrates / M. Sobanska, K. Klosek, Z.R. Zytkeiwicz, J. Borysiuk, B.S. Witkowski, E. Lusakowska, A. Reszka, R. Jakiela // *Crystal Research and Technology*. – 2012. – Vol. 47. – № 3. – P. 307-312.
23. Timoshnev S.N., A.M. Mizerov, M.N. Lapushkin, S.A. Kukushkin, A.D. Bouravleuv. Electronic Structure of SiN Layers on Si(111) and SiC/Si(111) Substrates / S.N. Timoshnev, A.M. Mizerov, M.N. Lapushkin, S.A. Kukushkin, A.D. Bouravleuv // *Semiconductors*. – 2019. – Vol. 53. – № 14. – P. 1935-1938.
24. Bessolov V.N., D.V. Karpov, E.V. Konenkova, A.A. Lipovskii, A.V. Osipov, A.V. Redkov, I.P. Soshnikov, S.A. Kukushkin. Pendeo-epitaxy of stress-free AlN layer on a profiled SiC/Si substrate / V.N. Bessolov, D.V. Karpov, E.V. Konenkova, A.A. Lipovskii, A.V. Osipov, A.V. Redkov, I.P. Soshnikov, S.A. Kukushkin // *Thin Solid Films*. – 2016. – Vol. 606. – P. 74-79.
25. Katagiri M., H. Fang, H. Miyake, K. Hiramatsu, H. Oku, H. Asamura, K. Kawamura. MOVPE growth of GaN on Si substrate with 3C-SiC buffer layer / M.

- Katagiri, H. Fang, H. Miyake, K. Hiramatsu, H. Oku, H. Asamura, K. Kawamura // Japanese Journal of Applied Physics. – 2014. – T. 53. – № 5S1. – C. 05FL09.
26. Kukushkin S.A., A.M. Mizerov, A.V. Osipov, A.V. Redkov, S.N. Timoshnev. Plasma assisted molecular beam epitaxy of thin GaN films on Si(111) and SiC/Si(111) substrates: Effect of SiC and polarity issues / S.A. Kukushkin, A.M. Mizerov, A.V. Osipov, A.V. Redkov, S.N. Timoshnev // Thin Solid Films. – 2018. – Vol. 646. – Plasma assisted molecular beam epitaxy of thin GaN films on Si(111) and SiC/Si(111) substrates. – P. 158-162.
27. Kukushkin S.A., A.V. Osipov. Theory and practice of SiC growth on Si and its applications to wide-gap semiconductor films / S.A. Kukushkin, A.V. Osipov // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2014. – T. 47. – № 31. – C. 313001.
28. Seredin P.V., D. Goloshchapov, A.O. Radam, A.S. Lenshin, N.S. Builov, A.M. Mizerov, I.A. Kasatkin. Comparative study of nanostructured ultra-thin AlGaIn/GaN heterostructures grown on hybrid compliant SiC/porSi substrates by molecular beam epitaxy with plasma nitrogen activation / P.V. Seredin, D. Goloshchapov, A.O. Radam, A.S. Lenshin, N.S. Builov, A.M. Mizerov, I.A. Kasatkin // Optical Materials. – 2022. – Vol. 128. – P. 112346.
29. Ren, F. Wide energy bandgap electronic devices / Ren, F Open Library ID: OL22553251M. – Singapore: World Scientific Pub., 2003. – x, 514 c.
30. Pearton S.J., C.R. Abernathy, F. Ren. Gallium Nitride Processing for Electronics, Sensors and Spintronics : Engineering Materials and Processes / S.J. Pearton, C.R. Abernathy, F. Ren; coll. B. Derby. – London: Springer London, 2006.
31. Quay R. Gallium nitride electronics / R. Quay Open Library ID: OL17020947M. – Berlin: Springer, 2008. – xxix, 469 c.
32. Power GaN Devices: Materials, Applications and Reliability : Power Electronics and Power Systems. Power GaN Devices / eds. M. Meneghini, G. Meneghesso, E. Zanoni. – Cham: Springer International Publishing, 2017.
33. Roccaforte F., F. Giannazzo, F. Iucolano, J. Eriksson, M.H. Weng, V. Raineri. Surface and interface issues in wide band gap semiconductor electronics / F. Roccaforte,

- F. Giannazzo, F. Iucolano, J. Eriksson, M.H. Weng, V. Raineri // *Applied Surface Science*. – 2010. – Vol. 256. – № 19. – P. 5727-5735.
34. Kizilyalli I.C., A.P. Edwards, H. Nie, D. Disney, D. Bour. High Voltage Vertical GaN p-n Diodes With Avalanche Capability / I.C. Kizilyalli, A.P. Edwards, H. Nie, D. Disney, D. Bour // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2013. – T. 60. – № 10. – C. 3067-3070.
35. Roccaforte F., P. Fiorenza, G. Greco, R.L. Nigro, F. Giannazzo, A. Patti, M. Saggio. Challenges for energy efficient wide band gap semiconductor power devices: Energy efficient wide band gap semiconductor power devices / F. Roccaforte, P. Fiorenza, G. Greco, R.L. Nigro, F. Giannazzo, A. Patti, M. Saggio // *physica status solidi (a)*. – 2014. – Vol. 211. – Challenges for energy efficient wide band gap semiconductor power devices. – № 9. – P. 2063-2071.
36. Grabowski S.P., M. Schneider, H. Nienhaus, W. Mönch, R. Dimitrov, O. Ambacher, M. Stutzmann. Electron affinity of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}(0001)$ surfaces / S.P. Grabowski, M. Schneider, H. Nienhaus, W. Mönch, R. Dimitrov, O. Ambacher, M. Stutzmann // *Applied Physics Letters*. – 2001. – Vol. 78. – № 17. – P. 2503-2505.
37. Cook T.E., C.C. Fulton, W.J. Mecouch, R.F. Davis, G. Lucovsky, R.J. Nemanich. Band offset measurements of the $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaN}(0001)$ interface / T.E. Cook, C.C. Fulton, W.J. Mecouch, R.F. Davis, G. Lucovsky, R.J. Nemanich // *Journal of Applied Physics*. – 2003. – Vol. 94. – № 6. – P. 3949-3954.
38. Caldas P.G., E.M. Silva, R. Prioli, J.Y. Huang, R. Juday, A.M. Fischer, F.A. Ponce. Plasticity and optical properties of GaN under highly localized nanoindentation stress fields / P.G. Caldas, E.M. Silva, R. Prioli, J.Y. Huang, R. Juday, A.M. Fischer, F.A. Ponce // *Journal of Applied Physics*. – 2017. – Vol. 121. – № 12. – P. 125105.
39. Leszczynski M., H. Teisseyre, T. Suski, I. Grzegory, M. Bockowski, J. Jun, S. Porowski, K. Pakula, J.M. Baranowski, C.T. Foxon, T.S. Cheng. Lattice parameters of gallium nitride / M. Leszczynski, H. Teisseyre, T. Suski, I. Grzegory, M. Bockowski, J. Jun, S. Porowski, K. Pakula, J.M. Baranowski, C.T. Foxon, T.S. Cheng // *Applied Physics Letters*. – 1996. – Vol. 69. – № 1. – P. 73-75.

40. Darakchieva V., B. Monemar, A. Usui. On the lattice parameters of GaN / V. Darakchieva, B. Monemar, A. Usui // *Applied Physics Letters*. – 2007. – Vol. 91. – № 3. – P. 031911.
41. Roccaforte F., P. Fiorenza, R. Lo Nigro, F. Giannazzo, G. Greco. Physics and technology of gallium nitride materials for power electronics / F. Roccaforte, P. Fiorenza, R. Lo Nigro, F. Giannazzo, G. Greco // *La Rivista del Nuovo Cimento*. – 2018. – Vol. 41. – № 12. – P. 625-681.
42. Arehart A.R., T. Homan, M.H. Wong, C. Poblenz, J.S. Speck, S.A. Ringel. Impact of N- and Ga-face polarity on the incorporation of deep levels in n-type GaN grown by molecular beam epitaxy / A.R. Arehart, T. Homan, M.H. Wong, C. Poblenz, J.S. Speck, S.A. Ringel // *Applied Physics Letters*. – 2010. – Vol. 96. – № 24. – P. 242112.
43. Yu E.T., X.Z. Dang, P.M. Asbeck, S.S. Lau, G.J. Sullivan. Spontaneous and piezoelectric polarization effects in III–V nitride heterostructures / E.T. Yu, X.Z. Dang, P.M. Asbeck, S.S. Lau, G.J. Sullivan // *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*. – 1999. – T. 17. – № 4. – C. 1742-1749.
44. Bernardini F., V. Fiorentini, D. Vanderbilt. Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides / F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt // *Physical Review B*. – 1997. – Vol. 56. – № 16. – P. R10024-R10027.
45. Taniyasu Y., M. Kasu, N. Kobayashi. Lattice parameters of wurtzite Al_{1-x}Si_xN ternary alloys / Y. Taniyasu, M. Kasu, N. Kobayashi // *Applied Physics Letters*. – 2001. – T. 79. – № 26. – C. 4351-4353.
46. Nilsson D., E. Janzén, A. Kakanakova-Georgieva. Lattice parameters of AlN bulk, homoepitaxial and heteroepitaxial material / D. Nilsson, E. Janzén, A. Kakanakova-Georgieva // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2016. – T. 49. – № 17. – C. 175108.
47. Kröncke H., S. Figge, D. Hommel, B.M. Epelbaum. Determination of the Temperature Dependent Thermal Expansion Coefficients of Bulk AlN by HRXRD / H. Kröncke, S. Figge, D. Hommel, B.M. Epelbaum // *Acta Physica Polonica A*. – 2008. – Vol. 114. – № 5. – P. 1193-1200.

