

В. С. Волчѣк, В. Р. Сѣмпіцкіі

КОНСТРУКТИВНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ
ОСОБЕННОСТИ ПРИБОРОВ ФОТОНИКИ,
СИЛОВОЙ И СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКИ НА ОСНОВЕ
ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Минск
«Беспрінт»
2024

Волчѣк, В. С. Конструктивно-технологические особенности приборов фотоники, силовой и СВЧ-электроники на основе широкозонных полупроводников : монография / В. С. Волчѣк, В. Р. Стемпицкий. – Минск : Бестпринт , 2024. – 233 с. : ил. – ISBN 978-985-7267-38-5.

В монографии излагаются концептуально-методические аспекты компьютерного проектирования приборных структур фотоники, силовой и СВЧ-электроники на основе нитрида галлия. Приводятся примеры практического использования методов приборного моделирования для решения типовых задач в области микроэлектроники на основе нитрида галлия.

Предназначена для научных работников, специалистов, студентов и аспирантов, специализирующихся на решении проблем, связанных с компьютерным проектированием приборных структур микроэлектроники.

Табл. 32. Ил. 98. Библиогр: 344 назв.

*Рекомендовано к изданию Советом учреждения образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»,
протокол № 1 от 30.08.2024*

Р е ц е н з е н т ы :

Лабунов В. А. – академик НАН Беларуси, иностранный член РАН, доктор технических наук, профессор, главный научный сотрудник НИЛ 4.6 «Интегрированные микро- и наносистемы» НИЧ БГУИР;

Белоус А. И. – член-корреспондент НАН Беларуси, доктор технических наук, профессор, заместитель генерального директора по научно-техническим программам и научной работе ОАО «ИНТЕГРАЛ» – управляющая компания холдинга «ИНТЕГРАЛ»

ОГЛАВЛЕНИЕ

Перечень сокращений и обозначений	6
Глава 1. Гетероструктуры на основе нитридов элементов третьей группы ...	12
1.1. Физические процессы, протекающие в гетероструктурах на основе нитридов элементов третьей группы	14
1.1.1. Квантовый захват	14
1.1.2. Квантовые гетероструктуры	19
1.1.3. Модуляционно-легированные структуры	21
1.2. Свойства нитридов элементов третьей группы	25
1.3. Технологические методы получения тонких пленок и гетероструктур на основе нитридов элементов третьей группы	30
1.3.1. Химическое осаждение металлоорганических соединений из газовой фазы	30
1.3.2. Химическое осаждение из газовой фазы при пониженном давлении	34
1.3.3. Плазменно-химическое осаждение из газовой фазы.....	34
1.3.4. Атомно-слоевое осаждение.....	36
1.3.5. Молекулярно-лучевая эпитаксия.....	38
1.3.6. Хлорид-гидридная газофазная эпитаксия.....	40
Глава 2. Конструктивно-технологические особенности и принцип действия транзисторов с высокой подвижностью электронов на основе нитрида галлия	42
2.1. Конструктивные элементы транзисторов с высокой подвижностью электронов на основе нитрида галлия.....	44
2.1.1. Выбор материала подложки.....	44
2.1.2. Слой зарождения.....	47
2.1.3. Буферный слой	47
2.1.4. Промежуточный слой – спейсер.....	48
2.1.5. Барьерный слой	48
2.1.6. Омические контакты.....	48
2.1.7. Контакт Шоттки	49

2.2. Методы достижения работы в режиме обогащения	50
2.3. Коллапс тока и пассивация поверхности.....	52
2.4. Физические механизмы электрического пробоя	54
2.4.1. Подпороговый ток утечки между истоком и стоком	56
2.4.2. Ток утечки через контакт Шоттки затвора.....	58
2.4.3. Вертикальный ток утечки.....	59
2.5. Эффект саморазогрева и методы снижения рабочей температуры	61
Глава 3. Методика моделирования транзисторов с высокой подвижностью электронов на основе нитрида галлия.....	67
3.1. Система фундаментальных уравнений физики полупроводниковых приборов.....	67
3.1.1. Граничные условия	72
3.1.2. Параметры зонной структуры.....	74
3.1.3. Подвижность электронов	78
3.1.4. Электрическая поляризация.....	81
3.1.5. Ловушечные состояния	90
3.1.6. Ударная ионизация	92
3.1.7. Моделирование квантовых эффектов	93
3.2. Уравнение теплового потока	97
Глава 4. Обзор теоретических и экспериментальных работ по теплопроводности нитрида галлия	105
4.1. Механизмы переноса тепла в неметаллических кристаллах	106
4.2. Теоретические исследования теплопроводности нитрида галлия	110
4.3. Экспериментальные исследования теплопроводности нитрида галлия	117
Глава 5. Приборное моделирование транзисторов с высокой подвижностью электронов с теплоотводящим элементом на основе графена	125
5.1. Конструкция транзистора с высокой подвижностью электронов с теплоотводящим элементом на основе графена	131
5.2. Электрические характеристики по постоянному току транзисторов с высокой подвижностью электронов с теплоотводящим элементом на основе графена.....	136

5.3. Частотные характеристики в режиме малого сигнала транзисторов с высокой подвижностью электронов с теплоотводящим элементом на основе графена.....	147
5.4. Временные характеристики транзисторов с высокой подвижностью электронов с теплоотводящим элементом на основе графена	153
Глава 6. Приборное моделирование транзисторов с высокой подвижностью электронов с теплоотводящим элементом на основе нитрида бора	158
6.1. Технологические методы получения тонких пленок кубического нитрида бора	162
6.1.1. Электронно-лучевое испарение с ионным ассистированием.....	163
6.1.2. Импульсное лазерное осаждение с ионным ассистированием	165
6.1.3. Магнетронное распыление.....	166
6.1.4. Плазменно-химическое осаждение из газовой фазы.....	168
6.2. Электрические характеристики по постоянному току транзисторов с высокой подвижностью электронов с теплоотводящим элементом на основе нитрида бора.....	169
6.3. Частотные характеристики в режиме малого сигнала транзисторов с высокой подвижностью электронов с теплоотводящим элементом на основе нитрида бора.....	181
6.4. Временные характеристики транзисторов с высокой подвижностью электронов с теплоотводящим элементом на основе нитрида бора	184
6.5. Оптимизация геометрических параметров транзистора с высокой подвижностью электронов с теплоотводящими элементами на основе графена и нитрида бора	189
Глава 7. Инфракрасные фотодетекторы, использующие межподзонные переходы в квантовых ямах на основе нитрида галлия	197
7.1. Методика моделирования инфракрасных фотодетекторов, использующих межподзонные переходы в квантовых ямах.....	198
7.2. Результаты моделирования инфракрасных фотодетекторов, использующих межподзонные переходы в квантовых ямах.....	203
ЛИТЕРАТУРА	209

ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ

ДЭГ	–	двумерный электронный газ
КТР	–	коэффициент теплового расширения
ПММА	–	полиметилметакрилат
СВЧ	–	сверхвысокочастотный
ТВПЭ	–	транзистор с высокой подвижностью электронов
ТОЭ	–	теплоотводящий элемент
ТПЭ	–	теплопоглощающий элемент
CVD	–	химическое осаждение из газовой фазы (англ. <i>chemical vapor deposition</i>)
HVPE	–	хлорид-гидридная газофазная эпитаксия (англ. <i>hydride vapor phase epitaxy, HVPE</i>)
LEO	–	латеральное эпитаксиальное наращивание (англ. <i>lateral epitaxial overgrowth, LEO</i>)
МОСVD	–	химическое осаждение металлоорганических соединений из газовой фазы (англ. <i>metalorganic chemical vapor deposition</i>)
PECVD	–	плазменно-химическое осаждение из газовой фазы (англ. <i>plasma-enhanced chemical vapor deposition</i>)
QWIP	–	quantum well infrared photodetector
a_0, c_0	–	параметры решетки
B	–	объемный модуль упругости
C_p	–	удельная теплоемкость, полученная при постоянном давлении
C_v	–	объемная теплоемкость
c	–	скорость света
c_{13}, c_{33}	–	постоянные упругости
D_n, D_p	–	коэффициент диффузии электронов и дырок
\vec{D}	–	электрическая индукция

d	– среднее свободное смещение; межподзонный дипольный момент
E	– кинетическая энергия электрона; энергия подзоны
E_0	– уровень вакуума
E_{br}	– напряженность электрического поля пробоя
E_c	– дно зоны проводимости
E_{crit}	– критическая напряженность электрического поля
E_g	– ширина запрещенной зоны
$E_{trap.don},$ $E_{trap.acc}$	– уровень энергии донорных и акцепторных ловушек
E_v	– потолок валентной зоны
\vec{E}	– напряженность электрического поля
\vec{E}_p	– напряженность электрического поля поляризаационных зарядов
e_{31}, e_{33}	– пьезоэлектрические постоянные
f	– функция распределения Ферми–Дирака
f_{max}	– максимальная частота генерации
f_T	– граничная частота
G_n, G_p	– скорость генерации электронов и дырок
g_{2D}, g_{3D}	– плотность электронных состояний в двумерном и трехмерном пространстве
H	– скорость тепловыделения
h	– постоянная Планка
\hbar	– редуцированная постоянная Планка
I	– величина изотопического эффекта
I_D	– ток стока
\vec{J}_n, \vec{J}_p	– плотность электронного и дырочного тока
$k_{trap.don},$ $k_{trap.acc}$	– количество донорных и акцепторных ловушечных уровней

\vec{k}	–	волновой вектор электрона
l	–	средняя длина свободного пробега фононов
m_c	–	число эквивалентных зон проводимости
m_{hh}, m_{lh}	–	эффективная масса тяжелой и легкой дырки
m_e^*, m_h^*	–	эффективная масса плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне
$m_e^{\square}, m_e^{\perp}$	–	продольная и поперечная составляющая эффективной массы электрона
$m_h^{\square}, m_h^{\perp}$	–	продольная и поперечная составляющая эффективной массы дырки
$m_{hh}^{\square}, m_{hh}^{\perp}$	–	продольная и поперечная составляющая эффективной массы тяжелой дырки
$m_{lh}^{\square}, m_{lh}^{\perp}$	–	продольная и поперечная составляющая эффективной массы легкой дырки
\bar{m}	–	средняя масса атомов в одном моле вещества
N	–	число электронов, приходящееся на единицу объема, в подзоне
N_c, N_v	–	эффективная плотность состояний в зоне проводимости и валентной зоне
N_d	–	концентрация донорной примеси
$N_{\text{trap.don}}, N_{\text{trap.acc}}$	–	концентрация донорных и акцепторных ловушек
N_a^-, N_d^+	–	концентрация ионизированной акцепторной и донорной примеси
$N_{\text{trap.don}}^+, N_{\text{trap.acc}}^-$	–	концентрация ионизированных донорных и акцепторных ловушек с определенным уровнем энергии
n	–	главное квантовое число; концентрация электронов
n_0, p_0	–	поверхностная концентрация электронов и дырок в случае омического контакта

n_s, p_s	–	поверхностная концентрация электронов и дырок в случае контакта Шоттки
n_{int}	–	собственная концентрация носителей заряда
n_r	–	действительная часть показателя преломления
\bar{n}	–	равновесная групповая населенность фононов
P_{out}	–	выходная мощность
P_{pe}	–	пьезоэлектрическая поляризация
P_{sp}	–	спонтанная поляризация
\vec{P}	–	вектор поляризации
p	–	концентрация дырок
$p_{\text{trap.don}}$	–	вероятность ионизации донорных и акцепторных ловушек
$p_{\text{trap.acc}}$		
Q	–	плотность заряда, обусловленного наличием ловушек и других дефектов
Q_b	–	плотность связанного заряда
Q_f	–	плотность сторонних зарядов
Q_{int}	–	поверхностная плотность интерфейсного заряда
q	–	элементарный заряд
\vec{q}	–	волновой вектор фонона
R_n, R_p	–	скорость рекомбинации электронов и дырок
$r_{\text{trap.acc.n}}$	–	скорость эмиссии электронов и дырок с акцепторных ловушек
$r_{\text{trap.acc.p}}$		
$r_{\text{trap.don.n}}$	–	скорость эмиссии электронов и дырок с донорных ловушек
$r_{\text{trap.don.p}}$		
T	–	температура
T_0	–	температура окружающей среды
T_{max}	–	максимальная температура, достигаемая в приборной структуре
U	–	потенциальная энергия электрона

u	–	длина связи между анионом и катионом вдоль оси c
V	–	объем элементарной ячейки
V_{DS}	–	напряжение сток-исток
V_{GS}	–	напряжение затвор-исток
V_T	–	тепловой потенциал
V_{br}	–	напряжение электрического пробоя
v	–	скорость распространения колебаний решетки
v_{sat}	–	скорость электронов при насыщении
W	–	работа выхода
α	–	коэффициент переноса тепла между материалом и окружающей средой; коэффициент поглощения
α_a, α_c	–	коэффициент теплового расширения вдоль оси a, c
α_n, α_p	–	коэффициент ударной ионизации для электронов и дырок
α_V	–	коэффициент объемного теплового расширения
Γ	–	уширение спектральной линии
γ	–	постоянная Грюнаизена
Δt_{cool}	–	время, необходимое для охлаждения приборной структуры
Δt_{rec}	–	время, необходимое для восстановления тока стока после коллапса
$\delta_{trap.don}$	–	степень спинового вырождения для донорных и акцепторных ловушек
$\delta_{trap.acc}$	–	
δ	–	средний линейный размер объема, занимаемого одним атомом в кристалле
ϵ	–	относительная диэлектрическая проницаемость
ϵ_0	–	электрическая постоянная
η	–	эффективность отведения тепла
θ_D	–	температура Дебая
κ	–	теплопроводность
κ_B	–	постоянная Больцмана

$\kappa_{in}, \kappa_{out}$	– теплопроводность вдоль направления [100] и вдоль направления [001]
$\kappa_{pure}, \kappa_{nat}$	– теплопроводность изотопически чистого кристалла и кристалла с природным распределением изотопов
Λ_{BQP}	– эффективный поправочный квантовый потенциал Бома
Λ_{DG}	– поправочный потенциал модели градиента плотности
λ	– длина волны
μ_n, μ_p	– подвижность электронов и дырок
μ_n^0	– подвижность электронов в слабом электрическом поле
ρ	– удельное электрическое сопротивление; плотность
$\vec{\sigma}$	– тензор механических напряжений
τ	– суммарное время релаксации
τ_N, τ_R	– время релаксации нормальных и резистивных процессов
τ_U	– время релаксации трехфононных процессов переброса
τ_n, τ_p	– время жизни электронов и дырок на ловушечном уровне
v	– групповая скорость фононов
ϕ	– электростатический потенциал
ϕ_O	– поверхностный потенциал в случае омического контакта
ϕ_S	– поверхностный потенциал в случае контакта Шоттки
ϕ_b	– высота барьера Шоттки
ϕ_n, ϕ_p	– квазиуровень Ферми для электронов и дырок
χ	– сродство к электрону
ψ	– волновая функция электрона
ω	– угловая частота

ГЛАВА 1. ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ ЭЛЕМЕНТОВ ТРЕТЬЕЙ ГРУППЫ

Центральной движущей силой всей электронной промышленности является полупроводниковая электроника, занимающаяся разработкой и производством различных полупроводниковых приборов и устройств. Согласно отчету отраслевой организации Semiconductor Industry Association, в 2023 году валовой объем продаж полупроводников по всему миру составил 526,8 млрд долларов США [1]. Ведущими аналитиками прогнозируется, что к 2029 году при совокупном среднегодовом темпе роста 12,2 % размер глобального рынка полупроводниковой индустрии может достигнуть уровня 1380,8 млрд долларов США [2]. Предполагается, что рост будет обеспечиваться в первую очередь за счет увеличения объема производства потребительской электроники, а также развития таких технологий, как: искусственный интеллект, машинное обучение и интернет вещей.

Освоение производства силовых полупроводниковых приборов в середине прошлого века послужило толчком к интенсивному развитию твердотельной силовой электроники. Силовые приборы предназначены для управления, переключения и преобразования электрической энергии. Актуальные сегменты рынка силовой электроники включают элементы солнечной энергетики, ветрогенераторы, промышленные электродвигатели, электротранспорт и зарядную инфраструктуру [3]. Силовая электроника тесно взаимосвязана с другими областями электроники. С одной стороны, ее развитие открывает новые возможности перед ними, а с другой – совершенствование уже существующих и появление новых областей электроники приводит к увеличению потребления электроэнергии и стимулирует последующее развитие силовой электроники и ее элементной базы с упором на повышение энергоэффективности.

Основным материалом твердотельной силовой электроники по-прежнему остается кремний. Однако кремниевая технология постепенно достигает предела своего развития. Как следствие, наблюдается тенденция к последовательному вытеснению кремниевых силовых приборов передовыми аналогами на основе широкозонных полупроводников, в том числе нитрида галлия GaN, являющегося представителем нитридов элементов третьей группы периодической системы химических элементов. В 2022 году размер мирового рынка силовой электроники на основе нитрида галлия, охватывающего силовые дискретные приборы, интегральные микросхемы и блоки питания, составил 2,2 млрд долларов США и, как ожидается, будет в дальнейшем расти на 25,5% ежегодно [4]. Повышенный интерес в силовой

электронике к этому материалу обусловлен удачным сочетанием его физических свойств – высокой подвижности электронов, большой скорости электронов при насыщении, высокой напряженности электрического поля пробоя, отличной температурной и радиационной стабильности. Кроме того, этот полупроводник может использоваться для формирования разнообразных высококачественных гетероструктур с другими нитридами элементов третьей группы.

Одним из самых перспективных полупроводниковых приборов не только силовой, но и СВЧ-электроники является реализованный на основе нитридов элементов третьей группы полевой транзистор класса ТВПЭ, или гетероструктурный полевой транзистор (англ. *high electron mobility transistor*, *HEMT* или *heterostructure field-effect transistor*, *HFET*). Принцип действия ТВПЭ, основным элементом конструкции которого является гетеропереход – контакт между двумя полупроводниковыми материалами с различной шириной запрещенной зоны, – заключается в управлении внешним электрическим полем сопротивлением токопроводящего канала. В присутствии квантового захвата, реализуемого в области гетероперехода, носители заряда в канале, представляющем собой потенциальную яму с треугольным профилем распределения потенциала, образуют ДЭГ – электронный газ, в котором свободное движение частиц ограничено только двумя пространственными измерениями. Для этого прибора характерны очень низкое сопротивление в открытом состоянии, большая плотность тока благодаря высоким значениям концентрации и подвижности носителей в ДЭГ и при этом высокая скорость переключения вследствие минимальной входной емкости [3].

Нитриды элементов третьей группы играют ключевую роль в еще одной области электроники – оптоэлектронике, которая занимается вопросами совместного использования оптических и электрических сигналов в качестве носителей информации, а также преобразования оптической энергии в электрическую, и наоборот. Сформированный именно с помощью пленок нитрида галлия электронно-дырочный переход позволил получить первый светодиод, излучающий в ультрафиолетовом и синем диапазонах электромагнитного спектра [5]. Кроме светоизлучающей способности для нитридов элементов третьей группы также свойственна высокая светопоглощающая способность на различных участках спектра. Благодаря большому диапазону значений ширины запрещенной зоны (от 0,7 эВ для нитрида индия InN до 6,2 эВ для нитрида алюминия AlN) система материалов (Al,Ga,In)N перекрывает область от дальнего ультрафиолетового до ближнего инфракрасного излучения. Такая уникальная особенность

делает эти материалы многообещающими для применения в системах оптического детектирования. Среди преимуществ фотодетекторов на основе нитридов элементов третьей группы можно отметить их высокую внутреннюю квантовую эффективность. Кроме того, для них характерна превосходная химическая и температурная стабильность, что позволяет использовать их в условиях жесткой эксплуатации, например, при низких или высоких температурах, повышенной влажности.

Перспективным фотодетектором инфракрасного излучения считается прибор, принцип работы которого основан на межподзонных переходах в квантовых ямах (англ. *quantum well infrared photodetector, QWIP*) [6]. В 2022 году объем мирового рынка фотодетекторов этого класса составил 2,8 млрд долларов США и будет ежегодно увеличиваться на 12,7 % [7]. Главным фактором роста, предположительно, будут возрастающие расходы на сектор безопасности и обороны. Впервые явление оптического межподзонного поглощения было обнаружено в квантовых ямах на основе арсенида галлия [8]. Нынешний уровень развития арсенид-галлиевой технологии позволяет изготавливать фотодетекторы, которые могут быть настроены для работы в диапазоне от среднего инфракрасного до терагерцевого излучения. Однако область более коротких длин волн (до 3 мкм) является для них недоступной. По этой причине практической значимостью обладают фотодетекторы на основе нитридов элементов третьей группы, способные функционировать в ближнем инфракрасном диапазоне [9]. Достаточно привлекательной также выглядит возможность их использования в области терагерцевых частот [10].

1.1. Физические процессы, протекающие в гетероструктурах на основе нитридов элементов третьей группы

Электронные приборы, сформированные на основе полупроводниковых гетероструктур, в том числе ТВПЭ и фотодетекторы, использующие межподзонные переходы в квантовых ямах, представляют собой типичные квантовые устройства, поведение носителей заряда в которых определяется фундаментальными квантово-механическими явлениями, такими как квантовый захват.