48. Leszczynski M., T. Suski, H. Teisseyre, P. Perlin, I. Grzegory, J. Jun, S. Porowski, T.D. Moustakas. Thermal expansion of gallium nitride / M. Leszczynski, T. Suski, H. Teisseyre, P. Perlin, I. Grzegory, J. Jun, S. Porowski, T.D. Moustakas // *Journal of Applied Physics*. – 1994. – Vol. 76. – № 8. – P. 4909-4911.
49. Kizilyalli I.C., P. Bui-Quang, D. Disney, H. Bhatia, O. Aktas. Reliability studies of vertical GaN devices based on bulk GaN substrates / I.C. Kizilyalli, P. Bui-Quang, D. Disney, H. Bhatia, O. Aktas // *Microelectronics Reliability*. – 2015. – Vol. 55. – № 9-10. – P. 1654-1661.
50. Leszczynski M., P. Prystawko, T. Suski, B. Lucznik, J. Domagala, J. Bak-Misiuk, A. Stonert, A. Turos, R. Langer, A. Barski. Lattice parameters of GaN single crystals, homoepitaxial layers and heteroepitaxial layers on sapphire / M. Leszczynski, P. Prystawko, T. Suski, B. Lucznik, J. Domagala, J. Bak-Misiuk, A. Stonert, A. Turos, R. Langer, A. Barski // *Journal of Alloys and Compounds*. – 1999. – Vol. 286. – № 1-2. – P. 271-275.
51. Liu L., J.H. Edgar. Substrates for gallium nitride epitaxy / L. Liu, J.H. Edgar // *Materials Science and Engineering: R: Reports*. – 2002. – Vol. 37. – № 3. – P. 61-127.
52. Krost A., A. Dadgar. GaN-based optoelectronics on silicon substrates / A. Krost, A. Dadgar // *Materials Science and Engineering: B*. – 2002. – Vol. 93. – № 1-3. – P. 77-84.
53. Prystawko P., M. Leszczynski, B. Beaumont, P. Gibart, E. Frayssinet, W. Knap, P. Wisniewski, M. Bockowski, T. Suski, S. Porowski. Doping of Homoepitaxial GaN Layers / P. Prystawko, M. Leszczynski, B. Beaumont, P. Gibart, E. Frayssinet, W. Knap, P. Wisniewski, M. Bockowski, T. Suski, S. Porowski // *physica status solidi (b)*. – 1998. – Vol. 210. – № 2. – P. 437-443.
54. Gil B. (Bernard). Group III nitride semiconductor compounds: physics and applications / B. (Bernard) Gil // (No Title). – 1998. – Group III nitride semiconductor compounds.
55. Suski T., G. Staszczak, S. Grzanka, R. Czernecki, E. Litwin-Staszewska, R. Piotrzkowski, L.H. Dmowski, A. Khachapuridze, M. Kryśko, P. Perlin, I. Grzegory. Hole carrier concentration and photoluminescence in magnesium doped InGaN and GaN

- grown on sapphire and GaN misoriented substrates / T. Suski, G. Staszczak, S. Grzanka, R. Czernecki, E. Litwin-Staszewska, R. Piotrkowski, L.H. Dmowski, A. Khachapuridze, M. Kryśko, P. Perlin, I. Grzegory // *Journal of Applied Physics*. – 2010. – T. 108. – № 2. – C. 023516.
56. Sarzyński M., T. Suski, G. Staszczak, A. Khachapuridze, J.Z. Domagała, R. Czernecki, J. Plesiewicz, J. Pawłowska, S.P. Najda, M. Boćkowski, P. Perlin, M. Leszczyński. Lateral Control of Indium Content and Wavelength of III–Nitride Diode Lasers by Means of GaN Substrate Patterning / M. Sarzyński, T. Suski, G. Staszczak, A. Khachapuridze, J.Z. Domagała, R. Czernecki, J. Plesiewicz, J. Pawłowska, S.P. Najda, M. Boćkowski, P. Perlin, M. Leszczyński // *Applied Physics Express*. – 2012. – Vol. 5. – № 2. – P. 021001.
57. Krysko M., J.Z. Domagała, R. Czernecki, M. Leszczynski. Triclinic deformation of InGa_N layers grown on vicinal surface of GaN (00.1) substrates / M. Krysko, J.Z. Domagała, R. Czernecki, M. Leszczynski // *Journal of Applied Physics*. – 2013. – Vol. 114. – № 11. – P. 113512.
58. Zauner A.R.A., E. Aret, W.J.P. Van Enckevort, J.L. Weyher, S. Porowski, J.J. Schermer. Homo-epitaxial growth on the N-face of GaN single crystals: the influence of the misorientation on the surface morphology / A.R.A. Zauner, E. Aret, W.J.P. Van Enckevort, J.L. Weyher, S. Porowski, J.J. Schermer // *Journal of Crystal Growth*. – 2002. – Vol. 240. – Homo-epitaxial growth on the N-face of GaN single crystals. – № 1-2. – P. 14-21.
59. Choi S., E. Heller, D. Dorsey, R. Vetury, S. Graham. Analysis of the residual stress distribution in AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors / S. Choi, E. Heller, D. Dorsey, R. Vetury, S. Graham // *Journal of Applied Physics*. – 2013. – Vol. 113. – № 9. – P. 093510.
60. Böttcher T., S. Einfeldt, S. Figge, R. Chierchia, H. Heinke, D. Hommel, J.S. Speck. The role of high-temperature island coalescence in the development of stresses in Ga_N films / T. Böttcher, S. Einfeldt, S. Figge, R. Chierchia, H. Heinke, D. Hommel, J.S. Speck // *Applied Physics Letters*. – 2001. – T. 78. – № 14. – C. 1976-1978.

61. Böttcher T. Heteroepitaxy of Group-III-Nitrides for the Application in Laser Diodes / T. Böttcher. – 2002.
62. Zhang N.-Q., B. Moran, S.P. DenBaars, U.K. Mishra, X.W. Wang, T.P. Ma. Effects of surface traps on breakdown voltage and switching speed of GaN power switching HEMTs / N.-Q. Zhang, B. Moran, S.P. DenBaars, U.K. Mishra, X.W. Wang, T.P. Ma // International Electron Devices Meeting. Technical Digest (Cat. No.01CH37224) International Electron Devices Meeting. Technical Digest. – Washington, DC, USA: IEEE, 2001. – C. 25.5.1-25.5.4.
63. Sheppard S.T., K. Doverspike, W.L. Pribble, S.T. Allen, J.W. Palmour, L.T. Kehias, T.J. Jenkins. High-power microwave GaN/AlGa_N HEMTs on semi-insulating silicon carbide substrates / S.T. Sheppard, K. Doverspike, W.L. Pribble, S.T. Allen, J.W. Palmour, L.T. Kehias, T.J. Jenkins // IEEE Electron Device Letters. – 1999. – T. 20. – № 4. – C. 161-163.
64. Lee C. d., A. Sagar, R. m. Feenstra, W. l. Sarney, L. Salamanca-Riba, J. w. p. Hsu. Growth of GaN on SiC(0001) by Molecular Beam Epitaxy / C. d. Lee, A. Sagar, R. m. Feenstra, W. l. Sarney, L. Salamanca-Riba, J. w. p. Hsu // physica status solidi (a). – 2001. – Vol. 188. – № 2. – P. 595-599.
65. Brown K.A., S.A. Ustin, L. Lauhon, W. Ho. Supersonic jet epitaxy of aluminum nitride on silicon (100) / K.A. Brown, S.A. Ustin, L. Lauhon, W. Ho // Journal of Applied Physics. – 1996. – Vol. 79. – № 10. – P. 7667-7671.
66. Tripathy S., V.K.X. Lin, S.B. Dolmanan, J.P.Y. Tan, R.S. Kajen, L.K. Bera, S.L. Teo, M.K. Kumar, S. Arulkumaran, G.I. Ng, S. Vicknesh, S. Todd, W.Z. Wang, G.Q. Lo, H. Li, D. Lee, S. Han. AlGa_N/Ga_N two-dimensional-electron gas heterostructures on 200 mm diameter Si(111) / S. Tripathy, V.K.X. Lin, S.B. Dolmanan, J.P.Y. Tan, R.S. Kajen, L.K. Bera, S.L. Teo, M.K. Kumar, S. Arulkumaran, G.I. Ng, S. Vicknesh, S. Todd, W.Z. Wang, G.Q. Lo, H. Li, D. Lee, S. Han // Applied Physics Letters. – 2012. – T. 101. – № 8. – C. 082110.
67. Freedman J.J., T. Egawa, Y. Yamaoka, Y. Yano, A. Ubukata, T. Tabuchi, K. Matsumoto. Normally-OFF Al₂O₃/AlGa_N/Ga_N MOS-HEMT on 8 in. Si with Low Leakage Current and High Breakdown Voltage (825 V) / J.J. Freedman, T. Egawa, Y.

- Yamaoka, Y. Yano, A. Ubukata, T. Tabuchi, K. Matsumoto // *Applied Physics Express*. – 2014. – T. 7. – № 4. – C. 041003.
68. Ishida M., T. Ueda, T. Tanaka, D. Ueda. GaN on Si Technologies for Power Switching Devices / M. Ishida, T. Ueda, T. Tanaka, D. Ueda // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2013. – T. 60. – № 10. – C. 3053-3059.
69. Chen K.J., O. Haberlen, A. Lidow, C.L. Tsai, T. Ueda, Y. Uemoto, Y. Wu. GaN-on-Si Power Technology: Devices and Applications / K.J. Chen, O. Haberlen, A. Lidow, C.L. Tsai, T. Ueda, Y. Uemoto, Y. Wu // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2017. – T. 64. – GaN-on-Si Power Technology. – № 3. – C. 779-795.
70. Kirchner V. Strukturelle Charakterisierung von Gruppe-III-Nitriden mit Hilfe der hochauflösenden Röntgenbeugung / V. Kirchner. – 2000.
71. Nakamura S., S. Pearton, G. Fasol. The Blue Laser Diode / S. Nakamura, S. Pearton, G. Fasol. – Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2000.
72. Keller S., B.P. Keller, Y. -F. Wu, B. Heying, D. Kapolnek, J.S. Speck, U.K. Mishra, S.P. DenBaars. Influence of sapphire nitridation on properties of gallium nitride grown by metalorganic chemical vapor deposition / S. Keller, B.P. Keller, Y. -F. Wu, B. Heying, D. Kapolnek, J.S. Speck, U.K. Mishra, S.P. DenBaars // *Applied Physics Letters*. – 1996. – Vol. 68. – № 11. – P. 1525-1527.
73. Hestroffer K., F. Wu, H. Li, C. Lund, S. Keller, J.S. Speck, U.K. Mishra. Relaxed *c* -plane InGaN layers for the growth of strain-reduced InGaN quantum wells / K. Hestroffer, F. Wu, H. Li, C. Lund, S. Keller, J.S. Speck, U.K. Mishra // *Semiconductor Science and Technology*. – 2015. – T. 30. – № 10. – C. 105015.
74. Moneta J., G. Staszczak, E. Grzanka, P. Tazowski, P. Dłużewski, J. Smalc-Koziorowska. Formation of a-type dislocations near the InGaN/GaN interface during post-growth processing of epitaxial structures / J. Moneta, G. Staszczak, E. Grzanka, P. Tazowski, P. Dłużewski, J. Smalc-Koziorowska // *Journal of Applied Physics*. – 2023. – T. 133. – № 4. – C. 045304.
75. Smeeton T.M., M.J. Kappers, J.S. Barnard, M.E. Vickers, C.J. Humphreys. Electron-beam-induced strain within InGaN quantum wells: False indium “cluster” detection in the transmission electron microscope / T.M. Smeeton, M.J. Kappers, J.S.

- Barnard, M.E. Vickers, C.J. Humphreys // *Applied Physics Letters*. – 2003. – Vol. 83. – Electron-beam-induced strain within InGaN quantum wells. – № 26. – P. 5419-5421.
76. Baloch K.H., A.C. Johnston-Peck, K. Kisslinger, E.A. Stach, S. Gradečak. Revisiting the “In-clustering” question in InGaN through the use of aberration-corrected electron microscopy below the knock-on threshold / K.H. Baloch, A.C. Johnston-Peck, K. Kisslinger, E.A. Stach, S. Gradečak // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Vol. 102. – № 19. – P. 191910.
77. Michałowski P.P., E. Grzanka, S. Grzanka, A. Lachowski, G. Staszczak, J. Plesiewicz, M. Leszczyński, A. Turos. Indium concentration fluctuations in InGaN/GaN quantum wells / P.P. Michałowski, E. Grzanka, S. Grzanka, A. Lachowski, G. Staszczak, J. Plesiewicz, M. Leszczyński, A. Turos // *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*. – 2019. – Vol. 34. – № 8. – P. 1718-1723.
78. Suihkonen S., O. Svensk, T. Lang, H. Lipsanen, M.A. Odnoblyudov, V.E. Bougrov. The effect of InGaN/GaN MQW hydrogen treatment and threading dislocation optimization on GaN LED efficiency / S. Suihkonen, O. Svensk, T. Lang, H. Lipsanen, M.A. Odnoblyudov, V.E. Bougrov // *Journal of Crystal Growth*. – 2007. – Vol. 298. – P. 740-743.
79. Czernecki R., E. Grzanka, J. Smalc-Koziorowska, S. Grzanka, D. Schiavon, G. Targowski, J. Plesiewicz, P. Prystawko, T. Suski, P. Perlin, M. Leszczynski. Effect of hydrogen during growth of quantum barriers on the properties of InGaN quantum wells / R. Czernecki, E. Grzanka, J. Smalc-Koziorowska, S. Grzanka, D. Schiavon, G. Targowski, J. Plesiewicz, P. Prystawko, T. Suski, P. Perlin, M. Leszczynski // *Journal of Crystal Growth*. – 2015. – Vol. 414. – P. 38-41.
80. Czernecki R., E. Grzanka, P. Strak, G. Targowski, S. Krukowski, P. Perlin, T. Suski, M. Leszczynski. Influence of hydrogen pre-growth flow on indium incorporation into InGaN layers / R. Czernecki, E. Grzanka, P. Strak, G. Targowski, S. Krukowski, P. Perlin, T. Suski, M. Leszczynski // *Journal of Crystal Growth*. – 2017. – Vol. 464. – P. 123-126.
81. Zhang J.P., H.M. Wang, M.E. Gaevski, C.Q. Chen, Q. Fareed, J.W. Yang, G. Simin, M.A. Khan. Crack-free thick AlGaIn grown on sapphire using AlN/AlGaIn

- superlattices for strain management / J.P. Zhang, H.M. Wang, M.E. Gaevski, C.Q. Chen, Q. Fareed, J.W. Yang, G. Simin, M.A. Khan // *Applied Physics Letters*. – 2002. – Т. 80. – № 19. – С. 3542-3544.
82. Sarzyński M., M. Kryśko, G. Targowski, R. Czernecki, A. Sarzyńska, A. Libura, W. Krupczyński, P. Perlin, M. Leszczyński. Elimination of AlGa_N epilayer cracking by spatially patterned AlN mask / M. Sarzyński, M. Kryśko, G. Targowski, R. Czernecki, A. Sarzyńska, A. Libura, W. Krupczyński, P. Perlin, M. Leszczyński // *Applied Physics Letters*. – 2006. – Vol. 88. – № 12. – P. 121124.
83. Cicek E., R. McClintock, Z. Vashaei, Y. Zhang, S. Gautier, C.Y. Cho, M. Razeghi. Crack-free AlGa_N for solar-blind focal plane arrays through reduced area epitaxy / E. Cicek, R. McClintock, Z. Vashaei, Y. Zhang, S. Gautier, C.Y. Cho, M. Razeghi // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Vol. 102. – № 5. – P. 051102.
84. Середин П.В., К.А. Барков, Д.Л. Голощапов, А.С. Леньшин, Ю.Ю. Худяков, И.Н. Арсентьев, А.А. Лебедев, Ш.Ш. Шарофидинов, А.М. Мизеров, И.А. Касаткин, Т. Prutskij. Влияние предобработки подложки кремния на свойства пленок Ga_N, выращенных методом хлорид-гидридной газофазной эпитаксии / П.В. Середин, К.А. Барков, Д.Л. Голощапов, А.С. Леньшин, Ю.Ю. Худяков, И.Н. Арсентьев, А.А. Лебедев, Ш.Ш. Шарофидинов, А.М. Мизеров, И.А. Касаткин, Т. Prutskij // *Физика и техника полупроводников*. – 2021. – Т. 55. – № 8. – С. 704.
85. Arslan E., M.K. Ozturk, A. Teke, S. Ozelik, E. Ozbay. Buffer optimization for crack-free Ga_N epitaxial layers grown on Si(1 1 1) substrate by MOCVD / E. Arslan, M.K. Ozturk, A. Teke, S. Ozelik, E. Ozbay // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2008. – Т. 41. – № 15. – С. 155317.
86. Schubert E.F. *Light-Emitting Diodes* (2nd Edition, 2006) / E.F. Schubert Google-Books-ID: algLBgAAQBAJ. – E. Fred Schubert, 2006. – 431 p.
87. Orsal G., Y. El Gmili, N. Fressengeas, J. Streque, R. Djerboub, T. Moudakir, S. Sundaram, A. Ougazzaden, J.P. Salvestrini. Bandgap energy bowing parameter of strained and relaxed InGa_N layers / G. Orsal, Y. El Gmili, N. Fressengeas, J. Streque, R. Djerboub, T. Moudakir, S. Sundaram, A. Ougazzaden, J.P. Salvestrini // *Optical Materials Express*. – 2014. – Vol. 4. – № 5. – P. 1030.