1.1.1. Квантовый захват

В физике твердого тела и статистической физике важнейшим параметром, позволяющим определить число энергетических уровней в

единичном интервале энергии, приходящееся на единицу объема квантово-механической системы, является плотность состояний. В трехмерном пространстве плотность электронных состояний рассчитывается с помощью непрерывной параболической функции энергии:

$$g_{3D}(E) = \frac{m_e^* \sqrt{2m_e^* E}}{\pi^2 \hbar^3}, \quad (1.1)$$

где m_e^* – эффективная масса плотности состояний в зоне проводимости, кг;
 E – кинетическая энергия электрона, Дж;
 \hbar – редуцированная постоянная Планка, Дж·с.

В волновом представлении плотность состояний как функция энергии выражается согласно закону дисперсии, связывающего энергию и волновой вектор \vec{k} . Кинетическая энергия электрона, движущегося в трехмерном пространстве, зависит от абсолютной величины и направления волнового вектора:

$$E = \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)}{2m_e^*}, \quad (1.2)$$

где k_x , k_y и k_z – пространственные составляющие волнового вектора, $1/\text{м}^2$.

В низкоразмерных структурах свободное движение частицы, то есть движение без взаимодействия с другими частицами, может ограничиваться как минимум в одном из направлений, а именно в том, в котором геометрический размер структуры настолько мал, что его можно сравнить с длиной волны де Бройля этой частицы. Здесь под низкоразмерной понимается структура, физические свойства которой хотя бы в одном из пространственных измерений принципиально отличаются от свойств объемного материала, из которого эта структура сформирована. Ограничение движения частицы в одном, двух или трех пространственных измерениях при условии, что размерные параметры физической системы и длина волны де Бройля частицы находятся в пределах одного порядка, называется квантовым захватом, или квантовым конфайнментом [11]. Вследствие корпускулярно-волнового дуализма эффект квантового захвата в низкоразмерных структурах приводит к конечному (ненулевому) минимальному значению энергии электронов (дырок) и дискретности разрешенных энергетических состояний в этих структурах.

Если в низкоразмерной структуре свободное движение электрона ограничивается в одном направлении (допустим, это будет направление вдоль оси X), то его потенциальная энергия $U(x)$ зависит только от одной пространственной координаты (одномерная задача). В этом случае в качестве простейшей для анализа рассматривается модель движения электрона в прямоугольной бесконечно глубокой потенциальной яме (квантовой яме с бесконечно высокими стенками) шириной a , изображенной на рисунке 1.1 [12].

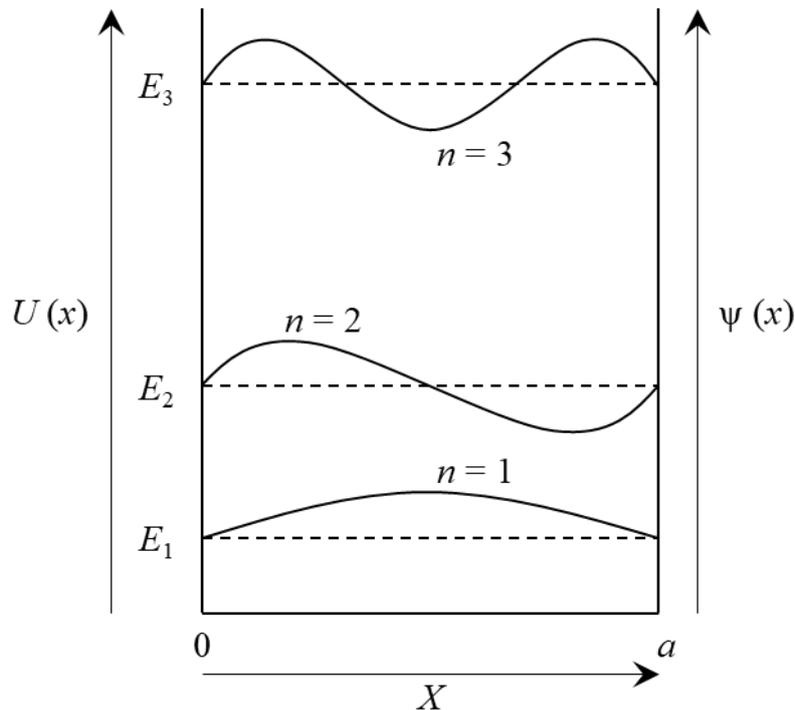


Рисунок 1.1 – Волновые функции электрона в квантовой яме с бесконечно высокими стенками

Так как бесконечно высокий потенциальный барьер ($U = \infty$) квантовой ямы препятствует проникновению электрона за ее пределы, расположение частицы ограничивается областью $0 < x < a$, где потенциальная энергия равна нулю. Уравнение Шредингера в этой области приобретает следующий вид:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m_e^*}{\hbar^2} E\psi = 0; \quad (1.3)$$

с граничными условиями:

$$\psi(0) = 0, \quad \psi(a) = 0, \quad (1.4)$$

где ψ – волновая функция электрона, $1/\text{м}^{3/2}$.

Это уравнение имеет вещественные решения вида стоячей плоской волны:

$$\psi(x) = A \sin(kx + c), \quad (1.5)$$

где A и c – постоянные величины.

Из первого граничного условия $\psi(0) = 0$ следует, что $A \sin c = 0$ и $c = 0$. Второе граничное условие $\psi(a) = 0$ приводит к соотношению $A \sin(ka) = 0$, которое для $A \neq 0$ выполняется при:

$$ka = n\pi, \quad (1.6)$$

где $n = 1, 2, \dots$ (главное квантовое число).

Подставляя (1.6) в (1.2), можно получить выражение для полной энергии электрона, движущегося в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e^* a^2} n^2. \quad (1.7)$$

Главной особенностью полученного энергетического спектра является его дискретность. Электрон, находящийся в ограниченной области пространства, может заполнять только квантованные энергетические уровни, при этом самый низкий уровень, соответствующий $n = 1$, имеет энергию, которая всегда больше нуля. Ненулевая минимальная энергия отличает квантово-механическую систему от классической, в которой энергия электрона на дне потенциальной ямы равна нулю.

Волновые функции электрона в бесконечно глубокой потенциальной яме имеют следующий вид:

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{\pi n}{a} x\right). \quad (1.8)$$

В твердотельных структурах квантовый захват может быть достигнут в любых пространственных измерениях. В соответствии с числом измерений, в которых ограничение движения отсутствует, элементарные структуры с пониженной размерностью делятся на следующие три класса: квантовые пленки, квантовые проволоки (квантовые струны) и квантовые точки. Квантовые пленки являются двумерными структурами, в которых квантовый

захват реализуется лишь в одном направлении – перпендикулярно пленке (предположим, что это направление вдоль оси Z). Свободное движение электронов в этих структурах может осуществляться только в плоскости XY . Выражение для их энергии выводится путем сложения непрерывных составляющих в направлениях X и Y , а также дискретных значений, определяемых квантовым захватом в направлении Z :

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_e^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_e^*} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e^* d^2} n^2, \quad (1.9)$$

где d – толщина пленки, м.

Энергетическая диаграмма квантовой пленки в k -пространстве состоит из совокупности параболических зон, которые, перекрываясь, формируют подзоны. В отличие от трехмерного пространства, в котором плотность электронных состояний описывается непрерывной параболической функцией (1.1), в квантовой пленке зависимость плотности электронных состояний от энергии имеет ступенчатый вид [13]:

$$g_{2D}(E) = \frac{m_e^*}{\pi \hbar^2 d} \sum_i \theta(E - E_i), \quad i = 1, 2, \dots, \quad (1.10)$$

где $\theta(E - E_i)$ – ступенчатая функция.

Движение электронов в квантовых пленках часто рассматривается в рамках модели ДЭГ.

Для формирования квантовых пленок применяются как стандартные технологические приемы микроэлектроники, так и нанотехнология. К последней относятся методы, используемые для контролируемого получения структур с размерами, хотя бы в одном направлении не превышающими 100 нм. Эти методы можно разделить на две группы. Первую группу составляют технологии, в основе которых лежит принцип «сверху-вниз», подразумевающий формирование структур с заданными параметрами посредством селективного травления материала, предварительно осажденного на подложку. Вторая группа включает технологии, в которых реализуется принцип «снизу-вверх», предполагающий создание структур путем избирательного осаждения атомов и молекул на определенные участки подложки.

1.1.2. Квантовые гетероструктуры

Один из относительно легко реализуемых, с технологической точки зрения, методов достижения квантового захвата в твердотельных структурах заключается в использовании электрического поля, причем как внутреннего, полученного за счет специфической конфигурации структуры, так и внешнего. Среди систем, в которых условия для квантового захвата создаются внутренним электрическим полем, значительный практический интерес представляют квантовые гетероструктуры и модуляционно-легированные структуры. Квантовая гетероструктура представляет собой структуру, состоящую из двух или более различных материалов, в переходных слоях которой может происходить квантовый захват [11]. Для формирования квантовых гетероструктур, составляющих основу таких приборов оптоэлектроники, как инфракрасный фотодетектор с квантовыми ямами, выполняется поочередное осаждение полупроводниковых материалов с различной шириной запрещенной зоны. Низкоразмерная область, в которой наблюдается квантовый захват, образуется в материале с меньшей запрещенной зоной, толщина которого обычно составляет несколько нанометров. Соседние области материала с большей шириной запрещенной зоны создают потенциальный барьер, играя роль стенок конечной высоты для квантовой ямы.

Для построения энергетической диаграммы полупроводниковой гетероструктуры необходимо предварительно установить взаимное расположение энергетических зон контактирующих материалов, так как границы соответствующих зон, как правило, не совпадают. В зависимости от взаимного расположения энергетических зон гетероструктуры делятся на три типа, энергетические диаграммы которых приведены на рисунке 1.2, где подразумевается, что ширина запрещенной зоны материала «А» больше, чем у материала «В».

В пространственно прямозонной структуре (тип I) (рис. 1.2, а) дно зоны проводимости E_c материала с широкой запрещенной зоной лежит выше дна зоны проводимости материала с узкой запрещенной зоной. В случае валентных зон ситуация противоположная – потолок валентной зоны E_v материала с широкой запрещенной зоной располагается ниже потолка валентной зоны материала с узкой запрещенной зоной. Такая конфигурация энергетических зон способствует накоплению и квантовому захвату электронов и дырок в одной и той же области, то есть в области материала с узкой запрещенной зоной.

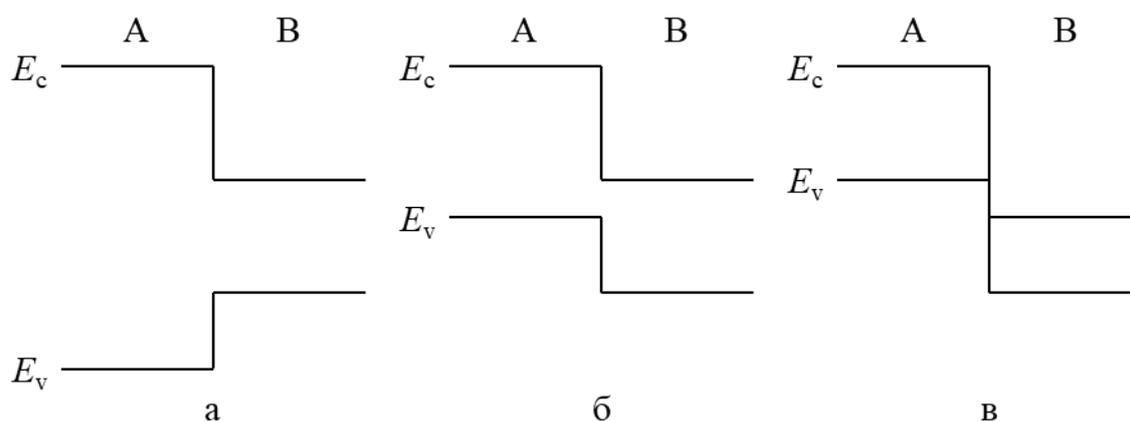


Рисунок 1.2 – Взаимное расположение энергетических зон в полупроводниковых гетероструктурах, образованных широкозонным материалом «А» и узкозонным материалом «В»: а – тип I или пространственно прямозонная структура; б – тип II или пространственно непрямоzonная структура; в – тип III или разрывная структура

В пространственно непрямоzonной структуре (тип II) (рис. 1.2, б) потолок валентной зоны широкозонного полупроводника располагается выше потолка валентной зоны узкоzonного полупроводника, что приводит к накоплению и квантовому захвату электронов и дырок в разных областях.

Разрывная структура (структура с промежуточным слоем, тип III) (рис. 1.2, в) примечательна тем, что запрещенные зоны материалов «А» и «В» не перекрываются. Этот вариант встречается достаточно редко и является отличительной особенностью, например, гетероперехода GaSb/InAs [14].

Одним из видов твердотельных квантовых гетероструктур являются сверхрешетки, формируемые из полупроводников, электронные свойства которых схожи, но в то же время обязательно различны. Согласно определению, принятому в качестве стандартного, сверхрешеткой называется твердотельная структура, в которой помимо периодического потенциала кристаллической решетки присутствует дополнительный потенциал, период которого существенно превышает параметр решетки [11]. Среди полупроводников можно подобрать немногочисленные комбинации двух материалов, параметры решетки которых почти совпадают [13]. На основе таких комбинаций образуются псевдоморфные сверхрешетки. Однако рассогласование параметров решеток иногда не препятствует псевдоморфному росту одного материала на другом. До тех пор, пока формируемый слой остается достаточно тонким, осаждаемые атомы могут воспроизводить параметр решетки подложки, даже несмотря на то, что итоговое расположение атомов может отличаться от равновесного в объемном материале. Таким образом образуется напряженная сверхрешетка.

Увеличение толщины формируемого слоя сопровождается возрастанием внутренних напряжений. При достижении толщиной определенного критического значения эти напряжения релаксируют путем образования дислокаций несоответствия, в результате чего кристаллическая решетка осаждаемого материала возвращает свою естественную конфигурацию. Последующее добавление материала на подложку приводит к росту слоя с уже релаксированной сверхрешеткой. Критическая толщина зависит от степени несовпадения параметров решеток и модулей упругости осаждаемого материала и материала подложки. Для получения потенциальных барьеров на сверхрешетках приборного качества предпочтительным является наименьшее рассогласование параметров решетки, а также определенное различие электронных свойств используемых материалов. Среди удовлетворяющих этим требованиям полупроводников имеется широкий выбор материалов [15].

1.1.3. Модуляционно-легированные структуры

Одной из главных задач, решаемых при проектировании приборов силовой СВЧ-электроники, является получение высокой концентрации свободных носителей заряда с максимально достижимой подвижностью. Для формирования в полупроводнике областей с необходимым типом основных носителей обычно используется легирование этих областей донорной или акцепторной примесью. В первом случае электроны вследствие тепловой активации отрываются от примесных атомов, превращая последние в положительно заряженные ионы. Повышение концентрации образующихся свободных носителей, однако, неизбежно приводит к усилению их рассеяния на ионизированных центрах за счет электростатического взаимодействия и, следовательно, уменьшению их подвижности. Поэтому проблема обеспечения одновременно высокой концентрации свободных носителей заряда и высокой подвижности является основополагающей. Решением этой проблемы могут быть модуляционно-легированные структуры (структуры с модулированным легированием), которые создаются на основе твердотельных гетеропереходов, образуемых полупроводниками с различными электронными свойствами. В таких структурах носители заряда образуются в одной области полупроводника, а их перенос осуществляется в другой, пространственной отделенной от первой. Физические процессы, протекающие в модуляционно-легированной структуре, продемонстрированы на рисунке 1.3.

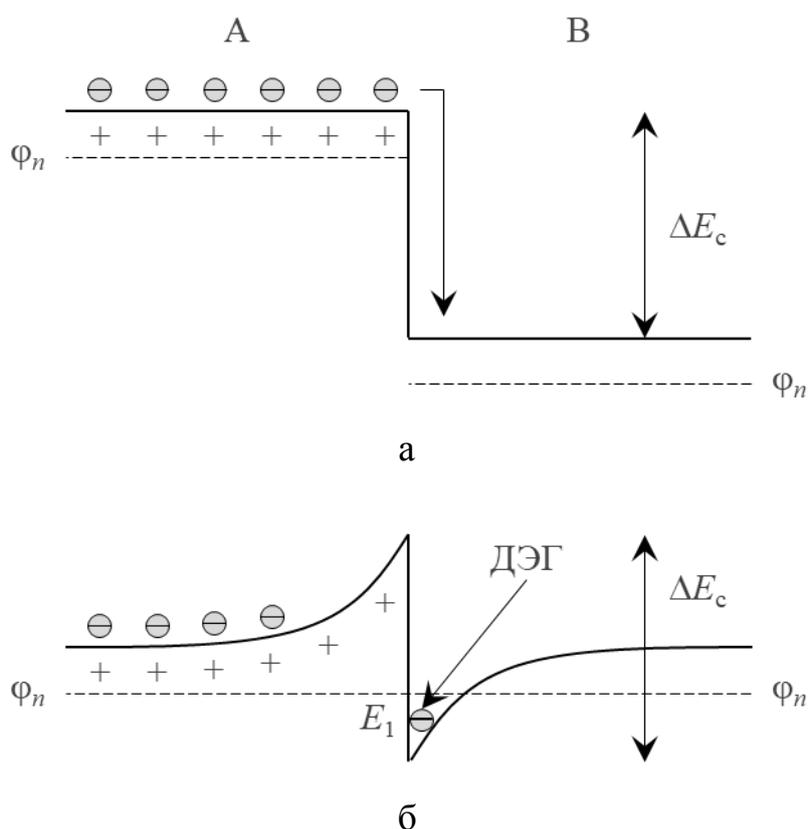


Рисунок 1.3 – Зона проводимости в области гетероперехода, образованного широкозонным материалом «А» и узкозонным материалом «В»: а – неустойчивая конфигурация; б – равновесная конфигурация

В модуляционно-легированной структуре донорной примесью легируется, как правило, широкозонный полупроводник. Пока электроны находятся рядом со своими донорными атомами, структура остается в целом электрически нейтральной. При температуре выше абсолютного нуля электроны покидают примесные центры и перетекают в смежную область узкозонного полупроводника с более низкой потенциальной энергией. Электроны оказываются захваченными у гетероперехода, так как высокий потенциальный барьер ΔE_c препятствует их возвращению назад. В результате эти электроны становятся пространственно отделенными от легированной донорной примесью области широкозонного полупроводника, из которой они перенеслись. Электроны скатываются в потенциальную яму и удерживаются у границы раздела между материалами «А» и «В» электростатическим притяжением положительным зарядом примесных ионов. В результате для электронов создается квантовая яма шириной в несколько нанометров с похожим на треугольный профилем распределения потенциала. Подобно прямоугольной квантовой яме энергетические уровни в треугольной потенциальной яме становятся дискретными для движения электронов в направлении, перпендикулярном плоскости гетероперехода.

При не слишком высоких температурах занятым оказывается лишь нижний энергетический уровень E_1 , который лежит ниже квазиуровня Ферми для электронов φ_n . Однако электроны на этом уровне не ограничены для движения в двух других измерениях, то есть в плоскости, параллельной плоскости гетероперехода. Таким образом в нелегированном узкозонном полупроводнике у гетероперехода генерируется ДЭГ, подвижность носителей заряда в котором может быть на несколько порядков выше, чем в объемном материале. Сообщается, что в гетероструктуре AlGaAs/GaAs, полученной с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии, подвижность носителей в ДЭГ с концентрацией $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в условиях сверхнизких температур (0,3 К) может достигать значения $4,4 \cdot 10^7 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [16].

Среди гетероструктур, формируемых на основе соединений элементов третьей и пятой групп (групп 13 и 15 по современной классификации) периодической системы химических элементов, особое место занимают нитридные гетероструктуры. В этих структурах для получения ДЭГ не требуется внедрение донорной примеси в широкозонный полупроводник, а образование квантовой ямы для электронов осуществляется электрическим полем поляризационных зарядов \vec{E}_p , расположенных на краях слоев, составляющих гетероструктуру. Кристаллическая структура нитридов элементов третьей группы обуславливает наличие у них спонтанной составляющей электрической поляризации. В нитридных гетероструктурах к тому же проявляется пьезоэлектрическая составляющая поляризации, связанная с пьезоэлектрическим эффектом в поле деформаций, вызванных рассогласованием параметров решетки [17].

Необходимо отметить, что поляризационные заряды не участвуют в образовании ДЭГ напрямую, а лишь способствуют накоплению в нем носителей, которые поставляются из других источников. Согласно теоретическим и экспериментальным исследованиям [18; 19], в отсутствие легирования донорной примесью полупроводника с большей шириной запрещенной зоны источником электронов в проводящем канале служат поверхностные состояния – ловушки или центры захвата – донорного типа. На рисунке 1.4 представлено поперечное сечение гетероструктуры AlGaIn/GaN с участвующими в формировании ДЭГ зарядами.

Если энергетический уровень поверхностных донорных ловушек залегает достаточно глубоко в запрещенной зоне полупроводника, то при малой толщине слоя AlGaIn этот уровень располагается ниже уровня Ферми на свободной поверхности. В этом случае все ловушки заполнены электронами, электрическое поле создается лишь поляризационными зарядами и ДЭГ отсутствует. По мере увеличения толщины слоя AlGaIn

уровень Ферми опускается и при некоторой критической толщине достигает уровня донорных ловушек. С этого момента электроны начинают покидать ловушки, оставляя после себя положительный заряд поверхностных состояний, и заполнять свободные энергетические уровни в зоне проводимости в слое GaN, формируя тем самым ДЭГ. Концентрация носителей в ДЭГ повышается с увеличением толщины слоя AlGaN до тех пор, пока поверхностные состояния остаются заполненными и уровень Ферми не опускается ниже уровня донорных ловушек. Когда же концентрация носителей заряда в ДЭГ достигает максимального значения, равного концентрации донорных ловушек, электрическое поле в гетероструктуре становится равным нулю, так как электроны и положительный заряд поверхностных состояний полностью экранируют поле, создаваемое поляризационными зарядами, и дальнейшее увеличение толщины слоя AlGaN не приводит к распределению зарядов. Как правило, в гетероструктурах AlGaN/GaN концентрация и подвижность носителей в ДЭГ при температуре 300 К превышают значения $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и $2000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ соответственно [20; 21].

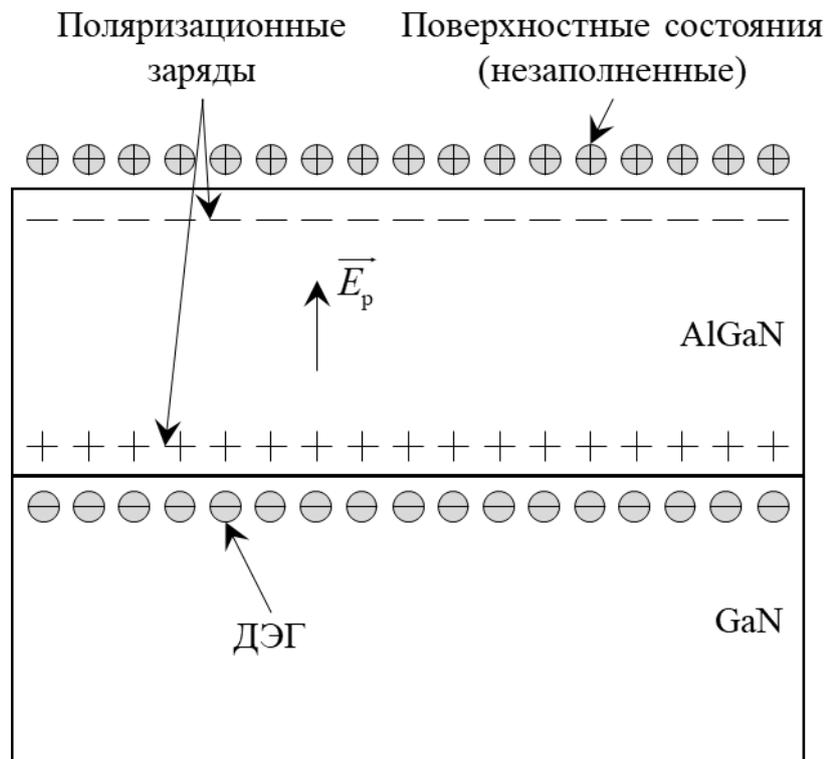


Рисунок 1.4 – Гетероструктура AlGaN/GaN с участвующими в формировании ДЭГ зарядами

Таким образом, гетероструктуры на основе нитридов элементов третьей группы, в которых присутствуют поляризационные заряды, обладают

определенным преимуществом перед гетероструктурами на основе других соединений элементов третьей и пятой групп. Возможность управления поляризационными зарядами лежит в основе совокупности методов, объединенных под общим названием «поляризационная инженерия» [22].

1.2. Свойства нитридов элементов третьей группы

Нитриды элементов третьей группы рассматриваются в качестве наиболее востребованных полупроводниковых материалов для электронных и оптоэлектронных приложений [23]. Они используются в роли активных сред в светодиодах и лазерных диодах, на их основе формируются гетероструктуры для силовой и СВЧ-электроники. К нитридам элементов третьей группы относятся AlN, GaN, InN и их твердотельные сплавы с регулируемым составом. Эти полупроводники могут обладать кристаллической структурой трех распространенных типов: вюрцита, цинковой обманки (сфалерита) и каменной соли. При комнатной температуре и стандартном давлении AlN, GaN и InN имеют структуру типа вюрцита. Структура типа цинковой обманки может встречаться в тонких пленках GaN и InN. Кристаллическая структура типа каменной соли может быть получена при очень высоком давлении и считается непригодной для создания электронных приборов [24]. Номинально к нитридам элементов третьей группы также относится нитрид бора BN, однако его структурные и электронные свойства не соответствуют общим закономерностям, которые наблюдаются у перечисленных выше соединений [25]. Кристаллический нитрид бора существует в нескольких аллотропных модификациях, изоэлектронных и изоструктурных по отношению к углероду. При комнатной температуре и стандартном давлении стабильной является гексагональная структура (*h*-BN или α -BN), подобная графиту, и метастабильной – кубическая структура типа сфалерита (*c*-BN или β -BN), подобная алмазу [26].

В системе материалов (Al,Ga,In)N ширина запрещенной зоны при температуре 300 К варьируется от 0,7 эВ для InN [27; 28] до 6,2 эВ для AlN [29], перекрывая широкую область электромагнитного спектра от дальнего ультрафиолетового (для AlN край полосы поглощения соответствует длине волны 0,2 мкм) до ближнего инфракрасного излучения (для InN край полосы поглощения находится в области 1,8 мкм). Нитрид алюминия, нитрид галлия и их сплавы принадлежат к классу широкозонных полупроводников, к которому условно причисляются полупроводники с шириной запрещенной

зоны более 2 эВ [30]. Приборы на основе широкозонных полупроводников обладают рядом преимуществ по сравнению со стандартными кремниевыми и арсенид-галлиевыми изделиями. Широкая запрещенная зона позволяет приборам функционировать при значительно более высоких температурах, что делает их незаменимыми в военной и космической электронике. Так, AlGaN/GaN-ТВПЭ способен стабильно функционировать при температурах вплоть до 1000 К [31]. Кроме того, для большей части широкозонных материалов свойственны высокие значения напряженности электрического поля пробоя, что необходимо для работы при больших уровнях мощности. Наконец, для широкозонных материалов характерны высокие значения скорости насыщения для электронов, что позволяет улучшить быстродействие приборов.

В таблице 1.1 приведены значения ширины запрещенной зоны E_g и относительной диэлектрической проницаемости ϵ нитридов элементов третьей группы и, для сравнения, ряда популярных полупроводников, применяемых в микроэлектронике. В таблице 1.2 представлены значения подвижности электронов в слабом электрическом поле μ_n^0 и скорости электронов при насыщении v_{sat} . Таблица 1.3 содержит значения напряженности электрического поля пробоя E_{br} (электрической прочности). Таблица 1.4 включает значения теплопроводности k и удельной теплоемкости, полученной при постоянном давлении, C_p .

Таблица 1.1 – Ширина запрещенной зоны и относительная диэлектрическая проницаемость

Материал	Параметр			
	E_g (эВ)	Источник	ϵ	Источник
AlN	6,2	[29]	8,5	[32]
GaN	3,43	[25]	10,4 (параллельно оси c) 9,5 (перпендикулярно оси c)	[33]
InN	0,69–0,83	[28]	14,4 (параллельно оси c) 13,1 (перпендикулярно оси c)	[34]
h -BN	5,96	[35]	5,09 (параллельно оси c) 7,04 (перпендикулярно оси c)	[36]
c -BN	6,4	[37]	6,8	[38]
Si	1,12	[39]	11,7	[40]
GaAs	1,42	[39]	12,72	[41]
InP	1,35	[42]	12,35	[43]
6H-SiC	2,98	[44]	10,03 (параллельно оси c) 9,66 (перпендикулярно оси c)	[45]
Алмаз	5,47	[46]	5,9 (CVD-алмаз)	[47]

Таблица 1.2 – Подвижность электронов в слабом электрическом поле и скорость электронов при насыщении

Материал	Параметр			
	μ_n^0 (см ² /(В·с))	Источник	v_{sat} ($\times 10^7$ см/с)	Источник
AlN	657	[48]	1,7	[49]
GaN	1371	[48]	2,9	[49]
InN	3060	[48]	4,2	[49]
<i>c</i> -BN	825	[50]	4,3	[51]
Si	1400	[52]	1,0	[53]
GaAs	8500	[52]	1,2	[49]
InP	5400	[52]	2,5	[54]
6H-SiC	375	[55]	2	[56]
Алмаз	4500 (CVD-алмаз)	[57]	1,5	[58]

Таблица 1.3 – Напряженность электрического поля пробоя

Материал	Параметр	
	E_{br} (МВ/см)	Источник
AlN	8,4	[24]
GaN	3,3	[24]
InN	1,2	[24]
<i>h</i> -BN	4–10	[59]
<i>c</i> -BN	2–6	[24]
Si	0,3	[52]
GaAs	0,4	[52]
InP	0,5	[52]
6H-SiC	3–5	[60]
Алмаз	1–10	[52]

Таблица 1.4 – Теплопроводность и удельная теплоемкость

Материал	Параметр			
	κ (Вт/(см·К))	Источник	C_p (Дж/(кг·К))	Источник
1	2	3	4	5
AlN	2,85	[61]	748	[62]
GaN	2,27	[63]	491	[62]
InN	0,45	[64]	325	[62]
<i>h</i> -BN	4,08 (78% ¹¹ B, 22% ¹⁰ B) 5,50 (100% ¹¹ B) 5,85 (100% ¹⁰ B)	[65]	805	[66]

Окончание таблицы 1.4

1	2	3	4	5
c-BN	8,8 (78,3% ^{11}B , 21,7% ^{10}B) 16,6 (99,2% ^{11}B , 0,8% ^{10}B) 16,5 (99,3% ^{10}B , 0,7% ^{11}B)	[67]	670	[66]
Si	1,48	[68]	711	[68]
GaAs	0,46	[68]	322	[68]
InP	0,68	[68]	410	[68]
6H-SiC	3,74	[69]	715	[62]
Алмаз	22,9 (98,9% ^{12}C , 1,9% ^{13}C) 34,5 (100% ^{12}C или 100% ^{13}C)	[70]	520	[62]

Среди нитридов элементов третьей группы нитрид галлия является базовым материалом, используемым для формирования областей прибора, требующих быстрого переноса носителей заряда и высокую напряженность электрического поля пробоя. Проводящий канал в гетероструктурных полевых транзисторах образуется именно в слое нитрида галлия. В биполярных транзисторах этот материал выполняет роль базы [71]. Относительная диэлектрическая проницаемость нитрида галлия немного ниже, чем у кремния и арсенида галлия. Подвижности электронов и дырок в объемном слое нитрида галлия не превышают значений 1100 и 175 $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ соответственно [24]. Последние достижения в технологии эпитаксиального осаждения нитрида галлия позволили существенно улучшить подвижность носителей в ДЭГ. В 2021 году был представлен AlGaIn/GaN-ТВПЭ, сформированный на двухдюймовой нитрид-галлиевой подложке методом МOCVD. Подвижность электронов в канале этого прибора достигала рекордного значения 2396 $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при концентрации $8,9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [72]. Еще одним достоинством нитрида галлия является его сравнительно высокая теплопроводность. Во многих литературных источниках и базах данных материалов для коэффициента теплопроводности нитрида галлия приводится значение 1,3 Вт/(см·К), сравнимое с величиной 1,48 Вт/(см·К) для кремния. Однако этот результат был получен на раннем этапе развития нитрид-галлиевой технологии по итогам экспериментальных измерений образца с высокой концентрацией дефектов [73]. Согласно последним исследованиям, теплопроводность нитрида галлия может превышать значение 2,5 Вт/(см·К) [74].

Для твердотельной электроники следующим по востребованности материалом среди нитридов элементов третьей группы считается нитрид алюминия, исследование свойств которого является актуальным прежде всего из-за использования тройного соединения AlGaIn для создания

барьерных слоев в нитридных гетероструктурах. Как бинарное соединение нитрид алюминия применяется для формирования слоя зарождения на чужеродных подложках [75–77] и промежуточного слоя между каналом и барьерным слоем [78; 79]. Для нитрида алюминия характерны наибольшие в системе материалов (Al,Ga,In)N значения скорости электронов при насыщении и напряженности электрического поля пробоя, предопределенные широкой запрещенной зоной и крайне малым энергетическим расстоянием между подзонами. Кроме того, нитрид алюминия обладает высокой теплопроводностью, что открывает перед ним большие возможности для применения в качестве материала подложки.

Широкого применения в электронных приборах нитрид индия как бинарное соединение не находит, но определенный интерес вызывают тройные соединения InAlN [80; 81] и InGaN [82]. В ряде источников для ширины запрещенной зоны нитрида индия указывается полученное экспериментальным путем значение 1,89 эВ [83]. Однако позже оно было скорректировано до диапазона 0,6–0,7 эВ. Для нитрида индия свойственна очень высокая подвижность электронов, которая при температуре 300 К превышает значение $3500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [84].

Кроме стандартного набора параметров, приведенных в таблицах 1.1–1.4, при оценке пригодности полупроводниковых материалов для силовой СВЧ-электроники часто используются так называемые критерии (показатели) качества. Одним из них является критерий Джонсона (англ. *Johnson's figure of merit, JFOM*) [85], который определяет степень соответствия материала требованиям, предъявляемым при создании силовых СВЧ-приборов, и рассчитывается следующим образом:

$$JFOM = \frac{v_{\text{sat}} E_{\text{br}}}{2\pi}. \quad (1.11)$$

Нормированные к кремнию значения этого критерия для некоторых основных полупроводников представлены в таблице 1.5.

Таблица 1.5 – Критерий Джонсона

Критерий качества	Материал			
	Si	GaAs	GaN	6H-SiC
JFOM	1	1,6	31,9	33,3

Как следует из таблицы 1.5, для современной силовой СВЧ-электроники наибольший интерес представляют нитрид галлия и карбид кремния. Относительно низкая подвижность электронов в карбиде кремния

предопределяет его применение в силовых приборах, работающих преимущественно на невысоких частотах [86].

1.3. Технологические методы получения тонких пленок и гетероструктур на основе нитридов элементов третьей группы

Основу технологии производства полупроводниковых приборов на основе нитридов элементов третьей группы составляют эпитаксиальные процессы. Получение многослойных гетероструктур, включающих в том числе сверхтонкие слои, осуществляется преимущественно с помощью технологических методов химического осаждения металлоорганических соединений из газовой фазы (англ. *metalorganic chemical vapor deposition, MOCVD*, или *metalorganic vapor phase epitaxy, MOVPE*) и молекулярно-лучевой (молекулярно-пучковой) эпитаксии (англ. *molecular beam epitaxy, MBE*). К достоинствам первой технологии осаждения относится высокая производительность и необратимость химических реакций, лежащих в ее основе. Одним из преимуществ второго метода является использование сравнительно низких температур – от 850 до 1200 К [24], в то время как химическое осаждение из газовой фазы проводится, как правило, при температурах выше 1300 К. Кроме того, молекулярно-лучевая эпитаксия позволяет получать резкие границы раздела между осаждаемыми слоями с отличающимся химическим составом, обеспечивая тем самым улучшенные условия для переноса носителей заряда. Другие технологические методы, такие как хлорид-гидридная газофазная эпитаксия (англ. *hydride vapor phase epitaxy, HVPE*), для формирования приборных структур на основе нитридов элементов третьей группы применяются реже.

1.3.1. Химическое осаждение металлоорганических соединений из газовой фазы

Химическое осаждение из газовой фазы, или химическое парофазное осаждение, является группой технологических методов, используемых для получения твердых материалов высокой чистоты в результате химических реакций с участием газообразных реагентов – прекурсоров. Широко применяется в полупроводниковой промышленности для формирования тонких пленок одноэлементного состава или химических соединений. В зависимости от свойств осаждаемого материала и материала подложки, а также режима работы оборудования структура выращенной пленки может

быть монокристаллической или аморфной. Особенно часто эта группа технологических процессов применяется для получения широкого спектра полупроводниковых гетероструктур.

В процессе химического осаждения пары одного или нескольких исходных веществ доставляются к разогретой подложке потоком газ-носителя, где они вступают во взаимные реакции и под действием высокой температуры разлагаются, то есть претерпевают пиролиз, формируя на поверхности подложки слой требуемого материала. При этом могут образовываться и побочные газообразные продукты реакции, которые выводятся из реакционной камеры тем же газом-носителем. Осаждение выполняется при атмосферном или пониженном давлении (10–760 мм рт. ст.). Кроме рабочего давления главными параметрами, с помощью которых осуществляется управление процессом осаждения и контроль свойств выращиваемой пленки, являются химический состав газовой смеси и температура подложки.

Методом химического осаждения из газовой фазы можно получать многослойные гетероструктуры на основе нитридов элементов третьей группы с практически совершенными границами раздела, толщина которых может достигать одного атомного слоя, если в качестве прекурсоров использовать металлоорганические соединения. К этим соединениям относятся вещества, имеющие химические связи металл–углерод и металл–кислород–углерод, а также координационные связи между металлами и органическими молекулами. Практическое применение находят главным образом алкилпроизводные металлов, то есть соединения металлов с алкильными группами, например, метильной –CH₃ или этильной –C₂H₅ группой. Металлоорганические соединения, подходящие для осаждения алюминия, галлия и индия перечислены в таблице 1.6 [13].

Таблица 1.6 – Металлоорганические соединения, применяемые для осаждения металлов третьей группы методом MOCVD

Металл	Химическое соединение		Термические свойства	
	название	формула	температура плавления (К)	температура кипения (К)
Al	Триметилалюминий	Al ₂ (CH ₃) ₆	288,6	399,3
Al	Триэтилалюминий	Al ₂ (C ₂ H ₅) ₆	220,7	458,8
Ga	Триметилгаллий	Ga(CH ₃) ₃	257,4	328,9
Ga	Триэтилгаллий	Ga(C ₂ H ₅) ₃	190,0	416,0
In	Триметилиндий	In(CH ₃) ₃	361,6	409,0
In	Триэтилиндий	In(C ₂ H ₅) ₃	241,2	417,2

Из приведенного перечня металлоорганических соединений лишь триметилиндий является твердым веществом, представляющим собой белые непрозрачные кристаллы. Все остальные соединения при комнатной температуре являются бесцветными жидкостями. Эти вещества имеют склонность к самовоспламенению на воздухе, поэтому работать с ними следует только в инертной среде (азота или аргона). Для их подачи в реактор используются испарители-барботеры, в которых газ-носитель продувается через исходное химическое соединение и уносит металлоорганические пары, перенося их в камеру реактора.

На рисунке 1.5 показана принципиальная схема установки, которая используется для формирования гетероструктуры AlGaN/GaN методом МОСVD при атмосферном давлении.

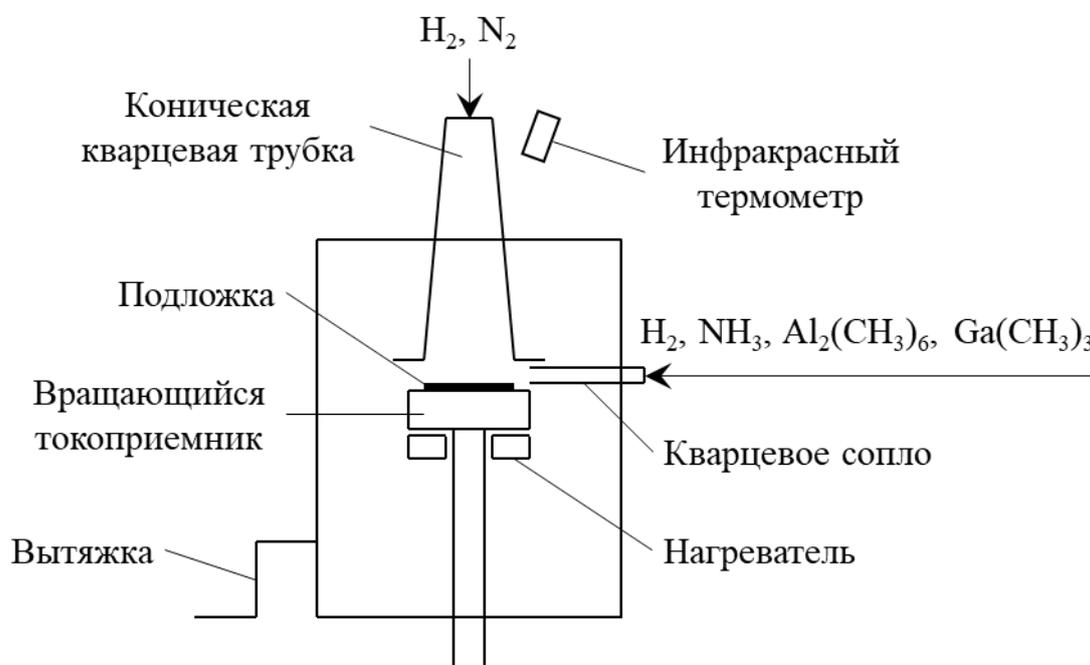


Рисунок 1.5 – Принципиальная схема установки МОСVD

В качестве прекурсоров для элементов пятой группы чаще всего выступают гидриды. Для получения нитридов металлов третьей группы источником азота выступает аммиак NH_3 . В роли газа-носителя обычно используется водород, необходимый для предотвращения неуправляемого пиролиза алкильных групп и гидридов.