88. Gu G.H., D.H. Jang, K.B. Nam, C.G. Park. Composition Fluctuation of In and Well-Width Fluctuation in InGa_N/Ga_N Multiple Quantum Wells in Light-Emitting Diode Devices / G.H. Gu, D.H. Jang, K.B. Nam, C.G. Park // *Microscopy and Microanalysis*. – 2013. – Vol. 19. – № S5. – P. 99-104.
89. Ochalski T. j., B. Gil, P. Bigenwald, M. Bugajski, A. Wojcik, P. Lefebvre, T. Taliercio, N. Grandjean, J. Massies. Dual Contribution to the Stokes Shift in InGa_N–Ga_N Quantum Wells / T. j. Ochalski, B. Gil, P. Bigenwald, M. Bugajski, A. Wojcik, P. Lefebvre, T. Taliercio, N. Grandjean, J. Massies // *physica status solidi (b)*. – 2001. – Vol. 228. – № 1. – P. 111-114.
90. Moses P.G., C.G. Van De Walle. Band bowing and band alignment in InGa_N alloys / P.G. Moses, C.G. Van De Walle // *Applied Physics Letters*. – 2010. – Vol. 96. – № 2. – P. 021908.
91. Yun F., M.A. Reshchikov, L. He, T. King, H. Morkoç, S.W. Novak, L. Wei. Energy band bowing parameter in Al_xGa_{1-x}N alloys / F. Yun, M.A. Reshchikov, L. He, T. King, H. Morkoç, S.W. Novak, L. Wei // *Journal of Applied Physics*. – 2002. – Vol. 92. – № 8. – P. 4837-4839.
92. Kazazis S.A., E. Papadomanolaki, M. Androulidaki, M. Kayambaki, E. Iliopoulos. Optical properties of InGa_N thin films in the entire composition range / S.A. Kazazis, E. Papadomanolaki, M. Androulidaki, M. Kayambaki, E. Iliopoulos // *Journal of Applied Physics*. – 2018. – Vol. 123. – № 12. – P. 125101.
93. Paskov P.P., B. Monemar. Optical Properties of III-Nitride Semiconductors / P.P. Paskov, B. Monemar // *Handbook of Ga_N Semiconductor Materials and Devices* / eds. W. (Wayne) Bi, H. (Henry) Kuo, P.-C. Ku, B. Shen. – Boca Raton : Taylor & Francis, CRC Press, 2017. | Series: Series in optics and optoelectronics: CRC Press, 2017. – P. 87-116.
94. Reshchikov M.A., H. Morkoç. Luminescence properties of defects in Ga_N / M.A. Reshchikov, H. Morkoç // *Journal of Applied Physics*. – 2005. – Vol. 97. – № 6. – P. 061301.
95. Wang Y.J., S.J. Xu, D.G. Zhao, J.J. Zhu, H. Yang, X.D. Shan, D.P. Yu. Non-exponential photoluminescence decay dynamics of localized carriers in disordered

InGaN/GaN quantum wells: the role of localization length / Y.J. Wang, S.J. Xu, D.G. Zhao, J.J. Zhu, H. Yang, X.D. Shan, D.P. Yu // Optics Express. – 2006. – Vol. 14. – Non-exponential photoluminescence decay dynamics of localized carriers in disordered InGaN/GaN quantum wells. – № 26. – P. 13151.

96. Perlin P., T. Suski, H. Teisseyre, M. Leszczynski, I. Grzegory, J. Jun, S. Porowski, P. Bogusławski, J. Bernholc, J.C. Chervin, A. Polian, T.D. Moustakas. Towards the Identification of the Dominant Donor in GaN / P. Perlin, T. Suski, H. Teisseyre, M. Leszczynski, I. Grzegory, J. Jun, S. Porowski, P. Bogusławski, J. Bernholc, J.C. Chervin, A. Polian, T.D. Moustakas // Physical Review Letters. – 1995. – T. 75. – № 2. – C. 296-299.

97. Nishikawa A., K. Kumakura, T. Akasaka, T. Makimoto. Critical electric fields of AlGaIn in AlGaIn-based vertical conducting diodes on n-SiC substrates : E-MRS 2006 Symposium S: Material Science and Technology of Wide Bandgap Semiconductors / A. Nishikawa, K. Kumakura, T. Akasaka, T. Makimoto // Superlattices and Microstructures. – 2006. – T. 40. – № 4. – C. 332-337.

98. Neudeck P.G., R.S. Okojie, L.-Y. Chen. High-temperature electronics - a role for wide bandgap semiconductors? / P.G. Neudeck, R.S. Okojie, L.-Y. Chen // Proceedings of the IEEE. – 2002. – T. 90. – № 6. – C. 1065-1076.

99. Arehart A.R., B. Moran, J.S. Speck, U.K. Mishra, S.P. DenBaars, S.A. Ringel. Effect of threading dislocation density on Ni_{0.7}GaN Schottky diode I-V characteristics / A.R. Arehart, B. Moran, J.S. Speck, U.K. Mishra, S.P. DenBaars, S.A. Ringel // Journal of Applied Physics. – 2006. – Vol. 100. – № 2. – P. 023709.

100. Jain S.C., M. Willander, J. Narayan, R.V. Overstraeten. III-nitrides: Growth, characterization, and properties / S.C. Jain, M. Willander, J. Narayan, R.V. Overstraeten // Journal of Applied Physics. – 2000. – Vol. 87. – III-nitrides. – № 3. – P. 965-1006.

101. Bigorra J., C. Borrego, J. Fontanilles, J. Giró. Innovative Electrical and Electronic Architecture for Vehicles With Dual Voltage Power Networks. In-Vehicle Application / J. Bigorra, C. Borrego, J. Fontanilles, J. Giró // SAE 2000 World Congress. – 2000. – C. 2000-01-0452.

102. Brunner D., H. Angerer, E. Bustarret, F. Freudenberg, R. Höpler, R. Dimitrov, O. Ambacher, M. Stutzmann. Optical constants of epitaxial AlGa_N films and their temperature dependence / D. Brunner, H. Angerer, E. Bustarret, F. Freudenberg, R. Höpler, R. Dimitrov, O. Ambacher, M. Stutzmann // *Journal of Applied Physics*. – 1997. – Vol. 82. – № 10. – P. 5090-5096.
103. Ibbetson J.P., P.T. Fini, K.D. Ness, S.P. DenBaars, J.S. Speck, U.K. Mishra. Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors / J.P. Ibbetson, P.T. Fini, K.D. Ness, S.P. DenBaars, J.S. Speck, U.K. Mishra // *Applied Physics Letters*. – 2000. – Vol. 77. – № 2. – P. 250-252.
104. Asgari A., M. Kalafi. The control of two-dimensional-electron-gas density and mobility in AlGa_N/Ga_N heterostructures with Schottky gate / A. Asgari, M. Kalafi // *Materials Science and Engineering: C*. – 2006. – Vol. 26. – № 5-7. – P. 898-901.
105. Chen K.J., C. Zhou. Enhancement-mode AlGa_N/Ga_N HEMT and MIS-HEMT technology: Enhancement-mode AlGa_N/Ga_N HEMT and MIS-HEMT technology / K.J. Chen, C. Zhou // *physica status solidi (a)*. – 2011. – Vol. 208. – Enhancement-mode AlGa_N/Ga_N HEMT and MIS-HEMT technology. – № 2. – P. 434-438.
106. Su M., C. Chen, S. Rajan. Prospects for the application of Ga_N power devices in hybrid electric vehicle drive systems / M. Su, C. Chen, S. Rajan // *Semiconductor Science and Technology*. – 2013. – T. 28. – № 7. – C. 074012.
107. Scott M.J., L. Fu, X. Zhang, J. Li, C. Yao, M. Sievers, J. Wang. Merits of gallium nitride based power conversion / M.J. Scott, L. Fu, X. Zhang, J. Li, C. Yao, M. Sievers, J. Wang // *Semiconductor Science and Technology*. – 2013. – T. 28. – № 7. – C. 074013.
108. Roccaforte F., G. Greco, P. Fiorenza, F. Iucolano. An Overview of Normally-Off Ga_N-Based High Electron Mobility Transistors / F. Roccaforte, G. Greco, P. Fiorenza, F. Iucolano // *Materials*. – 2019. – Vol. 12. – № 10. – P. 1599.
109. Shinohara K., D.C. Regan, Y. Tang, A.L. Corrión, D.F. Brown, J.C. Wong, J.F. Robinson, H.H. Fung, A. Schmitz, T.C. Oh, S.J. Kim, P.S. Chen, R.G. Nagele, A.D. Margomenos, M. Micovic. Scaling of Ga_N HEMTs and Schottky Diodes for Submillimeter-Wave MMIC Applications / K. Shinohara, D.C. Regan, Y. Tang, A.L.

- Corrion, D.F. Brown, J.C. Wong, J.F. Robinson, H.H. Fung, A. Schmitz, T.C. Oh, S.J. Kim, P.S. Chen, R.G. Nagele, A.D. Margomenos, M. Micovic // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2013. – T. 60. – № 10. – C. 2982-2996.
110. Carlin J.-F., M. Ilegems. High-quality AlInN for high index contrast Bragg mirrors lattice matched to GaN / J.-F. Carlin, M. Ilegems // *Applied Physics Letters*. – 2003. – Vol. 83. – № 4. – P. 668-670.
111. Medjdoub F., J.F. Carlin, C. Gaquiere, N. Grandjean, E. Kohn. Status of the Emerging InAlN/GaN Power HEMT Technology / F. Medjdoub, J.F. Carlin, C. Gaquiere, N. Grandjean, E. Kohn // *The Open Electrical & Electronic Engineering Journal*. – 2008. – Vol. 2. – № 1. – P. 1-7.
112. Medjdoub F., M. Zegaoui, N. Waldhoff, B. Grimbert, N. Rolland, P.-A. Rolland. Above 600 mS/mm Transconductance with 2.3 A/mm Drain Current Density AlN/GaN High-Electron-Mobility Transistors Grown on Silicon / F. Medjdoub, M. Zegaoui, N. Waldhoff, B. Grimbert, N. Rolland, P.-A. Rolland // *Applied Physics Express*. – 2011. – Vol. 4. – № 6. – P. 064106.
113. Harrouche K., R. Kabouche, E. Okada, F. Medjdoub. High Performance and Highly Robust AlN/GaN HEMTs for Millimeter-Wave Operation / K. Harrouche, R. Kabouche, E. Okada, F. Medjdoub // *IEEE Journal of the Electron Devices Society*. – 2019. – T. 7. – C. 1145-1150.
114. Shur M.S. GaN and Related Materials for High Power Applications / M.S. Shur // *MRS Online Proceedings Library*. – 1997. – Vol. 483. – № 1. – P. 15-26.
115. Henini M. Molecular Beam Epitaxy: From Research to Mass Production. Molecular Beam Epitaxy / M. Henini Google-Books-ID: OPZ5YGXpdC0C. – Newnes, 2012. – 745 p.
116. (PDF) Фотозлектрические свойства слоев GaN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии с плазменной активацией на подложках Si(111) и эпитаксиальных слоях SiC на Si(111) // *ResearchGate*. – 2024.
117. Boufaden T., N. Chaaben, M. Christophersen, B. El Jani. GaN growth on porous silicon by MOVPE / T. Boufaden, N. Chaaben, M. Christophersen, B. El Jani // *Microelectronics Journal*. – 2003. – Vol. 34. – № 9. – P. 843-848.