Принципиальная химическая реакция, протекающая на поверхности подложки при осаждении нитрида галлия с помощью метода МОСVD, записывается следующим образом:



В случае нитрида алюминия и нитрида индия химическая реакция выглядит аналогично.

Так как энергия связи азот–водород в аммиаке достаточно велика и составляет 4 эВ, для его термического разложения и образования химически активных частиц азота требуется температура не менее 1300 К. Следствием малоэффективного пиролиза аммиака является необходимость проведения процесса роста, обогащенного по азоту. Содержащий азот поток обычно на два-три порядка превышает поток, включающий металл третьей группы [87].

Акцепторная примесь внедряется в реакционную камеру в составе алкилопроизводных металлов, а донорная – в составе гидридов. Получение резких границ раздела путем изменения химического состава осаждаемого материала или легирующей примеси подразумевает мгновенное изменение состава используемой газовой смеси. Поэтому размеры смесительной камеры и самой реакционной камеры должны быть как можно меньше. Изменение состава газовой смеси должно происходить без изменения общего потока газа через реакционную камеру.

Скорость роста пленок нитрида галлия с помощью метода МOCVD составляет 0,3–2 мкм/ч [88].

Технология химического осаждения металлоорганических соединений из газовой фазы предоставляет широкие возможности для получения практически всех двойных, тройных и четверных полупроводниковых соединений элементов третьей и пятой групп с высокой степенью их стехиометричности. Привлекательность этой технологии обусловлена большим объемом накопленных знаний и многолетним опытом применения для производства различных изделий микроэлектроники. Так, именно с помощью метода МOCVD была получена гетероструктура AlGaN/GaN, в которой впервые подтвердилось наличие ДЭГ [89], и был создан первый прототип AlGaN/GaN-ТВПЭ [90]. Среди недостатков технологии МOCVD можно отметить непреднамеренное легирование осаждаемого материала. Присутствие в исходных веществах алкильных групп приводит к нежелательному внедрению атомов углерода в качестве примеси, которая компенсирует свободные носители заряда. Показано, что одним из способов уменьшения концентрации углерода в выращиваемом слое нитрида галлия является замена триметилгаллия на триэтилгаллий [91].

1.3.2. Химическое осаждение из газовой фазы при пониженном давлении

Химическое осаждение из газовой фазы при пониженном давлении (англ. *low-pressure chemical vapor deposition, LPCVD*) является одной из разновидностей химического осаждения из газовой фазы, проводимой при давлении ниже атмосферного. Процесс роста протекает в горизонтальной цилиндрической реакционной камере, состоящей из двух или трех зон и по принципу работы практически не отличающейся от показанной на рисунке 1.5. Прекурсоры поступают в «низкотемпературную» зону, где подвергаются пиролизу, а подложка помещается в «высокотемпературную» зону, где располагается вертикально, перпендикулярно газовому потоку. Побочные продукты химической реакции откачиваются через противоположную сторону реакционной камеры.

В статье [92] обсуждаются свойства тонких пленок нитрида галлия, сформированных при давлении 50 мм рт. ст. В общем случае пониженное давление в реакционной камере позволяет добиться более равномерного распределения осаждаемого материала по поверхности подложки. При этом осаждение происходит на обе стороны подложки. Кроме того, уменьшается вероятность нежелательных побочных реакций в газовой фазе.

Кинетика химических реакций, протекающих в газовой фазе при пониженном давлении, в целом аналогична кинетике при атмосферном давлении. Однако низкое давление приводит к активизации диффузионных процессов на поверхности подложки, что позволяет снизить температуру осаждения. Еще одним достоинством является улучшенная точность управления химическим составом выращиваемой пленки.

1.3.3. Плазменно-химическое осаждение из газовой фазы

Другим распространенным вариантом технологии химического осаждения из газовой фазы, применяемым для получения тонких пленок и гетероструктур на основе нитридов элементов третьей группы, является химическое осаждение из газовой фазы, стимулированное плазмой (англ. *plasma-enhanced chemical vapor deposition, PECVD*). В основе этого метода лежит идея использования дополнительной энергии, источником которой выступает газоразрядная плазма, для разложения прекурсоров на активные радикалы. В этом состоит главное отличие от стандартного химического

осаждения из газовой фазы, где диссоциация молекул исходных веществ происходит только под действием высокой температуры.

Принципиальная схема установки для проведения осаждения методом PECVD показана на рисунке 1.6.

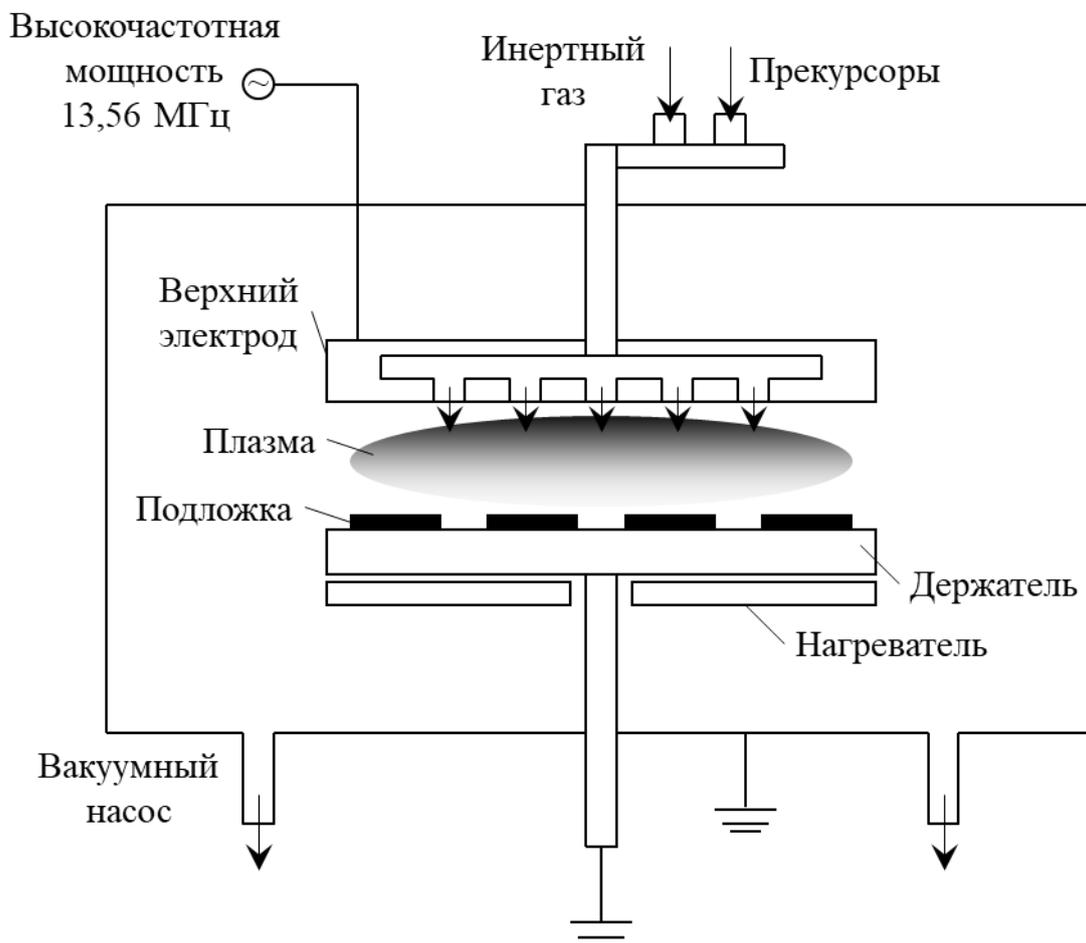


Рисунок 1.6 – Принципиальная схема установки PECVD

В состав классического реактора PECVD входит двухэлектродная газоразрядная система. Подложка размещается на подогреваемом горизонтальном держателе (манипуляторе), выполняющем роль нижнего электрода (иногда заземляется). Для повышения равномерности осаждения материала по поверхности подложки манипулятор вращается вокруг своей оси. Плазма возбуждается подачей высокочастотного напряжения на электроды. В некоторых системах используются сразу два генератора, обеспечивающие необходимые характеристики плазмы. Высокочастотный генератор с рабочей частотой 13,56 МГц предназначен для управления плотностью плазмы, а с помощью низкочастотного генератора с рабочей частотой 350 кГц регулируется энергия ионов и электронов в плазме. Для поддержания горения плазмы в состав газовой смеси часто добавляется инертный газ. Применение различных способов возбуждения плазмы в

реакционной камере и варьирование параметрами плазмы предоставляют широкие возможности для управления структурой и химическим составом осаждаемой пленки.

Интересной особенностью метода PECVD является присутствие в газоразрядной плазме частиц водорода, появляющихся в результате разложения реактивных газов, особенно при использовании гидридов. Эти частицы стимулируют травление уже осажденного на подложку материала путем удаления радикалов, имеющих слабую связь с подложкой. Благодаря этому процессу формируемая пленка имеет более компактную структуру, а если концентрация частиц водорода достаточно высокая, то ускоряется и процесс ее кристаллизации. С другой стороны, наличие водорода в газоразрядной плазме вызывает снижение скорости роста пленки.

Химическое осаждение из газовой фазы, стимулированное плазмой, позволяет осаждать тонкие пленки нитрида галлия при температурах 600–800 К и пониженном давлении в пределах 1–5 мм рт. ст. с использованием в качестве прекурсоров триэтилгаллия и двухатомного азота [93]. Вместо высокотоксичного триэтилгаллия предлагается использовать оксид галлия Ga_2O_3 [94].

Сложность и высокая стоимость технологического оборудования остаются главным препятствием, ограничивающим область применения высокочастотной газоразрядной плазмы в роли фактора, стимулирующего химическое осаждение.

1.3.4. Атомно-слоевое осаждение

Важным вектором развития технологии химического осаждения из газовой фазы при пониженном давлении прекурсоров является атомно-слоевое осаждение, или атомно-слоевая эпитаксия (англ. *atomic layer deposition, ALD*). Этот характерный для нанотехнологии метод позволяет контролировать толщину и химический состав осаждаемого материала с атомарной точностью. В его основе лежит химическая сорбция и повторение самоограниченных химических реакций на поверхности подложки. Процесс роста включает следующие этапы:

- 1) предварительная обработка поверхности подложки для придания ей требуемых хемосорбционных свойств;
- 2) высокотемпературная обработка подложки в среде первого реакционного газа для получения одноатомного слоя определенной составляющей осаждаемого химического соединения;

3) очистка камеры реактора от остатков первого реакционного газа и побочных продуктов реакции;

4) высокотемпературная обработка подложки в среде второго реакционного газа для получения одноатомного слоя другой составляющей осаждаемого химического соединения и придания его поверхности хемосорбционных свойств, требуемых для повторного осаждения атомов первой составляющей;

5) очистка камеры реактора от остатков второго реакционного газа и побочных продуктов реакции.

Этапы со второго по пятый повторяются до тех пор, пока не будет сформирована пленка заданной толщины. Температура подложки во время осаждения поддерживается постоянной в пределах 400–900 К. Рост одного атомного слоя занимает от десятых долей до единиц секунд, что достаточно для окончания химических реакций и установления термодинамического равновесия на поверхности подложки. Разделение прекурсоров и очистка реакционной камеры выполняются импульсами очистительного газа (аргона или азота).

Технология атомно-слоевого осаждения предоставляет возможности для получения тонких пленок многих материалов – оксидов и нитридов металлов, а также полупроводниковых соединений второй и шестой групп, третьей и пятой групп. В качестве исходных веществ для формирования пленок и гетероструктур на основе нитридов элементов третьей группы используются указанные выше металлоорганические соединения и аммиак [95; 96]. Для получения некоторых других материалов применяются алкоголяты, дикетонаты и амиды. Ключевое требование, которое должно строго соблюдаться при их выборе, предусматривает полное отсутствие взаимодействия между ними при их последовательном введении в реакционную камеру.

Основным фактором, сдерживающим распространение метода атомно-слоевого осаждения, остается его низкая производительность, вызванная поатомным формированием пленки, требующим многократного повторения одних и тех операций. Особое внимание должно уделяться предварительной подготовке поверхности подложки, так как наличие дефектов атомарного масштаба любого характера на подложке сказывается на структуре выращиваемой пленки, что имеет критическое значение при получении многослойных гетероструктур.

1.3.5. Молекулярно-лучевая эпитаксия

Технология молекулярно-лучевой эпитаксии стала результатом развития метода химического осаждения в сверхвысоком вакууме¹. В ее основе лежит осаждение испаренного в эффузионной ячейке вещества на подложку.

Конструкция стандартной установки молекулярно-лучевой эпитаксии схематически представлена на рисунке 1.7.

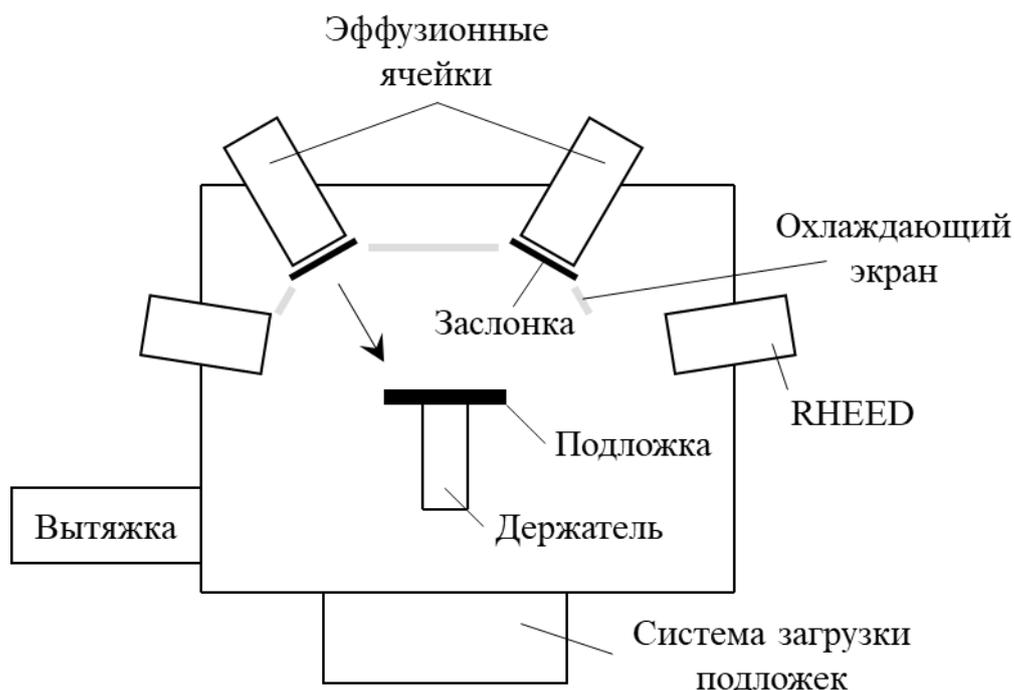


Рисунок 1.7 – Принципиальная схема установки молекулярно-лучевой эпитаксии

Реагенты поступают в рабочую камеру с высоким или сверхвысоким вакуумом (10^{-8} – 10^{-12} мм рт. ст.) в виде молекулярных, атомных или ионных потоков. Эти потоки создаются в результате испарения прекурсора внутри замкнутой ячейки с очень малым выходным отверстием, которая называется эффузионной ячейкой или ячейкой Кнудсена. Молекулы, атомы или ионы, покидая ячейку через отверстие и оказываясь в сверхвысоком вакууме (где средняя длина свободного пробега частиц достигает нескольких десятков метров), движутся без соударений, формируя таким образом, направленные потоки. В установках молекулярно-лучевой эпитаксии предусматривается возможность размещения нескольких эффузионных ячеек – по одной на каждый конгруэтно испаряющийся (без нарушения стехиометрии) материал.

¹ Согласно международному стандарту ISO 3529-1:2019, давление остаточных газов ниже $7,5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. относится к высокому вакууму, а давление ниже $7,5 \cdot 10^{-9}$ мм рт. ст. – к сверхвысокому вакууму [97].

Также возможно оснащение источниками легирующих примесей. Помимо испарения осаждаемого вещества внутри эффузионной ячейки таким же образом могут образовываться молекулярные потоки из паров или газообразных соединений. Для этого они вводятся в реакционную камеру через специальные подогреваемые сопла.

Кроме эффузионных или газовых ячеек основными конструктивными элементами установки молекулярно-лучевой эпитаксии являются подложкодержатель со встроенным нагревателем и система контроля за процессом роста. Все эти элементы конструкции размещаются в камере со сверхвысоким вакуумом.

Конденсация достигших разогретую подложку молекул или атомов в необходимых стехиометрических соотношениях представляет собой весьма непростую задачу. Однако условия сверхвысокого вакуума в реакционной камере позволяют применять современные методы электронного и ионного исследования твердого тела непосредственно в процессе роста или сразу же после его окончания. Для этих целей используются системы диагностики, в основе которых лежат следующие аналитические методы:

- электронная Оже-спектроскопия;
- дифракция низкоэнергетических электронов;
- дифракция отраженных высокоэнергетических (быстрых) электронов (англ. *reflection high-energy electron diffraction, RHEED*);
- спектроскопия возбужденной рентгеновским или ультрафиолетовым излучением фотоэмиссии;
- вторичная ионная масс-спектроскопия.

Проведение мониторинга выращиваемой пленки непосредственно в рабочей камере во время осаждения называется *in situ*-анализом. Для оперативного управления и контроля за процессом молекулярно-лучевой эпитаксии чаще всего применяется метод дифракции отраженных высокоэнергетических электронов. Для получения дифракционной картины пучок электронов с энергией 10–15 кэВ направляется на исследуемую поверхность под малым скользющим углом (1–5°). Дифракция отраженных электронов регистрируется детектором, который располагается на противоположной от электронной пушки стенке реакционной камеры. Информация о структуре и толщине поверхностного слоя извлекается из положений и интенсивности дифракционных максимумов.

Молекулярно-лучевая эпитаксия является одним из главных методов формирования тонких пленок и многослойных гетероструктур на основе нитридов элементов третьей группы, но уступает по производительности технологии химического осаждения металлоорганических соединений из

газовой фазы. Скорость эпитаксиального осаждения нитрида галлия может составлять 0,3–3 мкм/ч, однако низкая скорость роста является гораздо предпочтительней, так как она позволяет улучшить контроль за толщиной осаждаемых слоев и границами раздела между ними [98]. С другой стороны, среди достоинств молекулярно-лучевой эпитаксии можно отметить низкий уровень дефектности, низкую концентрацию непреднамеренно внедренных примесей и высокое качество границ между слоями в гетероструктурах.

1.3.6. Хлорид-гидридная газофазная эпитаксия

Хлорид-гидридная газофазная эпитаксия рассматривается в качестве многообещающей технологии для получения нитридов элементов третьей группы, поскольку является высокопроизводительным и низкзатратным методом, позволяющим выращивать как тонкие пленки, так и объемные кристаллы.

Вертикальный вариант исполнения конструкции стандартной установки HVPE схематически показан на рисунке 1.8.

Процесс хлорид-гидридной газофазной эпитаксии нитрида галлия состоит из двух этапов [99]. На первом этапе расплавленный галлий взаимодействует с потоком хлороводорода HCl, в результате чего в специальной лодочке, расположенной в зоне источника, образуется монохлорид галлия GaCl:



На следующем этапе монохлорид галлия доставляется потоком газаносителя (аргона) в зону осаждения, где вступает в химическую реакцию с аммиаком, выступающим в качестве источника азота:



Процесс осаждения нитрида алюминия и нитрида индия выполняется аналогичным образом.

Возможность получения с помощью метода HVPE многослойных гетероструктур AlGaN/GaN приборного качества на карбид-кремниевой подложке представлена в статье [100]. Температура в зоне осаждения поддерживалась на уровне 1300–1320 К, а скорость роста устанавливалась в пределах 1,2–2,4 мкм/ч.