118. Lenshin A.S., P.V. Seredin, V.M. Kashkarov, D.A. Minakov. Origins of photoluminescence degradation in porous silicon under irradiation and the way of its elimination / A.S. Lenshin, P.V. Seredin, V.M. Kashkarov, D.A. Minakov // *Materials Science in Semiconductor Processing*. – 2017. – Vol. 64. – P. 71-76.
119. Fernández-Garrido S., G. Koblmüller, E. Calleja, J.S. Speck. In situ GaN decomposition analysis by quadrupole mass spectrometry and reflection high-energy electron diffraction / S. Fernández-Garrido, G. Koblmüller, E. Calleja, J.S. Speck // *Journal of Applied Physics*. – 2008. – Vol. 104. – № 3. – P. 033541.
120. Metzger T., R. Höpler, E. Born, O. Ambacher, M. Stutzmann, R. Stömmer, M. Schuster, H. Göbel, S. Christiansen, M. Albrecht, H.P. Strunk. Defect structure of epitaxial GaN films determined by transmission electron microscopy and triple-axis X-ray diffractometry / T. Metzger, R. Höpler, E. Born, O. Ambacher, M. Stutzmann, R. Stömmer, M. Schuster, H. Göbel, S. Christiansen, M. Albrecht, H.P. Strunk // *Philosophical Magazine A*. – 1998. – Vol. 77. – № 4. – P. 1013-1025.
121. Жу У., Ж.Л. Уанг. Растровая электронная микроскопия для нанотехнологий / У. Жу, Ж.Л. Уанг. – БИНОМ. Лаборатория знаний, .
122. Полонянкин Д.А., А.И. Блесман, Д.В. Постников, А.А. Теплоухов. Теоретические основы растровой электронной микроскопии и энергодисперсионного анализа наноматериалов / Д.А. Полонянкин, А.И. Блесман, Д.В. Постников, А.А. Теплоухов УДК 537.533.35:620.3(075)ББК 22.338+30.6я73. – Омск: ОмГТУ, 2019. – 116 с.
123. Rahman M.N.Abd., Y. Yusuf, M. Mansor, A. Shuhaimi. Effect of nitridation surface treatment on silicon (111) substrate for the growth of high quality single-crystalline GaN hetero-epitaxy layer by MOCVD / M.N.Abd. Rahman, Y. Yusuf, M. Mansor, A. Shuhaimi // *Applied Surface Science*. – 2016. – Т. 362. – С. 572-576.
124. Li Y., W. Tang, Y. Zhang, M. Guo, Q. Li, X. Su, A. Li, F. Yun. Nanoscale Characterization of V-Defect in InGaN/GaN QWs LEDs Using Near-Field Scanning Optical Microscopy / Y. Li, W. Tang, Y. Zhang, M. Guo, Q. Li, X. Su, A. Li, F. Yun // *Nanomaterials*. – 2019. – Vol. 9. – № 4. – P. 633.

125. Миронов В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии: учебное пособие для студентов старших курсов вузов. Основы сканирующей зондовой микроскопии / В.Л. Миронов Google-Books-ID: B0hskgAACAАJ. – Техносфера, 2009. – 143 с.
126. Лиопо В.А., Война В.В. Рентгеновская дифрактометрия / Лиопо В.А., Война В.В. – Гродно: ГрГУ, 2003. – 172 с.
127. Илюшин А.С., А.П. Орешко. Дифракционный Структурный Анализ В 2 Ч. Часть 1 / А.С. Илюшин, А.П. Орешко. – Издательство Юрайт, .
128. Kaganer V.M., O. Brandt, A. Trampert, K.H. Ploog. X-ray diffraction peak profiles from threading dislocations in GaN epitaxial films / V.M. Kaganer, O. Brandt, A. Trampert, K.H. Ploog // Physical Review B. – 2005. – Т. 72. – № 4. – С. 045423.
129. Lee S.R., A.M. West, A.A. Allerman, K.E. Waldrip, D.M. Follstaedt, P.P. Provencio, D.D. Koleske, C.R. Abernathy. Effect of threading dislocations on the Bragg peakwidths of GaN, AlGaIn, and AlN heterolayers / S.R. Lee, A.M. West, A.A. Allerman, K.E. Waldrip, D.M. Follstaedt, P.P. Provencio, D.D. Koleske, C.R. Abernathy // Applied Physics Letters. – 2005. – Vol. 86. – № 24. – P. 241904.
130. Боуэн Д.К., Б.К. Таннер. Высокора разрешающая рентгеновская дифрактометрия и топография / Д.К. Боуэн, Б.К. Таннер. – СПб: Наука, 2002. – 271 с.
131. Greczynski G., L. Hultman. X-ray photoelectron spectroscopy: Towards reliable binding energy referencing / G. Greczynski, L. Hultman // Progress in Materials Science. – 2020. – Т. 107. – X-ray photoelectron spectroscopy. – С. 100591.
132. Shirley D.A. High-resolution x-ray photoemission spectrum of the valence bands of gold / D.A. Shirley // Physical Review B. – 1972. – Т. 5. – № 12. – С. 4709-4714.
133. Fairley N., V. Fernandez, M. Richard-Plouet, C. Guillot-Deudon, J. Walton, E. Smith, D. Flahaut, M. Greiner, M. Biesinger, S. Tougaard, D. Morgan, J. Baltrusaitis. Systematic and collaborative approach to problem solving using X-ray photoelectron spectroscopy / N. Fairley, V. Fernandez, M. Richard-Plouet, C. Guillot-Deudon, J. Walton, E. Smith, D. Flahaut, M. Greiner, M. Biesinger, S. Tougaard, D. Morgan, J. Baltrusaitis // Applied Surface Science Advances. – 2021. – Vol. 5. – P. 100112.

134. X-ray NIST Photoelectron Spectroscopy Database, <http://srdata.nist.gov/xpsi> [Электронный ресурс].
135. Zanatta A.R. Revisiting the optical bandgap of semiconductors and the proposal of a unified methodology to its determination / A.R. Zanatta // Scientific Reports. – 2019. – Vol. 9. – № 1. – P. 11225.
136. Seredin P.V., A.S. Lenshin, V.M. Kashkarov, A.N. Lukin, I.N. Arsentiev, A.D. Bondarev, I.S. Tarasov. Ultrathin nano-sized Al₂O₃ strips on the surface of por-Si / P.V. Seredin, A.S. Lenshin, V.M. Kashkarov, A.N. Lukin, I.N. Arsentiev, A.D. Bondarev, I.S. Tarasov // Materials Science in Semiconductor Processing. – 2015. – T. 39. – C. 551-558.
137. Seredin P.V., V.M. Kashkarov, I.N. Arsentiev, A.D. Bondarev, I.S. Tarasov. Distinctions of the growth and structural-spectroscopic investigations of thin AlN films grown on the GaAs substrates / P.V. Seredin, V.M. Kashkarov, I.N. Arsentiev, A.D. Bondarev, I.S. Tarasov // Physica B: Condensed Matter. – 2016. – Vol. 495. – P. 54-63.
138. Seredin P.V., A.S. Lenshin, D.S. Zolotukhin, I.N. Arsentiev, A.V. Zhabotinskiy, D.N. Nikolaev. Impact of the substrate misorientation and its preliminary etching on the structural and optical properties of integrated GaAs/Si MOCVD heterostructures / P.V. Seredin, A.S. Lenshin, D.S. Zolotukhin, I.N. Arsentiev, A.V. Zhabotinskiy, D.N. Nikolaev // Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. – 2018. – Vol. 97. – P. 218-225.
139. Al-Mahamad L.L.G. Analytical study to determine the optical properties of gold nanoparticles in the visible solar spectrum / L.L.G. Al-Mahamad // Heliyon. – 2022. – T. 8. – № 7. – C. e09966.
140. Davydov V.Yu., Yu.E. Kitaev, I.N. Goncharuk, A.N. Smirnov, J. Graul, O. Semchinova, D. Uffmann, M.B. Smirnov, A.P. Mirgorodsky, R.A. Evarestov. Phonon dispersion and Raman scattering in hexagonal GaN and AlN / V.Yu. Davydov, Yu.E. Kitaev, I.N. Goncharuk, A.N. Smirnov, J. Graul, O. Semchinova, D. Uffmann, M.B. Smirnov, A.P. Mirgorodsky, R.A. Evarestov // Physical Review B. – 1998. – T. 58. – № 19. – C. 12899-12907.