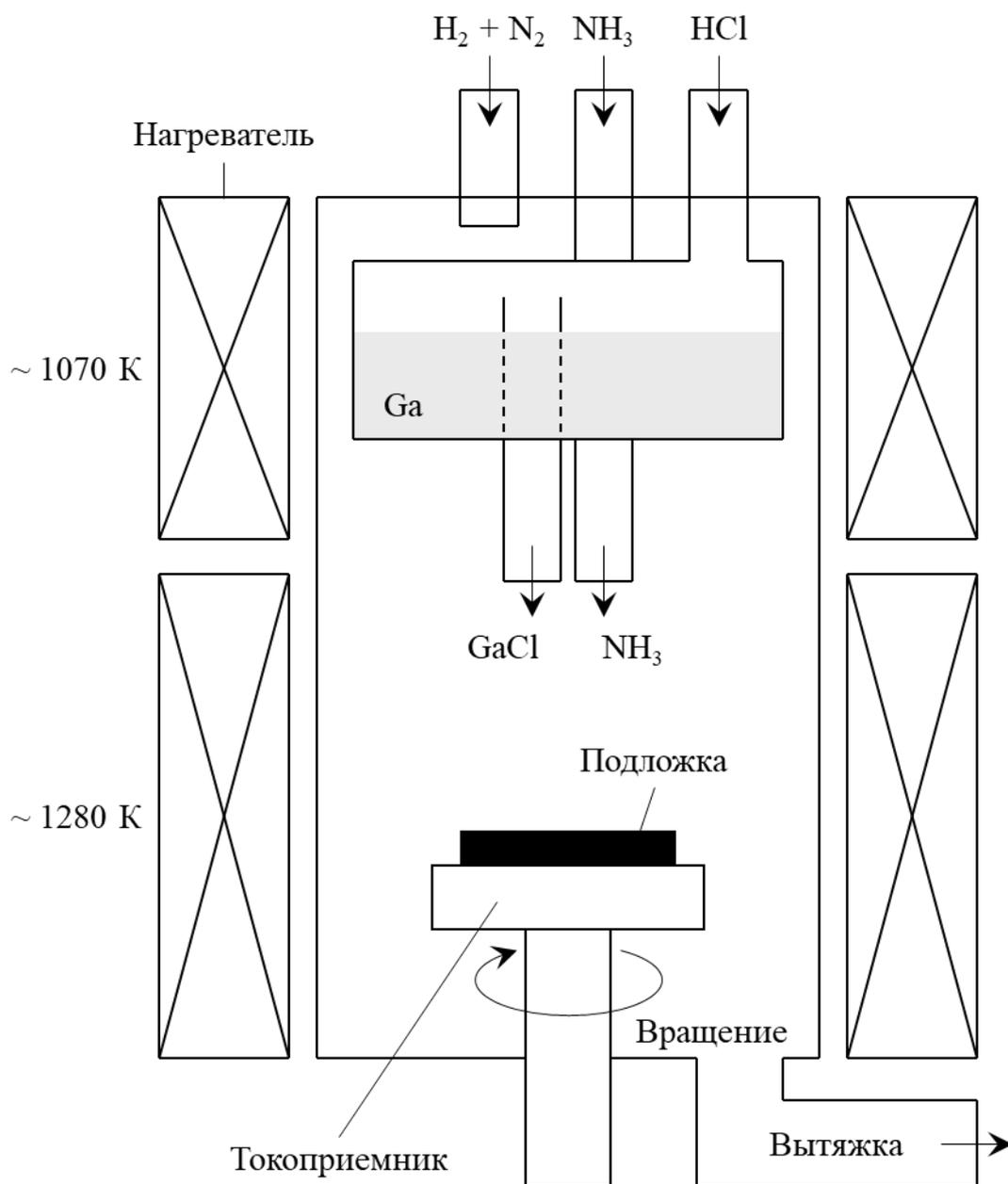


Рисунок 1.8 – Принципиальная схема установки HVPE (вертикальный вариант)

Одним из преимуществ хлорид-гидридной газофазной эпитаксии над технологией MOCVD является отсутствие необходимости в использовании дорогостоящих металлоорганических соединений. Говоря о главных недостатках этого метода, можно обратить внимание на то, что для изготовления многих деталей установки HVPE традиционно используется кварц. В процессе осаждения этот материал реагирует с металлом третьей группы, что приводит к загрязнению выращиваемого слоя кремнием [101]. Использование специальной лодочки для получения монохлорид галлия усложняет конструкцию установки.

ГЛАВА 2. КОНСТРУКТИВНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ТРАНЗИСТОРОВ С ВЫСОКОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

Широкозонные полупроводники и гетероструктуры на их основе являются важнейшими материалами твердотельной электроники. Благодаря применению широкозонных материалов, в том числе нитридов элементов третьей группы, удалось получить полевые и биполярные транзисторы, превосходящие по усилительным и шумовым характеристикам лучшие вакуумные приборы. Созданию транзисторов на основе нитрида галлия с приемлемыми мощностными и частотными показателями предшествовали несколько десятилетий исследований широкого ряда приборных гетероструктур.

В 1980 году Т. Мимура из японской компании Fujitsu Laboratories объявил об изобретении полевого транзистора нового типа – ТВПЭ [102] (альтернативные названия: гетероструктурный полевой транзистор, полевой транзистор с модуляционным легированием). Этот прибор стал последним на тот момент триумфом физики гетероструктур и технологий получения тонких пленок, развитие которых позволило ранее создать гетероструктурный лазер, гетероструктурный биполярный транзистор, гетероструктурный лавинный фотодиод и другие электронные и оптоэлектронные устройства. В основу работы ТВПЭ легла концепция повышения подвижности электронов за счет модуляционного легирования, предложенная в 1978 году Р. Динглом из американского исследовательского центра Bell Laboratories [103].

Ранние образцы модуляционно-легированных структур и прототипы ТВПЭ основывались на системе материалов $(Al,Ga)As$, которая нашла широкое применение в средствах связи благодаря ее лучшим, чем у кремния, частотным свойствам. Следующие два открытия существенно расширили возможности ТВПЭ на основе арсенида галлия. В 1985 году был изобретен псевдоморфный транзистор с двойной гетероструктурой $AlGaAs/GaInAs/GaAs$ [104]. Внедрение напряженного тонкого слоя $GaInAs$ обеспечило увеличение разрыва зоны проводимости и, как следствие, глубины квантовой ямы, в которой образован проводящий канал. В 1987 году была выдвинута идея δ -легирования барьерного слоя $AlGaAs$, которая позволила уменьшить толщину барьера, улучшив тем самым крутизну прибора [105].

Параллельно с развитием технологии ТВПЭ на основе арсенида галлия концепция модуляционного легирования была применена и для других материалов. На сегодняшний день одним из самых перспективных приборов силовой и СВЧ-электроники считается ТВПЭ на основе гетероструктур нитридов элементов третьей группы. Впервые наличие ДЭГ в гетеропереходе AlGaN/GaN было подтверждено в 1992 году [89], а рабочий прототип транзистора был продемонстрирован в 1993 году [90], в обоих случаях М. Асиф Ханом из американской корпорации ARA Optics. В сформированном методом MOCVD при пониженном давлении Al_{0,14}Ga_{0,86}N/GaN-ТВПЭ на сапфировой подложке передаточная проводимость (крутизна) и подвижность электронов в ДЭГ при температуре 300 К равнялись соответственно 28 мСм/мм и 563 см²/(В·с). Позже для Al_{0,13}Ga_{0,87}N/GaN-ТВПЭ с измененными геометрическими параметрами были измерены граничная частота f_T и максимальная частота генерации f_{max} и получены значения 11 и 35 ГГц соответственно [106]. Как видно, на ранних этапах электрические и частотные характеристики транзисторов на основе нитрида галлия были весьма скромными. Тем не менее в результате многолетних исследований различных вариантов конструкции, непрерывного развития технологии изготовления и последовательного улучшения качества используемых материалов удалось получить приборы с превосходными показателями [72; 82].

На рисунке 2.1 представлена стандартная конструкция AlGaN/GaN-ТВПЭ, состоящая из барьерного слоя AlGaN толщиной 10–20 нм и буферного слоя GaN толщиной 1–2 мкм.

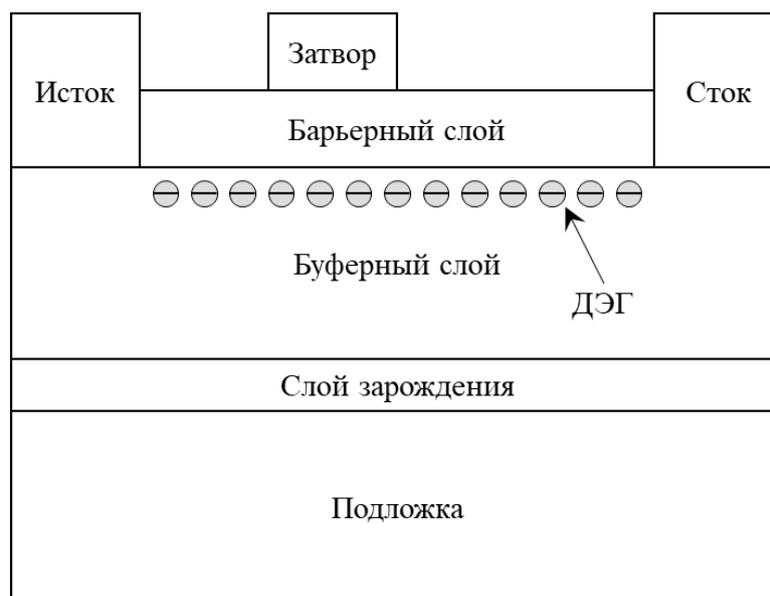


Рисунок 2.1 – Стандартная конструкция AlGaN/GaN-ТВПЭ, работающего в режиме обеднения

Транзисторы на основе нитрида галлия обычно формируются на сапфировой, полуизолирующей кремниевой или полуизолирующей карбид-кремниевой подложках. Для уменьшения рассогласования параметров решетки и КТР между материалом подложки и GaN используется слой зарождения на основе AlN.

Принцип действия ТВПЭ, являющегося по своей природе полевым транзистором, аналогичен принципу функционирования классического кремниевого транзистора со структурой металл–диэлектрик–полупроводник.

2.1. Конструктивные элементы транзисторов с высокой подвижностью электронов на основе нитрида галлия

В зависимости от требований, предъявляемых к эксплуатационным характеристикам, конструкция ТВПЭ допускает применение для ее формирования широкой гаммы полупроводниковых материалов и имеет ограниченные лишь уровнем развития технологии пределы по ее усовершенствованию.

2.1.1. Выбор материала подложки

Важнейшим элементом приборов силовой и СВЧ-электроники является подложка, используемая для эпитаксиального осаждения слоев широкозонных полупроводников, в частности нитридов элементов третьей группы. Доступность приемлемых по цене подложек большого диаметра и высокого качества оказывает определяющее влияние на перспективы развития нитрид-галлиевой технологии. Выбор материала подложки осуществляется в соответствии со следующими критериями [24; 107]:

- рассогласование параметров решетки и КТР относительно материалов эпитаксиальных слоев;
- теплопроводность;
- удельное электрическое сопротивление ρ ,
- качество кристаллической структуры и концентрация остаточных дефектов;
- качество поверхности и концентрация остаточных дефектов;
- механические свойства;
- стоимость;
- доступный размер.

При эпитаксиальном осаждении среди серьезных последствий рассогласования параметров решетки и КТР необходимо выделить результирующий прогиб подложки и появление внутренних механических напряжений во всей приборной структуре, приводящих к ухудшению ее надежности. Теплопроводность подложки определяет степень подверженности приборной структуры эффекту саморазогрева. Удельное сопротивление подложки обуславливает необходимость формирования дополнительных изолирующих слоев. Ключевые физические параметры материалов подложки, используемых для изготовления приборов на основе нитридов элементов третьей группы, перечислены в табл. 2.1, где a_0 и c_0 – параметры решетки, α_a и α_c – КТР вдоль осей a и c соответственно.

Таблица 2.1 – Физические параметры материалов подложки

Параметр	Материал				
	Al ₂ O ₃	Si	6H-SiC	AlN	GaN
a_0 (Å) [108]	4,758	5,4301	3,08	3,112	3,189
c_0 (Å) [108]	12,99	–	15,12	4,982	5,185
α_a ($\times 10^{-6}$ K ⁻¹) [108]	7,5	3,59	4,2	4,2	5,59
α_c ($\times 10^{-6}$ K ⁻¹) [108]	8,5	–	4,68	5,3	3,17
κ (Вт/(см·К))	0,39	1,48	3,74	3,89	2,58
ρ (Ом·см) [24]	–	$\geq 10^4$	$\geq 10^{11}$	$\geq 10^{12}$	$\geq 10^9$

Самым распространенным материалом подложки для эпитаксиального осаждения нитридов элементов третьей группы является сапфир. Основным преимуществом этого материала считается доступность недорогих подложек диаметром от 2 до 8 дюймов. Несмотря на низкую теплопроводность и большое несоответствие параметров решетки относительно системы материалов (Al,Ga)N, на сапфировой подложке был получен AlGaN/GaN-ТВПЭ с удельной выходной мощностью 5,5 Вт/мм при эффективности с добавленной мощностью 20,6 % на частоте 94 ГГц [109]. В статье [110] представлен InAlN/GaN-ТВПЭ с рекордными для сапфировой подложки значениями граничной частоты и максимальной частоты генерации – 190 и 301 ГГц соответственно. Из-за невысокой теплопроводности сапфира для успешной реализации массового производства силовых и СВЧ-приборов на подложках из этого материала требуется разработка эффективной системы теплоотвода. Еще одной проблемой является очень высокая твердость сапфира, затрудняющая утонение подложки. Кроме того, значительное рассогласование параметров решетки и КТР между сапфиром и нитридами элементов третьей группы может служить причиной прогиба утоненной подложки и образования кристаллических дефектов в эпитаксиальной структуре [111].

Привлекательность кремния как материала подложки заключается в возможности изготовления недорогих подложек очень высокого качества. Показано, что граничная частота и максимальная частота генерации InAlN/GaN-ТВПЭ на кремниевой подложке могут теоретически достигать значений 320 и 535 ГГц соответственно [81]. Основным препятствием для организации массового производства силовых и СВЧ-приборов на кремниевых подложках является образование микротрещин и дислокаций рассогласования, вызванное несоответствием параметров решетки и КТР между кремнием и системой материалов (Al,Ga)N, образующих эпитаксиальную структуру.

Полуизолирующий карбид кремния считается одним из наиболее подходящих материалов подложки благодаря удачному сочетанию значений рассогласования параметров решетки и КТР относительно нитридов элементов третьей группы, а также теплопроводности и удельного сопротивления. Именно на подложке из этого материала были экспериментально получены рекордные на сегодняшний день значения граничной частоты и максимальной частоты генерации – 454 и 444 ГГц соответственно [112]. Из множества полиморфных модификаций карбида кремния практическое применение находят в основном четырехслойный (4Н) и шестислойный (6Н) политипы. В работе [113] опубликованы результаты сравнения тепловых характеристик AlGaN/GaN-ТВПЭ на подложках 4Н-SiC и 6Н-SiC. Главным фактором, сдерживающим широкое использование карбида кремния, остается высокая стоимость подложек.

Применительно к силовым и СВЧ-приложениям подложки нитрида галлия и нитрида алюминия продолжительное время не привлекали внимание, хотя они активно используются в производстве приборов оптоэлектроники на основе нитридов элементов третьей группы. Основным фактором, предопределяющим их использование, является возможность полного исключения рассогласования параметров решетки и КТР. Для нитрида алюминия также свойственны очень высокие значения теплопроводности и удельного сопротивления. Характеристики AlGaN/GaN-ТВПЭ на нитрид-галлиевой подложке обсуждаются в работах [114; 115]. В статье [116] представлен AlGaN/GaN-ТВПЭ на нитрид-алюминиевой подложке с рекордной для диапазона частот 8–12 ГГц удельной выходной мощностью 24,4 Вт/мм и достаточно высоким значением напряжения пробоя – 258 В.

Выбор материала подложки для изготовления приборов на основе системы материалов (Al,Ga)N не ограничивается рассмотренными

вариантами. Активно проводятся исследования, направленные на применение подложек монокристаллического алмаза [117; 118].

2.1.2. Слой зарождения

По состоянию на сегодняшний день в силу чрезвычайно высокой стоимости объемных кристаллов нитрида галлия и нитрида алюминия эпитаксиальное осаждение нитридов элементов третьей группы приходится выполнять на чужеродных подложках при несовпадающих параметрах решетки и КТР. Для эпитаксии на таких подложках необходимо прибегать к ряду специальных приемов на начальных этапах роста, к которым относятся нитридизация поверхности подложки (формирование сплошного нитридного слоя толщиной в один-два монослоя), выращивание слоя зарождения (зародышевого слоя) и его последующий отжиг. Условия, при которых формируется слой зарождения (стандартным материалом является нитрид алюминия), оказывают определяющее влияние на структурное качество и удельное сопротивление всех вышележащих слоев. На сапфировой подложке толщина слоя зарождения, как правило, составляет 7–25 нм, а температура осаждения находится в интервале 770–970 К. На кремниевой подложке толщина этого слоя обычно равна 30–60 нм. В случае подложки 6H-SiC применяются слои зарождения толщиной 60–120 нм, осаждаемые при температуре 1015–1350 К [24].

2.1.3. Буферный слой

Одной из наиболее важных задач при формировании приборных структур на основе нитридов элементов третьей группы является получение высокоомного буферного слоя, обеспечивающего электрическую изоляцию между активными элементами на кристалле и защиту проводящего канала от влияния подложки. С точки зрения технологии изготовления приборной структуры этот слой выполняет роль плавного перехода от подложки к области канала, имеющей структуру, близкую к совершенной. Толщина буферного слоя может варьироваться в широком диапазоне – от десятых долей [119] до нескольких микрометров [120]. Выбор значения этого геометрического параметра во многом осуществляется в результате компромисса между временем роста и качеством материала, поскольку концентрация дефектов уменьшается по мере увеличения толщины слоя.

2.1.4. Промежуточный слой – спейсер

Основной задачей нелегированного промежуточного слоя нитрида алюминия, или спейсера, является предотвращение рассеяния электронов на гетеропереходе [121].

2.1.5. Барьерный слой

При проектировании $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -ТВПЭ толщина барьерного слоя и относительное содержание алюминия x в трехкомпонентном соединении входят в перечень основных конструктивно-технологических параметров. Как указано в подразделе 1.1.3, увеличение толщины барьерного слоя, начиная с некоторой критической величины, приводит к росту концентрации носителей в ДЭГ. Однако при этом параллельно происходит ухудшение передаточной проводимости транзистора. Толщина барьерного слоя обычно составляет 7–25 нм [24]. При увеличении мольной доли алюминия до некоторого уровня концентрация электронов в канале также повышается [122]. С другой стороны, эта возможность ограничивается возрастающим рассогласованием параметров решетки и повышением концентрации внутренних механических напряжений. Значение параметра x , как правило, находится в пределах 20–30 % [24].

2.1.6. Омические контакты

Неотъемлемой частью приборных структур на основе нитридов элементов третьей группы являются омические (невыпрямляющие) контакты. Оптимизация процесса изготовления контактов истока и стока необходима для уменьшения паразитных сопротивлений, которые определяют предельные рабочие частоты и температурный диапазон работы транзистора. Среди основных требований, предъявляемых к омическим контактам, следует выделить отсутствие упругих механических напряжений и хорошую стабильность при повышенных температурах. Для формирования омического контакта к гетероструктуре $\text{AlGaIn}/\text{GaInN}$ обычно используется многослойная металлическая система. Распространенной комбинацией металлов является Ti/Al , тонкие слои которых последовательно осаждаются один на другой. После проведения быстрого отжига при высокой температуре в атмосфере азота титан образует основной контакт с

полупроводником, а алюминий играет роль диффузионного барьера, защищая контакт от влияния окружающей среды [123]. Стандартной считается схема с дополнительной металлизацией Ti/Al/Ni/Au, где золото препятствует окислению, а никель предотвращает смешивание алюминия и золота [124; 125]. Успешно применяются и другие металлические композиции: Ti/Al/Pt/Au [126], Ti/Al/Ti/Au [127], Ti/Al/Mo/Au [128]. Так как использование золота несовместимо с комплементарной технологией, отдельное внимание уделяется композициям без этого металла, например, Ti/Al/Ti/W [129].

2.1.7. Контакт Шоттки

Еще одним критическим элементом класса полевых транзисторов, не имеющих контакт металл–оксид, является контакт Шоттки (выпрямляющий контакт) между металлом и полупроводником. Свойства этого контакта оказывают влияние на расположение и характер областей с максимальной температурой и максимальной напряженностью электрического поля, образующихся рядом с затвором. Существенными проблемами контактов Шоттки являются плохая стабильность при повышенных температурах и аномально большие токи утечки. Высота барьера Шоттки для идеального выпрямляющего контакта полупроводник–металл определяется по формуле:

$$\varphi_b = W - \chi. \quad (2.1)$$

где W – работа выхода металла, эВ;

χ – сродство к электрону полупроводника, эВ.

На электронные свойства соприкасающихся материалов могут оказывать сильное влияние поверхностные состояния, что приводит к значительному несоответствию между действительным и рассчитанным значениями высоты барьера. Так как для нитридов элементов третьей группы характерна преимущественно ионная связь, то соотношение (2.1) обычно выполняется с достаточной точностью. Для формирования выпрямляющего контакта к GaN или AlGaN с электронным типом электропроводности (n -AlN и n -AlGaN) необходимо использовать металл с большой работой выхода, в частности, никель или платину. На ранних этапах развития технологии AlGaN/GaN-ТВИЭ применялась, как правило, двухслойная металлическая композиция Ni/Au [130; 131]. Однако все большее предпочтение отдается схемам Pt/Au и Pt/Ti/Au [132].