141. De Wolf I. Relation between Raman frequency and triaxial stress in Si for surface and cross-sectional experiments in microelectronics components / I. De Wolf // *Journal of Applied Physics*. – 2015. – Vol. 118. – № 5. – P. 053101.
142. Jones R.R., D.C. Hooper, L. Zhang, D. Wolverson, V.K. Valev. Raman Techniques: Fundamentals and Frontiers / R.R. Jones, D.C. Hooper, L. Zhang, D. Wolverson, V.K. Valev // *Nanoscale Research Letters*. – 2019. – Vol. 14. – Raman Techniques. – № 1. – P. 231.
143. Рамановский микроскоп EnSpectr M532 [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://enspectr.ru/products/mikroskop-m532/>.
144. Середин П.В., А.С. Леньшин, А.Р. Khuder, Д.Л. Голощапов, М.А. Хараджиди, И.Н. Арсентьев, И.А. Касаткин. Свойства податливых подложек на основе пористого кремния, сформированных двухстадийным травлением / П.В. Середин, А.С. Леньшин, А.Р. Khuder, Д.Л. Голощапов, М.А. Хараджиди, И.Н. Арсентьев, И.А. Касаткин // *Физика И Техника Полупроводников*. – 2021. – Т. 55. – № 11. – С. 1021-1026.
145. Kidalov V.V., S.A. Kukushkin, A.V. Osipov, A.V. Redkov, A.S. Grashchenko, I.P. Soshnikov, M.E. Boiko, M.D. Sharkov, A.F. Dyadenchuk. Properties of SiC Films Obtained by the Method of Substitution of Atoms on Porous Silicon / V.V. Kidalov, S.A. Kukushkin, A.V. Osipov, A.V. Redkov, A.S. Grashchenko, I.P. Soshnikov, M.E. Boiko, M.D. Sharkov, A.F. Dyadenchuk // *ECS Journal of Solid State Science and Technology*. – 2018. – Vol. 7. – № 4. – P. P158-P160.
146. Seredin P.V., H. Leiste, A.S. Lenshin, A.M. Mizerov. Effect of the transition porous silicon layer on the properties of hybrid GaN/SiC/por-Si/Si(1 1 1) heterostructures / P.V. Seredin, H. Leiste, A.S. Lenshin, A.M. Mizerov // *Applied Surface Science*. – 2020. – Vol. 508. – P. 145267.
147. Jiu L., Y. Gong, T. Wang. Overgrowth and strain investigation of (11–20) non-polar GaN on patterned templates on sapphire / L. Jiu, Y. Gong, T. Wang // *Scientific Reports*. – 2018. – Vol. 8. – № 1. – P. 9898.
148. Seredin P.V., D.L. Goloshchapov, I.N. Arsentyev, S. Sharofidinov, I.A. Kasatkin, T. Prutskij. HVPE fabrication of GaN sub-micro pillars on preliminarily treated Si(001)

- substrate / P.V. Seredin, D.L. Goloshchapov, I.N. Arsentyev, S. Sharofidinov, I.A. Kasatkin, T. Prutskij // *Optical Materials*. – 2021. – Vol. 117. – P. 111130.
149. Lee H.-P., J. Perozek, L.D. Rosario, C. Bayram. Investigation of AlGa_xN/GaN high electron mobility transistor structures on 200-mm silicon (111) substrates employing different buffer layer configurations / H.-P. Lee, J. Perozek, L.D. Rosario, C. Bayram // *Scientific Reports*. – 2016. – Vol. 6. – № 1. – P. 37588.
150. Jana S.K., P. Mukhopadhyay, S. Ghosh, S. Kabi, A. Bag, R. Kumar, D. Biswas. High-resolution X-ray diffraction analysis of Al_xGa_{1-x}N/In_xGa_{1-x}N/GaN on sapphire multilayer structures: Theoretical, simulations, and experimental observations / S.K. Jana, P. Mukhopadhyay, S. Ghosh, S. Kabi, A. Bag, R. Kumar, D. Biswas // *Journal of Applied Physics*. – 2014. – Vol. 115. – High-resolution X-ray diffraction analysis of Al_xGa_{1-x}N/In_xGa_{1-x}N/GaN on sapphire multilayer structures. – № 17. – P. 174507.
151. Zhang Q., Y. Zou, Q. Fan, Y. Yang. Physical Properties of XN (X = B, Al, Ga, In) in the Pm-3n phase: First-Principles Calculations / Q. Zhang, Y. Zou, Q. Fan, Y. Yang // *Materials*. – 2020. – Vol. 13. – Physical Properties of XN (X = B, Al, Ga, In) in the Pm-3n phase. – № 6. – P. 1280.
152. Harutyunyan V.S., A.P. Aivazyan, E.R. Weber, Y. Kim, Y. Park, S.G. Subramanya. High-resolution x-ray diffraction strain-stress analysis of GaN/sapphire heterostructures / V.S. Harutyunyan, A.P. Aivazyan, E.R. Weber, Y. Kim, Y. Park, S.G. Subramanya // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2001. – T. 34. – № 10A. – C. A35-A39.
153. Morkoç H. Handbook of Nitride Semiconductors and Devices: Materials Properties, Physics and Growth. Handbook of Nitride Semiconductors and Devices / H. Morkoç. – Wiley, 2008.
154. Group IV Elements, IV-IV and III-V Compounds. Part a - Lattice Properties // eds. O. Madelung, U. Rössler, M. Schulz. – Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag, 2001. – Vol. a. – P. 1-7.
155. Dai Y., S. Li, Q. Sun, Q. Peng, C. Gui, Y. Zhou, S. Liu. Properties of AlN film grown on Si (111) / Y. Dai, S. Li, Q. Sun, Q. Peng, C. Gui, Y. Zhou, S. Liu // *Journal of Crystal Growth*. – 2016. – Vol. 435. – P. 76-83.

156. Ene V.L., D. Dinescu, N. Djourellov, I. Zai, B.S. Vasile, A.B. Serban, V. Leca, E. Andronesu. Defect Structure Determination of GaN Films in GaN/AlN/Si Heterostructures by HR-TEM, XRD, and Slow Positrons Experiments / V.L. Ene, D. Dinescu, N. Djourellov, I. Zai, B.S. Vasile, A.B. Serban, V. Leca, E. Andronesu // *Nanomaterials*. – 2020. – Vol. 10. – № 2. – P. 197.
157. Dai J.-J., C.-W. Liu, S.-K. Wu, S.-H. Huynh, J.-G. Jiang, S.-A. Yen, T.T. Mai, H.-C. Wen, W.-C. Chou, C.-W. Hu, R. Xuan. Improving Transport Properties of GaN-Based HEMT on Si (111) by Controlling SiH₄ Flow Rate of the SiN_x Nano-Mask / J.-J. Dai, C.-W. Liu, S.-K. Wu, S.-H. Huynh, J.-G. Jiang, S.-A. Yen, T.T. Mai, H.-C. Wen, W.-C. Chou, C.-W. Hu, R. Xuan // *Coatings*. – 2020. – Vol. 11. – № 1. – P. 16.
158. Kishino K., S. Ishizawa. Selective-area growth of GaN nanocolumns on Si(111) substrates for application to nanocolumn emitters with systematic analysis of dislocation filtering effect of nanocolumns / K. Kishino, S. Ishizawa // *Nanotechnology*. – 2015. – Vol. 26. – № 22. – P. 225602.
159. Carin R., J.P. Deville, J. Werckmann. An XPS study of GaN thin films on GaAs / R. Carin, J.P. Deville, J. Werckmann // *Surface and Interface Analysis*. – 1990. – Vol. 16. – № 1-12. – P. 65-69.
160. Wasielewski R., M. Grodzicki, J. Sito, K. Lament, P. Mazur, A. Ciszewski. Ru/GaN(0001) Interface Properties / R. Wasielewski, M. Grodzicki, J. Sito, K. Lament, P. Mazur, A. Ciszewski // *Acta Physica Polonica A*. – 2017. – Vol. 132. – № 2. – P. 354-357.
161. Mikoushkin V. Nitridation of GaAs Surface by Low Energy Ion Implantation with In Situ Control of Chemical Composition / V. Mikoushkin // *Ion Implantation* / ed. M. Goorsky. – InTech, 2012.
162. Cruz-Hernández E., M. Ramirez-Lopez, M. Pérez-Caro, P.G. Mani-Gonzalez, A. Herrera-Gómez, A.Y. Gorbachev, M. López-López, V.H. Méndez-García. Study of the pseudo-(1×1) surface by RHEED and XPS for InGaN/GaN (0001)/Al₂O₃ heterostructures grown by PA-MBE / E. Cruz-Hernández, M. Ramirez-Lopez, M. Pérez-Caro, P.G. Mani-Gonzalez, A. Herrera-Gómez, A.Y. Gorbachev, M. López-López, V.H. Méndez-García // *Journal of Crystal Growth*. – 2013. – Vol. 378. – P. 295-298.