2.2. Методы достижения работы в режиме обогащения

AlGaN/GaN-ТВПЭ с классической конструкцией проводит электрический ток даже при нулевом напряжении затвор–исток V_{GS} , так как условия для образования ДЭГ в канале удовлетворяются заранее [133]. Этот транзистор является нормально открытым (со встроенным каналом), то есть работает в режиме обеднения. Для его выключения на затвор необходимо подавать отрицательное напряжение. При использовании нормально открытых транзисторов требуется усложнение электрической схемы, поэтому в силовой электронике предпочтение отдается нормально закрытым приборам, обеспечивающим помимо всего повышенную надежность работы [134–136].

С физической точки зрения осуществить сдвиг порогового напряжения в область положительных значений и добиться таким образом работы в режиме обогащения можно после выполнения специальных преобразований области рядом с затвором. На рисунке 2.2 схематически представлены способы получения нормально закрытого AlGaN/GaN-ТВПЭ.

Первый метод (рис. 2.2, а) заключается в локальном уменьшении толщины барьерного слоя AlGaN под затвором [137; 138]. В структуре с «утопленным» затвором при толщине барьерного слоя, не превышающей некоторую критическую величину, уровень Ферми на поверхности будет лежать ниже дна зоны проводимости в слое AlGaN, что соответствует ситуации, при которой ДЭГ отсутствует и транзистор имеет положительное пороговое напряжение.

Сущность второго метода (рис. 2.2, б) состоит во внедрении с помощью плазменной обработки или ионной имплантации отрицательно заряженных ионов фтора в область, находящуюся непосредственно под затвором [139]. Показано, что индуцированный таким образом отрицательный заряд обедняет ДЭГ и сдвигает пороговое напряжение в область положительных значений [140]. Кроме того, отрицательно заряженные ионы фтора приводят к изгибу вверх зоны проводимости в слое AlGaN, увеличивая высоту барьера между металлом и полупроводником и уменьшая тем самым ток утечки от затвора к стоку [141].

Комбинация первых двух методов является дальнейшим развитием способов получения AlGaN/GaN-ТВПЭ, работающего в режиме обогащения. Для снижения тока утечки в «утопленной» области под затвором осаждается слой диэлектрика (рис. 2.2, в). В этом случае пороговое напряжение может контролироваться изменением толщины этого слоя [142].

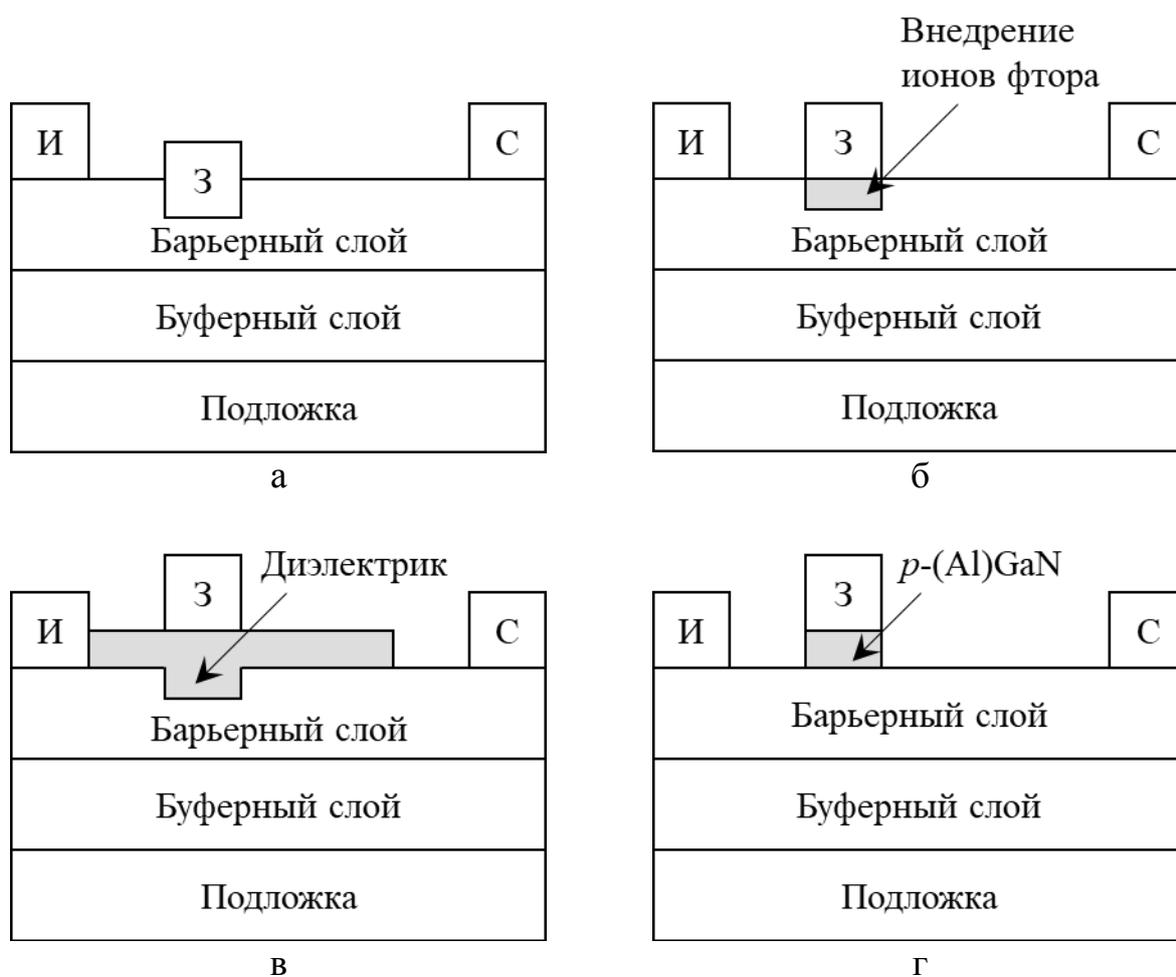


Рисунок 2.2 – Конструкции AlGaN/GaN-ТВПЭ, работающего в режиме обогащения (И – исток, З – затвор, С – сток): а – с «утопленным» затвором; б – с внедренными отрицательно заряженными ионами фтора; в – со слоем диэлектрика между затвором и барьерным слоем; г – со слоем p -GaN или p -AlGaN под затвором

Представленные подходы к созданию нормально закрытого транзистора на основе нитрида галлия имеют ряд недостатков, связанных в первую очередь с воспроизводимостью результатов плазменного травления и нестабильностью порогового напряжения при повышении рабочей температуры. По состоянию на 2024 год единственная технология, достигшая стадии коммерциализации, основана на внедрении слоя GaN или AlGaN с дырочным типом электропроводности (p -GaN или p -AlGaN) между затвором и барьерным слоем AlGaN (рис. 2.2, г). Этот подход был впервые предложен в работе [143]. На ранних этапах применялся слой p -AlGaN с омическим контактом на основе палладия. Тем не менее последующие исследования показали, что при использовании выпрямляющего контакта вместо омического можно добиться увеличения порогового напряжения и уменьшения тока утечки от затвора к стоку [144].

2.3. Коллапс тока и пассивация поверхности

Среди главных проблем гетероструктурных полевых транзисторов, препятствующих достижению высоких характеристик, выделяется коллапс тока. Используемый в современной научно-технической литературе термин «коллапс тока» не имеет однозначного определения. Во время первых исследований приборов на основе арсенида галлия сложилось так, что коллапсом в узком смысле понятия называется связанное с наличием в структуре ловушечных состояний обратимое явление уменьшения тока стока I_D при большом напряжении сток-исток V_{DS} . Однако под коллапсом тока также понимаются и другие вызываемые ловушками эффекты нестабильности: задержка сигнала на затворе или стоке и дисперсия передаточной проводимости (несоответствие сток-стоковых характеристик, полученных в непрерывном и импульсном режимах) [145].

Многочисленные исследования показали, что причиной коллапса тока служат дефекты материала, а именно ловушки с глубоким уровнем залегания, в объеме буферного слоя и на свободной поверхности барьерного слоя в областях между электродами [146–149]. В принципе, ловушки могут находиться также в объеме барьерного слоя и на гетеропереходе, однако их ответственность за уменьшение тока стока не установлена [145]. Одним из следствий коллапса тока в его классическом представлении является уменьшение выходной мощности, которая измеряется на частотах 4–18 ГГц, относительно ее теоретически определенного значения [150]. Снижение выходной мощности объясняется не только уменьшением тока стока, но и увеличением напряжения перегиба вольт-амперной характеристики (напряжения насыщения). В ТВПЭ на основе нитрида галлия характеристическое время захвата на ловушки значительно превышает период сигнала на рабочих частотах, то есть ловушки заряжаются и разряжаются медленнее, чем изменяется сигнал на высокой частоте. Это приводит к ухудшению вольт-амперной характеристики, в которой учитывается перезаряд ловушек.

Одним из главных требований, предъявляемых к буферному слою, является высокое удельное сопротивление. Для предотвращения токов утечки и высокочастотных потерь значение этого параметра должно быть не ниже 10^7 Ом·см [79]. В стандартных условиях, при которых происходит осаждение объемных слоев нитрида галлия на различных подложках с помощью метода MOCVD или молекулярно-лучевой эпитаксии, эти слои обладают электронным типом электропроводности при концентрации электронов от 10^{16} до 10^{18} см⁻³. Проводящий характер эпитаксиальных слоев

нитрида галлия является следствием непреднамеренного легирования, прежде всего кислородом и кремнием, замещающими соответственно азот и галлий. Кислород и кремний имеют энергетические уровни, залегающие на 0,029 и 0,017 эВ ниже дна зоны проводимости в нитриде галлия, то есть играют роль донорных примесей с мелким уровнем залегания. Необходимый уровень изоляции буферного слоя может быть достигнут путем компенсационного легирования акцепторной примесью, например, железом [151–153] или углеродом [154]. Однако в этом случае в буферном слое появляются избыточные примесные центры, действующие как глубокие ловушки и принимающие участие в коллапсе тока [155]. В статье [156] продемонстрировано влияние энергетических уровней и распределения концентрации таких ловушек на коллапс тока и ток утечки в закрытом состоянии.

Для объяснения механизма, лежащего в основе коллапса тока, вызываемого глубокими ловушками на свободной поверхности барьерного слоя в областях между электродами, применяется концепция «виртуального затвора», предложенная в работе [150]. В соответствии с этой моделью, при большом отрицательном напряжении затвор-исток электроны под действием сильного электрического поля переходят из затвора на поверхность полупроводника между затвором и стоком, где заполняют нейтральные ловушки. Отрицательно заряженные ловушки формируют виртуальный затвор, который модулирует протяженность области пространственного заряда, уменьшает ток стока и увеличивает напряжение насыщения [157]. В этой ситуации на поверхности барьерного слоя располагаются два соединенных последовательно затвора, один из которых управляется прикладываемым внешним напряжением, а второй – суммарным зарядом электронов, захваченных поверхностными ловушками.

Самым эффективным и при этом несложным с технологической точки зрения способом устранения коллапса тока является пассивация поверхности готовой транзисторной структуры слоем диэлектрического материала с определенным зарядом, связывающим поверхностные ловушечные состояния. Для использования в качестве материала пассивации предлагается широкий ряд диэлектриков, каждый из которых имеет свои преимущества и недостатки. Наиболее популярным диэлектриком для приборов на основе нитридов элементов третьей группы является нитрид кремния. Показано, что осаждение слоев SiN [158] и Si₃N₄ [159] на поверхность AlGaIn/GaN-ТВИЭ приводит к увеличению выходной мощности, но при этом оказывает неоднозначное влияние на напряжение пробоя [159; 160]. Значения толщины слоя нитрида кремния, от которой зависят механические свойства этого слоя

и эффективность защиты нижерасположенных областей приборной структуры от проникновения различных частиц из окружающей среды, охватывают широкий диапазон: от нескольких нанометров [161] до десятых долей микрометра [162]. В качестве альтернативных материалов пассивации рассматриваются многие оксиды, например, диоксид кремния SiO_2 . Результаты сравнения характеристик транзисторов на основе нитрида галлия со слоями пассивации на основе Si_3N_4 и SiO_2 приведены в статьях [159; 163].

2.4. Физические механизмы электрического пробоя

Благодаря высокой напряженности электрического поля пробоя нитрида галлия (3,3 МВ/см) на его основе могут быть сформированы приборные структуры с величинами напряжения электрического пробоя от нескольких сотен до нескольких тысяч вольт в зависимости от расстояния между затвором и стоком, а также от толщины буферного слоя. Уникальное сочетание свойств нитрида галлия превращает его в очень перспективный полупроводниковый материал для изготовления силовых и СВЧ-транзисторов. Многолетние усилия научного и промышленного сообществ привели к получению транзисторов на основе нитрида галлия с напряжением пробоя не менее 2200 В [164], открыв тем самым перед этими приборами окно возможностей для применения в силовой электронике. Кроме того, малая величина произведения входного сопротивления на емкость прибора позволяет транзисторам на основе нитрида галлия достигать высоких значений частоты переключения (выше 40 МГц [165]) и, следовательно, применяться для производства эффективных систем преобразования энергии. К настоящему времени уже продемонстрированы преобразователи с эффективностью вплоть до 96–98 %, что подтверждает преимущество нитрида галлия над другими полупроводниковыми материалами, которые сейчас используются в силовой электронике.

Несмотря на отличные эксплуатационные характеристики ТВПЭ на основе нитрида галлия, существует ряд физических механизмов, ответственных за деградацию характеристик и приводящих к сокращению срока службы этих приборов. Многочисленные исследования показывают, что ухудшение рабочих характеристик может быть следствием следующих процессов [166]:

- 1) деградации контакта Шоттки при большом обратном напряжении затвор-исток, которая приводит к возрастанию токов утечки через затвор, протекающих вдоль его боковых границ;

2) полуобратимой и необратимой деградацией, вызванной горячими электронами, – этот механизм наблюдается, когда транзистор находится во включенном состоянии, и в большинстве случаев приводит к уменьшению тока стока из-за накопления отрицательного заряда у боковых границ затвора и/или в промежутке между затвором и стоком;

3) отслаиванием материала пассивирующего слоя вследствие воздействия высокой температуры или высокого уровня рассеиваемой мощности, что приводит к дополнительному захвату носителей заряда и утечкам тока;

4) нестационарными деградационными процессами, вызванными образованием различного рода дефектов внутри гетероструктуры AlGaIn/GaN.

Вдобавок к перечисленным физическим процессам и явлениям, ответственным за ухудшение эксплуатационных характеристик, на работу транзисторов на основе нитрида галлия при высоких значениях напряжения сток-исток существенное влияние могут оказывать различные механизмы электрического пробоя. У транзистора в закрытом состоянии пробой проявляется в виде чрезмерного возрастания тока стока, когда напряжение сток-исток достигает некоторой критической величины. Пробой может иметь катастрофические последствия, то есть приводить к внезапному выходу прибора из строя. Обычно это происходит, когда измерения напряжения пробоя выполняются в режиме контроля напряжения, который заключается в повышении напряжения сток-исток до тех пор, пока увеличение тока стока продолжает оставаться контролируемым. Условия для некритического пробоя могут быть созданы, если измерения проводятся в режиме контроля тока. В этом случае также появляется возможность для оценки относительных вкладов токов утечки от истока, затвора и буферного слоя к стоку в суммарный ток утечки, что помогает таким образом получить информацию об основном физическом механизме электрического пробоя, действующем в конкретном рассматриваемом случае.

Пробой представляет собой значительную проблему для силовых/высоковольтных ТВПЭ. По этой причине активно ведутся многочисленные исследования, целью которых является изучение физических процессов и явлений, приводящих к пробоям, построение математических моделей, предназначенных для их адекватного описания, а также разработка конструктивно-технологических решений, повышающих выносливость приборов. Электрический пробой в ТВПЭ на основе нитрида галлия может быть обусловлен следующими причинами:

- 1) проколом между истоком и стоком, причиной которого являются такие короткоканальные эффекты, как индуцированное стоком понижение барьера;
- 2) током утечки через контакт Шоттки затвора;
- 3) вертикальным пробоем, вызванным недостаточной компенсацией свободных носителей в буферном слое или использованием проводящей подложки;
- 4) ударной ионизацией, приводящей к резкому возрастанию тока стока вследствие лавинообразной генерации электронно-дырочных пар в непосредственной близости от затвора.

2.4.1. Подпороговый ток утечки между истоком и стоком

На рисунке 2.3 представлены выходные вольт-амперные характеристики AlGaIn/GaN-ТВПЭ, измеренные в режиме контроля тока при различных значениях напряжения затвор-исток [166]. Расстояние между истоком и затвором этого прибора составляет 0,8 мкм, расстояние между затвором и стоком – 4 мкм, длина и ширина затвора – 0,5 мкм и 0,1 мм соответственно.

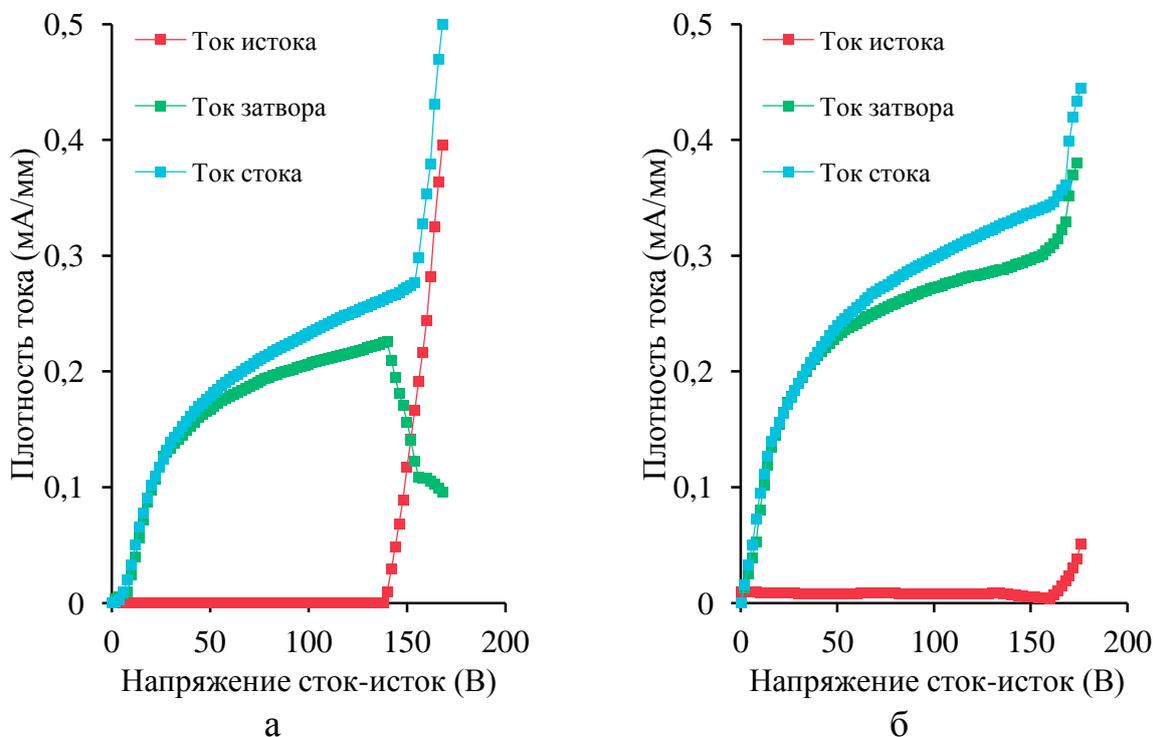


Рисунок 2.3 – Результаты измерения вольт-амперных характеристик AlGaIn/GaN-ТВПЭ: а – при напряжении затвор-исток -3 В; б – при напряжении затвор-исток -6 В

Когда транзистор находится в закрытом состоянии и напряжение затвор-исток приблизительно равно пороговому напряжению, основной вклад в суммарный ток пробоя вносит ток утечки, протекающий от истока к стоку по обходному пути через буферный слой (подпороговый ток утечки). Эта составляющая тока утечки проявляет сильную зависимость от напряжения затвор-исток при измерении в режиме контроля тока. Как следует из рисунка 2.3, в результате изменения напряжения затвор-исток с -3 до -6 В ток утечки исток-сток при напряжении сток-исток 160 В уменьшается в несколько раз, так как подача более отрицательного напряжения на затвор приводит к усилению обеднения области буферного слоя, расположенной под затвором.

Особую важность подпороговый ток утечки приобретает в короткоканальных приборах, в которых длина затвора не превышает 1 мкм. Подробное описание этого механизма электрического пробоя приведено в работе [167] на примере ТВПЭ с барьерным слоем $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$ толщиной 30 нм и длиной затвора в пределах 0,17–0,27 мкм. Показано, что при высоких значениях напряжения сток-исток электрический ток течет в глубине буферного слоя, вдали от гетероперехода AlGaN/GaN . Причиной является увеличение среднего значения вертикальной составляющей напряженности электрического поля под затвором, вызванное высоким напряжением на стоке. Такое нежелательное явление называется понижением барьера, индуцированным стоком или проколом, и может быть частично ослаблено с помощью внедрения акцепторной примеси в буферный слой.