163. Maeda K., K. Teramura, T. Takata, M. Hara, N. Saito, K. Toda, Y. Inoue, H. Kobayashi, K. Domen. Overall Water Splitting on $(\text{Ga}_{1-x}\text{Zn}_x)(\text{N}_{1-x}\text{O}_x)$ Solid Solution Photocatalyst: Relationship between Physical Properties and Photocatalytic Activity / K. Maeda, K. Teramura, T. Takata, M. Hara, N. Saito, K. Toda, Y. Inoue, H. Kobayashi, K. Domen // The Journal of Physical Chemistry B. – 2005. – Vol. 109. – Overall Water Splitting on $(\text{Ga}_{1-x}\text{Zn}_x)(\text{N}_{1-x}\text{O}_x)$ Solid Solution Photocatalyst. – № 43. – P. 20504-20510.
164. Dwikusuma F., T.F. Kuech. X-ray photoelectron spectroscopic study on sapphire nitridation for GaN growth by hydride vapor phase epitaxy: Nitridation mechanism / F. Dwikusuma, T.F. Kuech // Journal of Applied Physics. – 2003. – Vol. 94. – X-ray photoelectron spectroscopic study on sapphire nitridation for GaN growth by hydride vapor phase epitaxy. – № 9. – P. 5656-5664.
165. Perez Taborda J.A., H.R. Landazuri, L.P.V. Londono. Correlation Between Optical, Morphological, and Compositional Properties of Aluminum Nitride Thin Films by Pulsed Laser Deposition / J.A. Perez Taborda, H.R. Landazuri, L.P.V. Londono // IEEE Sensors Journal. – 2016. – T. 16. – № 2. – C. 359-364.
166. X-ray NIST Photoelectron Spectroscopy Database.
167. Moldovan G., M.J. Roe, I. Harrison, M. Kappers, C.J. Humphreys, P.D. Brown. Effects of KOH etching on the properties of Ga-polar n-GaN surfaces / G. Moldovan, M.J. Roe, I. Harrison, M. Kappers, C.J. Humphreys, P.D. Brown // Philosophical Magazine. – 2006. – Vol. 86. – № 16. – P. 2315-2327.
168. Seredin P.V., A.O. Radam, D.L. Goloshchapov, A.S. Len'shin, N.S. Buylov, K.A. Barkov, D.N. Nesterov, A.M. Mizerov, S.N. Timoshnev, E.V. Nikitina, I.N. Arsentyev, Sh. Sharafidinov, S.A. Kukushkin, I.A. Kasatkin. On the Growth of Thin-Film AlGaIn/GaN Epitaxial Heterostructures on Hybrid Substrates Containing Layers of Silicon Carbide and Porous Silicon / P.V. Seredin, A.O. Radam, D.L. Goloshchapov, A.S. Len'shin, N.S. Buylov, K.A. Barkov, D.N. Nesterov, A.M. Mizerov, S.N. Timoshnev, E.V. Nikitina, I.N. Arsentyev, Sh. Sharafidinov, S.A. Kukushkin, I.A. Kasatkin // Semiconductors. – 2022. – Vol. 56. – № 4. – P. 253-258.

169. Iatsunskiy I., S. Jurga, V. Smyntyna, M. Pavlenko, V. Myndrul, A. Zaleska. Raman spectroscopy of nanostructured silicon fabricated by metal-assisted chemical etching / I. Iatsunskiy, S. Jurga, V. Smyntyna, M. Pavlenko, V. Myndrul, A. Zaleska // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. – 2014. – T. 9132.
170. Spizzirri P.G., J.-H. Fang, S. Rubanov, E. Gauja, S. Praver. Nano-Raman spectroscopy of silicon surfaces / P.G. Spizzirri, J.-H. Fang, S. Rubanov, E. Gauja, S. Praver // arXiv:1002.2692 [cond-mat]. – 2010.
171. Seredin P.V., D.L. Goloshchapov, A.S. Lenshin, I.A. Kasatkin. Effect of combination of etching modes on the design, structural and optical properties of the compliant substrates based on porous silicon / P.V. Seredin, D.L. Goloshchapov, A.S. Lenshin, I.A. Kasatkin // Optical Materials. – 2021. – Vol. 119. – P. 111358.
172. Wong L.H., C.C. Wong, J.P. Liu, D.K. Sohn, L. Chan, L.C. Hsia, H. Zang, Z.H. Ni, Z.X. Shen. Determination of Raman Phonon Strain Shift Coefficient of Strained Silicon and Strained SiGe / L.H. Wong, C.C. Wong, J.P. Liu, D.K. Sohn, L. Chan, L.C. Hsia, H. Zang, Z.H. Ni, Z.X. Shen // Japanese Journal of Applied Physics. – 2005. – Vol. 44. – № 11. – P. 7922-7924.
173. Dariani R.S., Z. Ahmadi. Study of porous silicon structure by Raman scattering / R.S. Dariani, Z. Ahmadi // Optik. – 2013. – Vol. 124. – № 22. – P. 5353-5356.
174. Li Q., W. Qiu, H. Tan, J. Guo, Y. Kang. Micro-Raman spectroscopy stress measurement method for porous silicon film / Q. Li, W. Qiu, H. Tan, J. Guo, Y. Kang // Optics and Lasers in Engineering. – 2010. – Vol. 48. – № 11. – P. 1119-1125.
175. Koryakin A.A., Yu.A. Ereemeev, A.V. Osipov, S.A. Kukushkin. The Influence of the Porosity of Silicon Layer on the Elastic Properties of Hybrid SiC/Si Substrates / A.A. Koryakin, Yu.A. Ereemeev, A.V. Osipov, S.A. Kukushkin // Technical Physics Letters. – 2021. – Vol. 47. – № 2. – P. 126-129.
176. Olivier A., H. Wang, A. Koke, D. Baillargeat. Gallium nitride nanowires grown by low pressure chemical vapour deposition on silicon substrate / A. Olivier, H. Wang, A. Koke, D. Baillargeat // International Journal of Nanotechnology. – 2014. – Vol. 11. – № 1/2/3/4. – P. 243.

177. Середин П.В., Д.Л. Голощапов, Д.С. Золотухин, А.С. Леньшин, А.М. Мизеров, И.Н. Арсентьев, Г. Ляйсте, М. Ринке. Электронные и оптические свойства гибридных гетероструктур GaN/por-Si(111) / П.В. Середин, Д.Л. Голощапов, Д.С. Золотухин, А.С. Леньшин, А.М. Мизеров, И.Н. Арсентьев, Г. Ляйсте, М. Ринке // Квантовая Электроника. – 2019. – Т. 49. – № 6. – С. 545-551.
178. Feng Y., V. Saravade, T.-F. Chung, Y. Dong, H. Zhou, B. Kucukgok, I.T. Ferguson, N. Lu. Strain-stress study of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}$ heterostructures on c-plane sapphire and related optical properties / Y. Feng, V. Saravade, T.-F. Chung, Y. Dong, H. Zhou, B. Kucukgok, I.T. Ferguson, N. Lu // Scientific Reports. – 2019. – Vol. 9. – № 1. – P. 10172.
179. Lughì V., D.R. Clarke. Defect and stress characterization of AlN films by Raman spectroscopy / V. Lughì, D.R. Clarke // Applied Physics Letters. – 2006. – Vol. 89. – № 24. – P. 241911.
180. Pfüller C., M. Ramsteiner, O. Brandt, F. Grosse, A. Rathsfeld, G. Schmidt, L. Geelhaar, H. Riechert. Raman spectroscopy as a probe for the coupling of light into ensembles of sub-wavelength-sized nanowires / C. Pfüller, M. Ramsteiner, O. Brandt, F. Grosse, A. Rathsfeld, G. Schmidt, L. Geelhaar, H. Riechert // Applied Physics Letters. – 2012. – Т. 101. – № 8. – С. 083104.
181. Okumura H., E. Sakuma, J.H. Lee, H. Mukaida, S. Misawa, K. Endo, S. Yoshida. Raman scattering of SiC: Application to the identification of heteroepitaxy of SiC polytypes / H. Okumura, E. Sakuma, J.H. Lee, H. Mukaida, S. Misawa, K. Endo, S. Yoshida // Journal of Applied Physics. – 1987. – Vol. 61. – Raman scattering of SiC. – № 3. – P. 1134-1136.
182. López-Honorato E., C. Brigden, R.A. Shatwell, H. Zhang, I. Farnan, P. Xiao, P. Guillermier, J. Somers. Silicon carbide polytype characterisation in coated fuel particles by Raman spectroscopy and ^{29}Si magic angle spinning NMR / E. López-Honorato, C. Brigden, R.A. Shatwell, H. Zhang, I. Farnan, P. Xiao, P. Guillermier, J. Somers // Journal of Nuclear Materials. – 2013. – Vol. 433. – № 1-3. – P. 199-205.
183. Середин П.В., Д.Л. Голощапов, Д.С. Золотухин, А.С. Леньшин, А.М. Мизеров, С.Н. Тимошнев, Е.В. Никитина (Демидова), И.Н. Арсентьев, С.А.

- Кукушкин. Оптические свойства гибридных гетероструктур GaN/SiC/por-Si/Si(111) / П.В. Середин, Д.Л. Голощапов, Д.С. Золотухин, А.С. Леньшин, А.М. Мизеров, С.Н. Тимошнев, Е.В. Никитина (Демидова), И.Н. Арсентьев, С.А. Кукушкин // Физика И Техника Полупроводников. – 2020. – Т. 54. – № 4. – С. 346-354.
184. Dai Y., S. Li, H. Gao, W. Wang, Q. Sun, Q. Peng, C. Gui, Z. Qian, S. Liu. Stress evolution in AlN and GaN grown on Si(111): experiments and theoretical modeling / Y. Dai, S. Li, H. Gao, W. Wang, Q. Sun, Q. Peng, C. Gui, Z. Qian, S. Liu // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. – 2016. – Vol. 27. – Stress evolution in AlN and GaN grown on Si(111). – № 2. – P. 2004-2013.
185. Tripathy S., S.J. Chua, P. Chen, Z.L. Miao. Micro-Raman investigation of strain in GaN and Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures grown on Si(111) / S. Tripathy, S.J. Chua, P. Chen, Z.L. Miao // Journal of Applied Physics. – 2002. – Vol. 92. – № 7. – P. 3503-3510.
186. Zhao D.G., S.J. Xu, M.H. Xie, S.Y. Tong, H. Yang. Stress and its effect on optical properties of GaN epilayers grown on Si(111), 6H-SiC(0001), and c-plane sapphire / D.G. Zhao, S.J. Xu, M.H. Xie, S.Y. Tong, H. Yang // Applied Physics Letters. – 2003. – Vol. 83. – № 4. – P. 677-679.
187. Qiu W., L. Ma, Q. Li, H. Xing, C. Cheng, G. Huang. A general metrology of stress on crystalline silicon with random crystal plane by using micro-Raman spectroscopy / W. Qiu, L. Ma, Q. Li, H. Xing, C. Cheng, G. Huang // Acta Mechanica Sinica. – 2018. – Vol. 34. – № 6. – P. 1095-1107.
188. Park A.H., T.H. Seo, S. Chandramohan, G.H. Lee, K.H. Min, S. Lee, M.J. Kim, Y.G. Hwang, E.-K. Suh. Efficient stress-relaxation in InGaN/GaN light-emitting diodes using carbon nanotubes / A.H. Park, T.H. Seo, S. Chandramohan, G.H. Lee, K.H. Min, S. Lee, M.J. Kim, Y.G. Hwang, E.-K. Suh // Nanoscale. – 2015. – Vol. 7. – № 37. – P. 15099-15105.
189. Середин П.В., Н.А. Курило, А.О. Радам, Н.С. Буйлов, Д.Л. Голощапов, С.А. Ивков, А.С. Леньшин, И.Н. Арсентьев, А.В. Нащекин, Ш.Ш. Шарофидинов, А.М. Мизеров, М.С. Соболев, Е.В. Пирогов, И.В. Семейкин. Исследования

полуполярного нитрида галлия, выращенного на m-сапфире хлоридной газофазной эпитаксией / П.В. Середин, Н.А. Курило, А.О. Радам, Н.С. Буйлов, Д.Л. Голощапов, С.А. Ивков, А.С. Леньшин, И.Н. Арсентьев, А.В. Нащекин, Ш.Ш. Шарофидинов, А.М. Мизеров, М.С. Соболев, Е.В. Пирогов, И.В. Семейкин // Конденсированные Среда И Межфазные Границы. – 2023. – Т. 25. – № 1. – С. 103-111.

190. Haboeck U., H. Siegle, A. Hoffmann, C. Thomsen. Lattice dynamics in GaN and AlN probed with first- and second-order Raman spectroscopy / U. Haboeck, H. Siegle, A. Hoffmann, C. Thomsen // *physica status solidi (c)*. – 2003. – Vol. n/a. – № 6. – P. 1710-1731.

191. Davydov V.Yu., N.S. Averkiev, I.N. Goncharuk, D.K. Nelson, I.P. Nikitina, A.S. Polkovnikov, A.N. Smirnov, M.A. Jacobson, O.K. Semchinova. Raman and photoluminescence studies of biaxial strain in GaN epitaxial layers grown on 6H-SiC / V.Yu. Davydov, N.S. Averkiev, I.N. Goncharuk, D.K. Nelson, I.P. Nikitina, A.S. Polkovnikov, A.N. Smirnov, M.A. Jacobson, O.K. Semchinova // *Journal of Applied Physics*. – 1997. – Vol. 82. – № 10. – P. 5097-5102.

192. Ishizawa S., K. Kishino, A. Kikuchi. Selective-Area Growth of GaN Nanocolumns on Si(111) Substrates Using Nitrided Al Nanopatterns by RF-Plasma-Assisted Molecular-Beam Epitaxy / S. Ishizawa, K. Kishino, A. Kikuchi // *Applied Physics Express*. – 2008. – Vol. 1. – № 1. – P. 015006.

193. Specht P., J.C. Ho, X. Xu, R. Armitage, E.R. Weber, R. Erni, C. Kisielowski. Band transitions in wurtzite GaN and InN determined by valence electron energy loss spectroscopy / P. Specht, J.C. Ho, X. Xu, R. Armitage, E.R. Weber, R. Erni, C. Kisielowski // *Solid State Communications*. – 2005. – Vol. 135. – № 5. – P. 340-344.

194. Tian Y., Y. Shao, Y. Wu, X. Hao, L. Zhang, Y. Dai, Q. Huo. Direct growth of freestanding GaN on C-face SiC by HVPE / Y. Tian, Y. Shao, Y. Wu, X. Hao, L. Zhang, Y. Dai, Q. Huo // *Scientific Reports*. – 2015. – Vol. 5. – № 1.

195. Demangeot F., J. Frandon, P. Baules, F. Natali, F. Semond, J. Massies. Phonon deformation potentials in hexagonal GaN / F. Demangeot, J. Frandon, P. Baules, F.

- Natali, F. Semond, J. Massies // *Physical Review B*. – 2004. – Vol. 69. – № 15. – P. 155215.
196. Kisielowski C., J. Krüger, S. Ruvimov, T. Suski, J.W. Ager, E. Jones, Z. Liliental-Weber, M. Rubin, E.R. Weber, M.D. Bremser, R.F. Davis. Strain-related phenomena in GaN thin films / C. Kisielowski, J. Krüger, S. Ruvimov, T. Suski, J.W. Ager, E. Jones, Z. Liliental-Weber, M. Rubin, E.R. Weber, M.D. Bremser, R.F. Davis // *Physical Review B*. – 1996. – Vol. 54. – № 24. – P. 17745-17753.
197. Seredin P.V., A.S. Lenshin, D.S. Zolotukhin, I.N. Arsentyev, D.N. Nikolaev, A.V. Zhabotinskiy. Experimental study of structural and optical properties of integrated MOCVD GaAs/Si(001) heterostructures / P.V. Seredin, A.S. Lenshin, D.S. Zolotukhin, I.N. Arsentyev, D.N. Nikolaev, A.V. Zhabotinskiy // *Physica B: Condensed Matter*. – 2018. – Vol. 530. – P. 30-37.
198. Shan W., J.W. Ager, K.M. Yu, W. Walukiewicz, E.E. Haller, M.C. Martin, W.R. McKinney, W. Yang. Dependence of the fundamental band gap of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ on alloy composition and pressure / W. Shan, J.W. Ager, K.M. Yu, W. Walukiewicz, E.E. Haller, M.C. Martin, W.R. McKinney, W. Yang // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – Vol. 85. – № 12. – P. 8505-8507.
199. Dinh D.V., N. Hu, Y. Honda, H. Amano, M. Pristovsek. Aluminium incorporation in polar, semi- and non-polar AlGaN layers: a comparative study of x-ray diffraction and optical properties / D.V. Dinh, N. Hu, Y. Honda, H. Amano, M. Pristovsek // *Scientific Reports*. – 2019. – Vol. 9. – Aluminium incorporation in polar, semi- and non-polar AlGaN layers. – № 1. – P. 15802.
200. Seredin P.V., A.S. Lenshin, A.M. Mizerov, H. Leiste, M. Rinke. Structural, optical and morphological properties of hybrid heterostructures on the basis of GaN grown on compliant substrate por-Si(111) / P.V. Seredin, A.S. Lenshin, A.M. Mizerov, H. Leiste, M. Rinke // *Applied Surface Science*. – 2019. – Vol. 476. – P. 1049-1060.
201. Tauc J. Optical properties of semiconductors in the visible and ultra-violet ranges / Tauc J. // *Progress in Semiconductors*, Heywood, London. – 1965. – T. 9. – C. 87-133.
202. Ishikawa H., K. Shimanaka, M. Azfar bin M. Amir, Y. Hara, M. Nakanishi. Improved MOCVD growth of GaN on Si-on-porous-silicon substrates / H. Ishikawa, K.

- Shimanaka, M. Azfar bin M. Amir, Y. Hara, M. Nakanishi // *physica status solidi (c)*. – 2010. – Vol. 7. – № 7-8. – P. 2049-2051.
203. Seredin P.V., D.L. Goloshchapov, A.S. Lenshin, A.M. Mizerov, D.S. Zolotukhin. Influence of por-Si sublayer on the features of heteroepitaxial growth and physical properties of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{Si}(111)$ heterostructures with nanocolumn morphology of thin film / P.V. Seredin, D.L. Goloshchapov, A.S. Lenshin, A.M. Mizerov, D.S. Zolotukhin // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. – 2018. – Vol. 104. – P. 101-110.
204. Abud S.H., A.M. Selman, Z. Hassan. Investigation of structural and optical properties of GaN on flat and porous silicon / S.H. Abud, A.M. Selman, Z. Hassan // *Superlattices and Microstructures*. – 2016. – Vol. 97. – P. 586-590.
205. Gommé G., G. Gautier, M. Portail, E. Frayssinet, D. Alquier, Y. Cordier, F. Semond. A detailed study of AlN and GaN grown on silicon-on-porous silicon substrate: AlN and GaN grown on silicon-on-porous silicon substrate / G. Gommé, G. Gautier, M. Portail, E. Frayssinet, D. Alquier, Y. Cordier, F. Semond // *physica status solidi (a)*. – 2017. – Vol. 214. – A detailed study of AlN and GaN grown on silicon-on-porous silicon substrate. – № 4. – P. 1600450.
206. Cherkashin N.A., A.V. Sakharov, A.E. Nikolaev, V.V. Lundin, S.O. Usov, V.M. Ustinov, A.S. Grashchenko, S.A. Kukushkin, A.V. Osipov, A.F. Tsatsul'nikov. Peculiarities of Epitaxial Growth of III–N LED Heterostructures on SiC/Si Substrates / N.A. Cherkashin, A.V. Sakharov, A.E. Nikolaev, V.V. Lundin, S.O. Usov, V.M. Ustinov, A.S. Grashchenko, S.A. Kukushkin, A.V. Osipov, A.F. Tsatsul'nikov // *Technical Physics Letters*. – 2021.