Другим эффективным способом снижения тока утечки исток-сток является использование в качестве основы конструкции ТВПЭ двойной гетероструктуры. В этом случае под областью канала, толщина которой не превышает нескольких десятков нанометров, создается дополнительный барьерный или буферный слой AlGaN [168]. Сравнение вольт-амперных характеристик ТВПЭ, конструкция которых состоит из одинарной и двойной гетероструктур, проведено в статье [169] для различных расстояний между затвором и стоком. Транзистор с одинарной гетероструктурой включает барьерный слой $\text{Al}_{0,23}\text{Ga}_{0,77}\text{N}$ толщиной 30 нм и буферный слой GaN толщиной 2,4 мкм. Транзистор с двойной гетероструктурой состоит из барьерного слоя $\text{Al}_{0,23}\text{Ga}_{0,77}\text{N}$ толщиной 30 нм, тонкой (15 нм) области канала и буферного слоя $\text{Al}_{0,05}\text{Ga}_{0,95}\text{N}$ толщиной 1,84 мкм. Результаты исследований показали, что вне зависимости от расстояния между затвором и стоком прибор с одинарной гетероструктурой претерпевает мягкий пробой, вызванный проколом между истоком и стоком. Однако в случае с прибором, включающем двойную гетероструктуру, ситуация иная: электрический

пробой наступает при гораздо больших значениях напряжения сток-исток. Кроме того, значение напряжения пробоя линейно зависит от расстояния между затвором и стоком. Согласно результатам двумерного приборного моделирования [168], при использовании двойной гетероструктуры существенно улучшается обеднение буферного слоя (то есть снижается концентрация свободных электронов), что в свою очередь приводит к уменьшению тока утечки исток-сток. В связи с вышеуказанными обстоятельствами толщина области канала должна подбираться таким образом, чтобы достигалась высокая плотность носителей в ДЭГ и создавались условия для их удержания в канале.

2.4.2. Ток утечки через контакт Шоттки затвора

При подаче высокого напряжения на сток ТВПЭ, находящегося в закрытом состоянии, переход между затвором и стоком оказывается обратно смещенным. В отсутствие тока утечки от истока к стоку, то есть при напряжении затвор-исток, достаточно низком для получения условий для прокола между истоком и стоком, или в случае транзистора с двойной гетероструктурой, основной вклад в ток стока вносит ток утечки от затвора к стоку, как показано на рисунке 2.3, б. За появление этой составляющей общего тока утечки могут отвечать следующие физические механизмы:

- поверхностная прыжковая проводимость;
- туннелирование, стимулированное дефектами;
- термоэлектронная эмиссия;
- эмиссия Пуля–Френкеля;
- формирование макрокристаллографических дефектов в барьерном слое.

Роль поверхностного тока утечки от затвора к стоку в процессах, приводящих к электрическому пробоеу ТВПЭ, обсуждается в статье [170]. Авторы выдвинули предположение, что источником существенной поверхностной проводимости – прыжковой проводимости – могут служить поверхностные состояния, создаваемые дефектами или загрязнителями различного рода. Когда транзистор находится в закрытом состоянии при высоком напряжении на стоке, электроны могут туннелировать из затвора и заполнять эти поверхностные состояния, генерируя таким образом ток от затвора к стоку. Электрический пробой, то есть резкое возрастание тока стока, достигается в результате теплового пробоя, при котором величина рассеиваемой мощности на поверхности приборной структуры превышает

определенный предел. Этот механизм характеризуется отрицательным температурным коэффициентом, так как напряжение пробоя уменьшается при повышении температуры. Одним из способов снижения поверхностного тока утечки является пассивация поверхности приборной структуры. Для получения пассивирующих слоев многие исследовательские коллективы прибегают к использованию таких современных технологических процессов, как MOCVD и молекулярно-лучевая эпитаксия, что позволяет уменьшить ток утечки на несколько порядков, тем самым значительно улучшив выносливость транзистора. Подтверждение роли поверхностных состояний в генерации тока утечки от затвора к стоку было получено в работе [171], где показано, что присутствие на поверхности барьерного слоя AlGaN положительного заряда (созданного, например, вакансиями азота) приводит к возрастанию напряженности электрического поля в этом слое, что, в свою очередь, стимулирует процессы туннелирования и ударной ионизации. Как следствие, с увеличением концентрации поверхностных состояний на поверхности барьерного слоя AlGaN ток утечки от затвора к стоку повышается, а напряжение пробоя уменьшается.

Ток утечки от затвора к стоку вне зависимости от механизма возникновения может быть почти полностью устранен путем внедрения в конструкцию ТВПЭ затвора со структурой металл–диэлектрик–полупроводник вместо более привычного затвора с контактом Шоттки [172; 173].

2.4.3. Вертикальный ток утечки

Как обсуждалось в предыдущих подразделах, токи утечки от истока и затвора к стоку как составляющие общего тока утечки могут быть снижены почти до нуля благодаря оптимизации конструкции ТВПЭ, то есть использованию двойной гетероструктуры вместо одинарной (для уменьшения тока утечки исток-сток) и внедрению подзатворного диэлектрика в структуру затвора (для уменьшения тока утечки от затвора к стоку). Транзисторы с большим расстоянием между затвором и стоком могут достигать значений напряжения пробоя от 500 до 1000 В. Однако при таких условиях значительной может стать еще одна составляющая суммарного тока утечки – вертикальный ток утечки от буферного слоя к стоку.

Уменьшение этого тока утечки может быть достигнуто в результате улучшения изолирующих свойств буферного слоя. Простой и достаточно эффективный способ заключается в использовании AlGaN вместо GaN в

качестве материала буферного слоя. В этом случае напряжение вертикального пробоя увеличивается, так как ширина запрещенной зоны тройного соединения больше, чем у нитрида галлия. Еще один способ состоит в применении буферного слоя большой толщины. В работе [174] показано, что увеличение толщины буферного слоя из нитрида галлия, на котором в последующем формируется нелегированный слой нитрида галлия, приводит к существенному повышению напряжения пробоя. Отчасти это происходит и по причине того, что в нелегированном слое, выращенном на толстом буферном слое, значительно снижается плотность дислокаций. Для эпитаксиальных слоев толщиной 5,5 мкм, осажденных с помощью метода MOCVD, была достигнута величина напряжения пробоя 2,3 МВ/см, которая весьма близка к теоретическому значению 3 МВ/см.

Весьма оригинальный способ уменьшения вертикального тока утечки продемонстрирован для AlGaIn/GaN-ТВПЭ на карбид-кремниевой подложке [175]. Идея состоит в разбиении падения напряжения между нитридными слоями и верхним слоем подложки. Для получения изолирующего слоя толщиной в несколько нанометров у верхней поверхности подложки карбида кремния предлагается использовать имплантацию ионов аргона. С помощью этого метода для прибора, у которого расстояние между затвором и стоком составляло 18 мкм, было получено значение напряжения пробоя 880 В. Стоит отметить, что внедрение ионов аргона в подложку никоим образом не сказывалось на качестве эпитаксиальных слоев, выращенных на поверхности этой подложки.

Еще один способ повышения напряжения пробоя заключается в удалении кремниевой подложки и переносе приборной структуры на подложку с хорошими изолирующими свойствами, например, подложку нитрида алюминия. Таким образом для ТВПЭ с эпитаксиальной гетероструктурой, не превышающей по толщине 2 мкм, была получена величина напряжения пробоя более 1500 В [176]. Близкий по смыслу подход был предложен в работе [177], где удалось достичь значения 1900 В для прибора с толщиной буферного слоя менее 2 мкм после локального удаления кремниевой подложки между затвором и стоком.

За появление вертикального тока утечки может быть ответственен также механизм, исследованный в работе [178]. Было выдвинуто предположение, что запирающее напряжение ТВПЭ может быть ограничено повышенной поверхностной концентрацией электронов на границе раздела между буферным слоем из нитрида галлия и кремниевой подложкой. Этот инверсный слой может быть причиной значительного тока утечки, протекающего вдоль краев приборной структуры. В качестве решения этой

проблемы предлагается формирование в подложке по краям приборной структуры областей, легированных акцепторной примесью. Эти области должны препятствовать течению электронов по краям транзистора, тем самым предотвращая появление вертикального тока утечки. С помощью такого технологического решения удалось повысить напряжение пробоя транзистора, толщина буферного слоя из нитрида галлия которого составляла 1,4 мкм, до значения 1340 В.

2.5. Эффект саморазогрева и методы снижения рабочей температуры

Еще одной критической проблемой гетероструктурных полевых транзисторов, не позволяющей достигнуть максимально возможных мощностных и частотных характеристик, является эффект саморазогрева – повышение средней температуры и крайне неравномерное распределение рассеиваемой мощности в структуре прибора, в результате чего образуется область с очень высокой температурой рядом с границей затвора со стороны стока. Благодаря высоким значениям ширины запрещенной зоны, скорости электронов при насыщении и напряженности электрического поля пробоя в системе материалов (Al,Ga)N транзисторы на основе этих полупроводников способны выдерживать экстремальные уровни плотности мощности – десятки ватт на миллиметр ширины канала [179; 180]. Однако при таких значениях мощности нагрев приводит к ухудшению мощностных и частотных характеристик, снижению надежности и долговечности приборов. Исследования показывают, что при температуре 510 К в области канала нижняя граница доверительного интервала с вероятностью 90 % средней наработки до отказа AlGaIn/GaN-ТВПЭ на карбид-кремниевой подложке может составлять всего десять тысяч часов. Приемлемая же для массового производства средняя наработка до отказа, равная одному миллиону часов, возможна при температуре 450 К [181]. При фиксированной разнице между температурой в области канала и температурой корпуса рассеиваемая мощность и, следовательно, выходная мощность определяются способностью транзистора отводить тепло.

Для уменьшения влияния эффекта саморазогрева было предложено много конструктивно-технологических решений, которые можно разделить на две большие группы. Первую группу составляют методы, главной задачей которых является снижение влияния чужеродной подложки с низкой теплопроводностью. Вторая группа включает методы, основанные на модификации верхней поверхности приборной структуры. Основные

конструктивно-технологические решения, направленные на уменьшение воздействия эффекта саморазогрева в ТВПЭ на основе нитрида галлия, приведены в таблице 2.2.

Таблица 2.2 – Методы уменьшения влияния эффекта саморазогрева в ТВПЭ на основе нитрида галлия

№	Конструктивно-технологическое решение	Год	Источник
1 (а)	Использование подложки SiC	1997	[182]
		1997	[183]
1 (б)	Использование подложки монокристаллического алмаза	2010	[117]
2 (а)	Стандартное крепление методом перевернутого кристалла к подложке AlN	1997	[184]
2 (б)	Крепление методом перевернутого кристалла к подложке AlN с заполнением пустоты между приборной структурой и подложкой AlN эпоксидной смолой	2003	[185]
2 (в)	Крепление методом перевернутого кристалла к подложке AlN с использованием дополнительных контактных столбиков на истоке и стоке	2006	[186]
2 (г)	Крепление методом перевернутого кристалла к медной пластине	2018	[187]
3	Утонение сапфировой подложки	2001	[188]
4 (а)	Удаление кремниевой подложки и присоединение подложки CVD-алмаза методом, разработанным компанией Group4 Labs	2006	[189]
4 (б)	Механическое удаление сапфировой подложки путем разрыва промежуточного слоя <i>h</i> -BN и присоединение медной пластины с помощью промежуточных слоев Ti/Au/In	2014	[190]
4 (в)	Удаление подложки SiC и присоединение подложки CVD-алмаза при низкой температуре	2015	[191]
4 (г)	Механическое удаление сапфировой подложки путем разрыва промежуточного слоя <i>h</i> -BN и присоединение медной пластины с помощью термокомпрессионного соединения Au/Au	2016	[192]
5 (а)	Формирование под истоком сквозного отверстия через кремниевую подложку и осаждение слоев SiO ₂ /Ti/Cu на дно и боковые стенки полости	2009	[193]
5 (б)	Формирование под истоком сквозного отверстия через подложку SiC и заполнение полости золотом	2012	[194]
5 (в)	Формирование под истоком и активной областью транзистора сквозных отверстий через кремниевую подложку и осаждение меди на дно и боковые стенки полости	2014	[195]
5 (г)	Формирование под активной областью транзистора сквозного отверстия через подложку Si/SiO ₂ /Si и осаждение слоев Ti/Al на дно и боковые стенки полости	2018	[196]

Окончание таблицы 2.2

5 (д)	Формирование под активной областью транзистора сквозного отверстия через кремниевую подложку и осаждение слоев AlN/Cu на дно и боковые стенки полости	2019	[197]
5 (е)	Формирование под активной областью транзистора сквозного отверстия через кремниевую подложку и осаждение слоев Ti/Cu на дно и боковые стенки полости с последующим нанесением меди гальваническим способом	2019	[198]
6 (а)	Осаждение слоев CVD-алмаза на верхнюю поверхность гетероэпитаксиальной структуры по обе стороны от затвора	2010	[199]
6 (б)	Формирование ТОЭ на основе малослойного графена, расположенного на стоке	2012	[200]
6 (в)	Осаждение пленки из нескольких слоев <i>h</i> -BN на верхнюю поверхность приборной структуры	2016	[201]
7	Использование подложки монокристаллического алмаза и осаждение слоя нанокристаллического алмаза на верхнюю поверхность приборной структуры	2019	[202]
8	Осаждение на нижнюю поверхность кремниевой подложки слоев Cr/Au с последующим нанесением меди гальваническим способом	2023	[203]

Частотные и мощностные характеристики первых рабочих прототипов AlGaN/GaN-ТВПЭ были далеки от ожидаемых. Не в последнюю очередь это было связано с формированием приборных структур на сапфировых подложках, для которых свойственна очень низкая теплопроводность. По этой причине одним из ключевых векторов развития технологии ТВПЭ является разработка конструктивно-технологических решений, подразумевающих использование альтернативных материалов подложки. Среди таких материалов стоит отметить полуизолирующий карбид кремния, обладающий высокими значениями теплопроводности и удельного сопротивления. Показано, что формирование ТВПЭ на карбид-кремниевой подложке вместо сапфировой позволяет увеличить плотность тока стока при напряжении сток-исток 10 В на 28,8 % (с 0,59 до 0,76 А/мм) [183]. Очень перспективным материалом подложки, которая может применяться для эпитаксиального осаждения слоев нитридов элементов третьей группы, является монокристаллический алмаз [117]. Если же осаждение эпитаксиальных слоев на интересующую подложку затруднительно или вовсе не представляется возможным, на первом этапе может использоваться стандартная подложка, которая затем удаляется, и приборная структура переносится на подложку CVD-алмаза [189; 191] или медную пластину [190; 192]. Экспериментально установлено, что перенос изначально созданного на сапфировой подложке ТВПЭ на медную пластину приводит к

увеличению плотности тока стока при напряжении сток-исток 20 В на 38,2 % (с 0,34 до 0,47 А/мм) [190]. Сформированная на стандартной подложке приборная структура также может прикрепляться к подложке нитрида алюминия [184–186] или медной пластине [187] широко распространенным методом перевернутого кристалла. По итогам натурального эксперимента и компьютерного моделирования выяснено, что крепление ТВПЭ к подложке нитрида алюминия приводит к возрастанию плотности тока стока при напряжении сток-исток 20 В на 32,5 % (с 0,4 до 0,53 А/мм) и снижению максимальной температуры в структуре прибора при плотности выходной мощности 2,6 Вт/мм на 66 К (с 407 до 341 К) [186]. Перспективная инновационная технология, позволяющая выращивать высококачественный слой нанокристаллического алмаза на верхней поверхности ТВПЭ [202]. В последние годы активно исследуется технология формирования сквозных отверстий через кремниевую подложку с последующим осаждением металла с высокой теплопроводностью, чаще всего меди, на дно и боковые стенки созданных полостей [193; 195; 197; 198]. С помощью этого метода в работе [198] удалось повысить плотность тока стока при напряжении сток-исток 15 В на 18,4 % (с 0,38 до 0,45 А/мм).

Представленные конструктивно-технологические решения, направленные на ослабление эффекта саморазогрева, обеспечивают снижение температурного сопротивления на уровне интегральной схемы или корпуса [200; 201]. При фиксированной разнице между температурой в области канала и температурой корпуса рассеиваемая мощность и, следовательно, выходная мощность ограничиваются способностью транзистора отводить тепло. Однако в структуре ТВПЭ на основе нитрида галлия рассеиваемая мощность распределяется крайне неравномерно, в результате чего образуется зона с очень высокой температурой рядом с границей затвора со стороны стока [200]. По этой причине актуальной задачей является проектирование и реализация эффективной системы теплоотвода, которая будет функционировать на микроскопическом уровне (уровне прибора). Успешность выполнения этой задачи напрямую связана с подбором материала, который может использоваться для формирования конструктивного элемента, предназначенного для отведения избыточного тепла из активной области транзистора. Главным критерием при выборе подходящего материала выступает теплопроводность, которая должна быть как можно выше. Список потенциальных вариантов также ограничивается производственной технологичностью. Среди материалов, в той или иной степени отвечающих данным требованиям, необходимо отметить CVD-

алмаз, однослойный и малослойный графен², а также нитрид бора с гексагональной и кубической структурами.

Разработка приборов силовой и СВЧ-электроники, удовлетворяющих современным требованиям, представляется весьма затруднительной без применения материалов с высокой теплопроводностью. С этой же проблемой также сталкиваются при изготовлении устройств оптоэлектроники и фотоники [204]. Способность материала проводить тепло определяется его внутренним строением. С точки зрения тепловых свойств среди всех материалов особое место занимает углерод. Особенности строения кристаллической решетки обуславливают очень высокую теплопроводность различных аллотропных модификаций углерода, а именно: алмаза, графита, углеродных нанотрубок и графена. Проведенные с использованием рамановской спектроскопии измерения показали, что теплопроводность однослойного графена при комнатной температуре лежит в пределах от 31 до 53 Вт/(см·К) [205; 206]. Эти величины превышают значение теплопроводности пиролитического графита, которая равна 20 Вт/(см·К) при измерении в направлении, параллельном базисной плоскости [207]. Экспериментальные исследования процессов переноса тепла в двухслойном и малослойном графене продемонстрировали, что при увеличении числа атомных слоев от двух до четырех теплопроводность при комнатной температуре уменьшается с 28 до 13 Вт/(см·К) [208]. При дальнейшем увеличении числа слоев теплопроводность графена начинает восстанавливаться, пока не достигнет значения для пиролитического графита. Таким образом происходит плавный переход между механизмами переноса тепла, действующими в двумерном и трехмерном материалах. В представленных выше работах образцы, для получения которых использовался метод механического отшелушивания слоев от высокоориентированного пиролитического графита, находились в подвешенном (свободновисящем) положении. В отсутствие рассеяния на примесях и других дефектах материала, соприкасающегося с графеном, значение теплопроводности последнего приближается к значению собственной (внутренней) теплопроводности – ее теоретическому пределу. С практической же точки зрения, важными представляются данные о теплопроводности графеновых пленок, осажденных на определенных подложках. Например, согласно результатам выполненных экспериментов, выяснилось, что при комнатной температуре теплопроводность однослойного графена на подложке диоксида кремния составляет всего

² Термины и определения понятий, относящихся к графену, соответствуют международному стандарту ISO/TS 80004-13:2017

6 Вт/(см·К) [209]. Это значение в несколько раз меньше, чем у подвешенного графена, но все равно больше, чем у серебра и меди – 4,3 и 4,0 Вт/(см·К) соответственно.

Очень высокая теплопроводность однослойного и малослойного графена вдоль базисной плоскости делает этот материал многообещающим для решения задач по управлению температурным режимом [200; 210]. При создании ТОО низкая теплопроводность графена поперек базисной плоскости (порядка 0,1 Вт/(см·К) [204]) играет положительную роль, так как это позволяет отводить тепло в сторону, а не рассеивать его рядом с рабочей областью транзистора. С другой стороны, тот факт, что графен отлично проводит электрический ток, существенно ограничивает область приборной структуры, в которой он может располагаться [201; 211]. Поэтому особое внимание разработчиками систем теплоотвода уделяется диэлектрическим материалам с высокой теплопроводностью. В этот класс материалов входит алмаз, однако его синтез, требующий высоких температур и давления, по-прежнему остается дорогостоящим. Одним из наиболее перспективных материалов, для которого свойственна высокая теплопроводность, низкая электрическая проводимость и высокая напряженность электрического поля пробоя, является нитрид бора [201]. Экспериментальные исследования [65] показали, что при температуре 300 К теплопроводность *h*-BN с близким к природному распределением изотопов (78 % ¹¹B, 22 % ¹⁰B), измеренная параллельно базисной плоскости, равна 4,08 Вт/(см·К). Для образцов, содержащих только один изотоп бора (¹⁰B или ¹¹B), были получены значения 5,85 и 5,50 Вт/(см·К) соответственно. Аналогично графиту (графену), нитрид бора с гексагональной решеткой характеризуется сильной анизотропией теплопроводности, которая при измерении перпендикулярно базисной плоскости составляет всего 0,033 Вт/(см·К). Согласно результатам экспериментальных исследований [67], при температуре 300 К теплопроводность *c*-BN с естественным распределением изотопов (78,3 % ¹¹B, 21,7 % ¹⁰B) составляет 8,8 Вт/(см·К), более, чем в два раза превышая соответствующее значение для *h*-BN. В случае кристаллов *c*-BN, содержащих только один изотоп бора (¹⁰B или ¹¹B), были получены значения 16,5 и 16,6 Вт/(см·К) соответственно. Таким образом, учитывая теплопроводность как первостепенный критерий при выборе материала для формирования ТОО, кубическая структура нитрида бора оказывается предпочтительней гексагональной.

ГЛАВА 3. МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ ТРАНЗИСТОРОВ С ВЫСОКОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

Компьютерное моделирование служит эффективным инструментом для решения задач, связанных с разработкой новых или совершенствованием уже существующих полупроводниковых приборов [212; 213]. Проведение моделирования позволяет значительно сократить объем натурных экспериментов, иногда требующих огромных временных и финансовых затрат. Используемые в современных программных средствах проектирования модели обладают достаточной точностью для адекватного описания процессов, протекающих в различных приборных структурах. Однако это утверждение остается в большей степени справедливым только по отношению к кремниевым приборам, развитие которых на протяжении нескольких десятилетий позволило разработать широкий набор математических моделей, учитывающих практически все наблюдаемые в них физические эффекты. Для приборных структур на основе нитридов элементов третьей группы ситуация совершенно иная: многие модели и их параметры являются либо устаревшими и не отвечающими современным требованиям, либо вообще отсутствуют.

3.1. Система фундаментальных уравнений физики полупроводниковых приборов

Физика работы полупроводниковых приборов описывается математической моделью, состоящей из системы уравнений в частных производных, которые связывают электростатический потенциал и концентрацию носителей заряда в пределах области моделирования. Эта фундаментальная модель выводится из законов Максвелла и содержит уравнение Пуассона и уравнения непрерывности. Основная функция, выполняемая универсальным модулем приборного моделирования, заключается в нахождении решения этих уравнений, обеспечивающего взаимное соответствие между профилями распределения потенциала и концентрации носителей в области моделирования.

Американская компания Silvaco занимает ведущее место в сфере разработки программных средств проектирования технологических процессов и элементной базы микроэлектроники [214]. Одним из преимуществ программного комплекса компании Silvaco является

реализуемая в нем концепция «виртуальной фабрики». Согласно этой концепции, на всех стадиях замкнутого цикла проектирования используется общая база данных, что позволяет разработчику оперативно отслеживать влияние изменений в технологическом маршруте и приборной структуре на конечный результат.

В состав программного комплекса компании Silvaco входит большое число программных модулей (платформ), каждый из которых направлен на выполнение определенного круга задач. Модуль Victory Device представляет собой интегрированную среду, содержащую набор математических моделей, предназначенных для расчета электрических, оптических, механических и тепловых характеристик полупроводниковых приборов, сформированных в пределах двумерной и трехмерной областях моделирования. Модуль включает в свой состав обширную библиотеку материалов и предоставляет возможности для моделирования широкого спектра технологий изготовления приборных структур.

Для моделирования полупроводниковых приборов, сформированных на основе двойных, тройных и четверных соединений, в том числе нитридов элементов третьей группы, предназначен подмодуль Blaze, входящий в состав модуля Victory Device. Для расчета тепловых характеристик в рамках физически строгой модели саморазогрева [215] используется подмодуль Giga. Блок-схема процедуры компьютерного моделирования представлена на рисунке 3.1.

Уравнение Пуассона связывает электростатический потенциал с пространственной плотностью заряда:

$$\nabla(\varepsilon\varepsilon_0\nabla\varphi) = q(n - p - N_d^+ + N_a^-) - Q, \quad (3.1)$$

где ε_0 – электрическая постоянная, Ф/м;

φ – электростатический потенциал, В;

q – элементарный заряд, Кл;

n и p – концентрации электронов и дырок, $1/\text{м}^3$;

N_d^+ и N_a^- – концентрации ионизированных донорной и акцепторной примесей, $1/\text{м}^3$;

Q – плотность заряда, обусловленного наличием ловушек и других дефектов, Кл/м³.

Значения относительной диэлектрической проницаемости основных материалов, используемых при формировании ТВПЭ на основе нитрида галлия, представлены в табл. 3.1, при этом *курсивом* выделены

альтернативные значения. Зависимость этого параметра для трехкомпонентного соединения $Al_xGa_{1-x}N$ от мольных долей алюминия и галлия подчиняется эмпирическому закону Вегарда, согласно которому существует линейная зависимость при постоянной температуре между свойствами кристаллической решетки сплава и относительными долями его отдельных элементов [216]:

$$\varepsilon(Al_xGa_{1-x}N) = \varepsilon(AlN)x + \varepsilon(GaN)(1 - x). \quad (3.2)$$

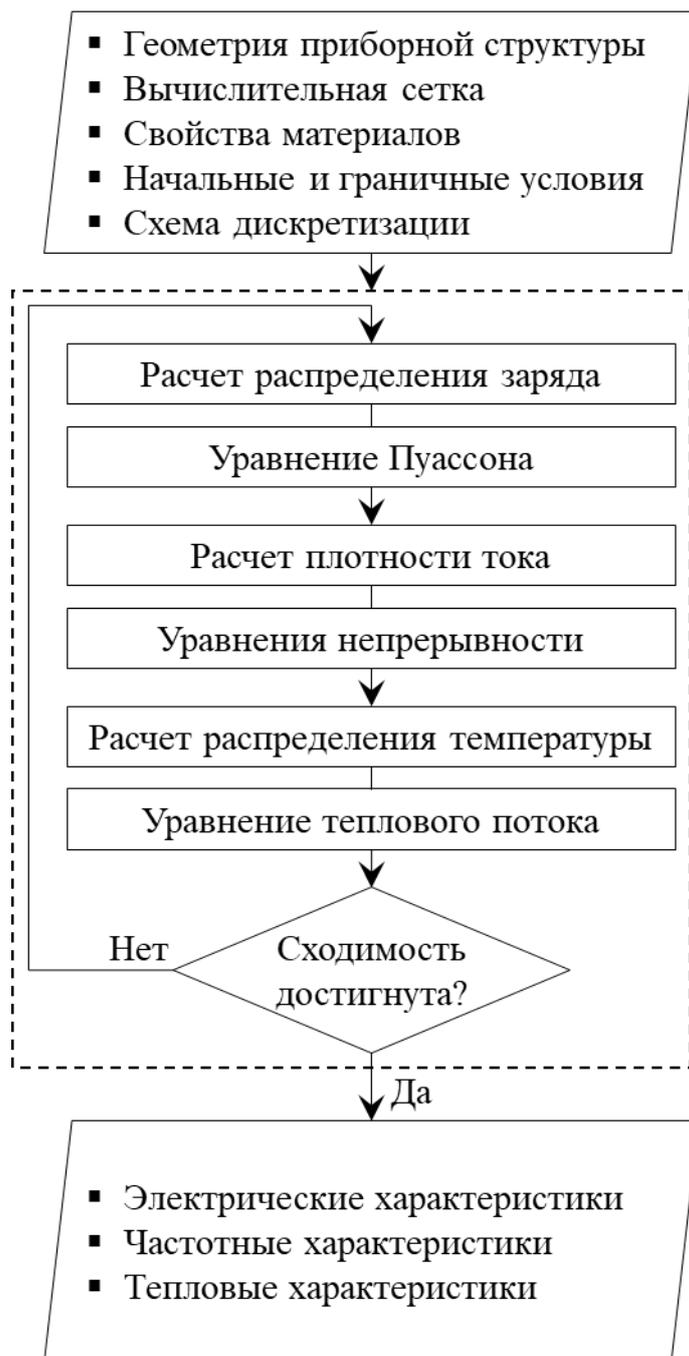


Рисунок 3.1 – Блок-схема компьютерного моделирования

Таблица 3.1 – Относительная диэлектрическая проницаемость

Параметр	Материал							
	AlN	GaN		Al ₂ O ₃	Si	6H-SiC	SiO ₂	Si ₃ N ₄
ε	8,5	9,5	9,25	11,49	11,7	9,66	3,9	7,4
Источник	[32]	[33]	[217]	[218]	[40]	[45]	[62]	[62]

Уравнения непрерывности описывают эволюцию концентрации носителей заряда в результате процессов переноса, генерации и рекомбинации:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \vec{J}_n + G_n - R_n, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \nabla \vec{J}_p + G_p - R_p, \quad (3.4)$$

где $\frac{\partial}{\partial t}$ обозначает частную производную по времени;

\vec{J}_n и \vec{J}_p – плотности электронного и дырочного токов, А/м²;

G_n и G_p – скорости генерации электронов и дырок, 1/(м³·с);

R_n и R_p – скорости рекомбинации электронов и дырок, 1/(м³·с).

В области моделирования, приходящейся на диэлектрический материал, уравнения непрерывности игнорируются. Поэтому в изотермических расчетах единственным используемым параметром материала является относительная диэлектрическая проницаемость.

Уравнения для плотности тока, или модели переноса носителей заряда, выводятся с помощью аппроксимации и ряда упрощений общего транспортного уравнения Больцмана. Среди наиболее распространенных моделей переноса стоит выделить диффузионно-дрейфовую модель, модель энергетического баланса [219] и гидродинамическую модель [220]. Выбор уравнений для плотности тока оказывает определяющее влияние на тип моделей генерации и рекомбинации. Наиболее простой моделью переноса является диффузионно-дрейфовая модель, которая отличается тем, что в ее рамках не требуется внедрение дополнительных независимых переменных в величины потенциала и концентраций электронов и дырок. В соответствии с диффузионно-дрейфовой теорией, движущей силой для носителей заряда служат градиенты квазиуровней Ферми и токи выражаются как:

$$\vec{J}_n = -q\mu_n n \nabla \phi_n, \quad (3.5)$$

$$\vec{J}_p = -q\mu_p p \nabla \varphi_p, \quad (3.6)$$

где μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок, $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$;
 φ_p – квазиуровень Ферми для дырок, Дж/Кл.

Пренебрегая градиентом концентрации собственных носителей, учитывающим эффекты сужения запрещенной зоны, токи могут быть разложены на диффузионную и дрейфовую составляющие:

$$\vec{J}_n = qD_n \nabla n + q\mu_n n \vec{E}, \quad (3.7)$$

$$\vec{J}_p = -qD_p \nabla p + q\mu_p p \vec{E}, \quad (3.8)$$

где D_n и D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок, $\text{м}^2/\text{с}$;
 \vec{E} – напряженность электрического поля, В/м.

Напряженность электрического поля может быть найдена через градиент потенциала:

$$\vec{E} = -\nabla \varphi. \quad (3.9)$$

Следует отметить, что такой подход при разработке диффузионно-дрейфовой модели неявным образом допускает, что справедливы соотношения Эйнштейна:

$$D_n = V_T \mu_n, \quad (3.10)$$

$$D_p = V_T \mu_p, \quad (3.11)$$

где V_T – тепловой потенциал, В:

$$V_T = \frac{\kappa_B T}{q}, \quad (3.12)$$

где κ_B – постоянная Больцмана, Дж/К;
 T – температура, К.

Если в пределах некоторой области моделирования имеется очень резкое изменение концентрации носителей заряда, то стандартная центральная (симметричная) конечно-разностная аппроксимация, применяемая для нахождения концентраций электронов и дырок в формулах (3.5–3.8), может приводить к нефизическим решениям до тех пор,

пока разрешение вычислительной сетки не будет установлено достаточно большим [221]. В этом случае весьма эффективной является схема дискретизации Шарфеттера–Гуммеля [222]. Допустим, что узлы сетки пронумерованы в каком-либо направлении индексом i , тогда концентрация электронов в средней точке $i+1/2$, расположенной между узлами i и $i+1$, определяется следующим образом:

$$n_{i+1/2} = \frac{n_{i+1} - n_i \exp(\Phi_{i+1/2})}{1 - \exp(\Phi_{i+1/2})} + \frac{n_{i+1} - n_i}{\Phi_{i+1/2}}, \quad (3.13)$$

где

$$\Phi_{i+1/2} = \frac{\varphi_{i+1} - \varphi_i}{V_T}. \quad (3.14)$$

Можно заметить, что при $\Phi_{i+1/2}$, стремящемся к нулю, $n_{i+1/2}$ приближается к своему значению, рассчитанному методом центральной конечно-разностной аппроксимации.

3.1.1. Граничные условия

Самосогласованное решение системы, состоящей из уравнения Пуассона и уравнений непрерывности, должно удовлетворять граничным условиям, установленным на контактах прибора. В стандартной конструкции AlGaIn/GaN-ТВПЭ, работающего в режиме обеднения, контакты истока и стока являются омическими, а контакт затвора – выпрямляющим (с барьером Шоттки). Если контакт реализуется как граничное условие Дирихле (граничное условие первого рода), то значения поверхностных потенциала и концентраций носителей заряда становятся фиксированными. В двойной гетероструктуре AlGaIn/AlN/GaN опорным компонентом является GaN, так как этот материал обладает наименьшей шириной запрещенной зоны. Поэтому в случае выпрямляющего контакта поверхностный потенциал определяется как:

$$\begin{aligned} \varphi_s &= \frac{E_g(\text{GaN})}{2q} + \frac{V_T}{2} \ln \frac{N_c(\text{GaN})}{N_v(\text{GaN})} - \frac{W}{q} + \frac{\chi(\text{GaN})}{q} - \frac{\varphi_n}{q} = \\ &= V_T \ln \frac{N_c(\text{GaN})}{n_{\text{int}}(\text{GaN})} - \frac{W}{q} + \frac{\chi(\text{GaN})}{q} - \frac{\varphi_n}{q}, \end{aligned} \quad (3.15)$$

где N_c и N_v – эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне, $1/\text{м}^3$;
 n_{int} – собственная концентрация носителей заряда, $1/\text{м}^3$.

Концентрации электронов и дырок на границе между электродом и AlGaN в случае выпрямляющего контакта рассчитываются как:

$$\begin{aligned} n_s &= \frac{n_{\text{int}}(\text{GaN})N_c(\text{AlGaN})}{N_c(\text{GaN})} \exp\left(\frac{q\phi_s + \phi_n - \chi(\text{GaN}) + \chi(\text{AlGaN})}{qV_T}\right) = \\ &= N_c(\text{AlGaN}) \exp\left(\frac{-W + \chi(\text{AlGaN})}{qV_T}\right), \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} p_s &= \frac{N_c(\text{GaN})n_{\text{int}}^2(\text{AlGaN})}{n_{\text{int}}(\text{GaN})N_c(\text{AlGaN})} \exp\left(-\frac{q\phi_s + \phi_n - \chi(\text{GaN}) + \chi(\text{AlGaN})}{qV_T}\right) = \\ &= \frac{n_{\text{int}}^2(\text{AlGaN})}{n_s}. \end{aligned} \quad (3.17)$$

В рамках статистики Максвелла–Больцмана собственная концентрация носителей заряда в невырожденном полупроводнике рассчитывается согласно формуле:

$$n_{\text{int}} = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2qV_T}\right). \quad (3.18)$$

Омические контакты также реализуются как граничные условия Дирихле, с учетом того, что применима статистика Максвелла–Больцмана и выполняется условие нейтральности пространственного заряда. В этом случае поверхностные концентрации электронов и дырок, а также поверхностный потенциал определяются следующим образом:

$$n_o = \frac{N_d^+ - N_a^- + \sqrt{(N_d^+ - N_a^-)^2 + 4n_{\text{int}}^2}}{2}, \quad (3.19)$$

$$p_o = \frac{n_{\text{int}}^2}{n_o}, \quad (3.20)$$

$$\phi_o = V_T \ln\left(\frac{N_c(\text{GaN})n_o}{n_{\text{int}}(\text{GaN})N_c(\text{AlGaN})}\right) + \frac{\chi(\text{GaN})}{q} - \frac{\chi(\text{AlGaN})}{q} - \frac{\phi_n}{q}. \quad (3.21)$$

3.1.2. Параметры зонной структуры

В формулах (3.15)–(3.17) и (3.21) квазиуровень Ферми для электронов равен взятому с обратным знаком потенциалу, подаваемому на электрод.

К ключевым параметрам, используемым при моделировании зонной структуры полупроводниковых гетероструктур, относятся:

- ширина запрещенной зоны;
- эффективная масса электронов и дырок;
- эффективная плотность состояний;
- сродство к электрону.

Учитывая тот факт, что параметры зонной структуры широко распространенных полупроводников являются предметом многочисленных исследований, их значения могут существенно варьироваться в зависимости от условий измерения или вычисления. Поэтому наряду со значениями, используемыми в настоящей работе, в таблицах содержатся некоторые альтернативные данные, выделенные *курсивом*.

3.1.2.1. Ширина запрещенной зоны. Зависимость ширины запрещенной зоны от температуры для AlN, GaN, Si и 6H-SiC традиционно описывается следующим эмпирическим линейно-квадратичным соотношением [223]:

$$E_g(T) = E_g(0 \text{ K}) - \frac{AT^2}{B+T}, \quad (3.22)$$

где A и B – эмпирические коэффициенты (параметры Варшни).

Во многих литературных источниках и базах данных материалов для нахождения ширины запрещенной зоны 6H-SiC при различных температурах приводится линейная зависимость, полученная в экспериментах с поглощением фотонов [224]:

$$E_g(6\text{H-SiC})(T) = 2,86 - 3,3 \cdot 10^{-4}(T - 300). \quad (3.23)$$

Результаты исследований зависимости ширины запрещенной зоны $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ от относительного содержания алюминия и галлия являются противоречивыми: в некоторых работах сообщается о значительном отклонении от линейности, в то время как в других указывается о пренебрежимо малом отклонении. В общем случае зависимость имеет вид:

$$E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = E_g(\text{AlN})x + E_g(\text{GaN})(1-x) - C_g x(1-x), \quad (3.24)$$

где C_g – параметр кривизны, отвечающий за нелинейность, эВ.

Параметр кривизны зависимости ширины запрещенной зоны $Al_xGa_{1-x}N$ от композиционного состава рекомендуется принимать равным 1 эВ [25].

Значения параметров, используемых для определения ширины запрещенной зоны AlN, GaN, Si и 6H-SiC, представлены в таблице 3.2.

Таблица 3.2 – Параметры для определения ширины запрещенной зоны

Параметр	Материал					
	AlN	GaN	Si		6H-SiC	
$E_g(0\text{ K})$ (эВ)	6,23 [25]	3,507 [25]	1,17 [39]	1,1557 [223]	3,023 [44]	3,024 [225]
A (мэВ/К)	1,799 [226]	0,909 [25]	0,473 [39]	0,7021 [223]	0,65 [44]	-0,03055 [223]
B (К)	1462 [226]	830 [25]	636 [39]	1108 [223]	1200 [44]	-311 [223]

3.1.2.2. *Эффективная масса электронов и дырок.* Эффективная масса описывает движение носителя заряда в периодическом потенциале кристалла и выражается через закон дисперсии, связывающий энергию носителя и его волновой вектор. Как правило, для расчета эффективной массы достаточно определить вид зависимости $E(\vec{k})$ лишь вблизи экстремумов энергии. В зоне проводимости поверхности равной энергии имеют форму эллипсоидов вращения и характеризуются продольной m_e^\parallel и двумя поперечными m_e^\perp составляющими эффективной массы электрона. Так как эллипсоид вращения имеет одну ось симметрии, поперечные составляющие в общем случае равны, и эффективная масса плотности состояний в зоне проводимости рассчитывается следующим образом:

$$m_e^* = \left(m_c^2 m_e^\parallel (m_e^\perp)^2 \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3.25)$$

где m_c – число эквивалентных зон проводимости.

В полупроводниках простая валентная зона с одной ветвью $E(\vec{k})$ не реализуется. Вместо этого валентная зона может состоять из подзон тяжелых и легких дырок (спин-орбитальное расщепление) и быть вырожденной (экстремумы подзон тяжелых и легких дырок совпадают при $\vec{k} = 0$) и невырожденной. В валентной зоне поверхности равной энергии обычно имеют сферическую форму и характеризуются эффективной массой тяжелой

m_{hh} и легкой m_{lh} дырок. Если пренебречь поправкой, учитывающей зазор между подзонами тяжелых и легких дырок в невырожденной структуре [227], эффективная масса плотности состояний в валентной зоне рассчитывается как:

$$m_h^* = \left(m_{hh}^{3/2} + m_{lh}^{3/2} \right)^{2/3}. \quad (3.26)$$

Если присутствует анизотропия эффективной массы дырки, применяются формулы:

$$m_{hh} = \left(m_{hh}^{\square} \left(m_{hh}^{\perp} \right)^2 \right)^{1/3}, \quad (3.27)$$

$$m_{lh} = \left(m_{lh}^{\square} \left(m_{lh}^{\perp} \right)^2 \right)^{1/3}, \quad (3.28)$$

$$m_h^* = \left(m_h^{\square} \left(m_h^{\perp} \right)^2 \right)^{1/3}, \quad (3.29)$$

где надстрочными символами \square и \perp обозначаются соответственно продольные и поперечные составляющие эффективной массы дырки.

Значения параметров, используемых для определения эффективных масс плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне AlN, GaN, Si и 6H-SiC, представлены в таблицах 3.3 и 3.4. Значения эффективных масс указаны в единицах массы свободного электрона. Для AlGaN параметры рассчитываются согласно закону Вегарда.

Таблица 3.3 – Параметры для определения эффективной массы плотности состояний в зоне проводимости

Параметр	Материал				
	AlN	GaN	Si	6H-SiC	
m_c	1	1	6	6	
m_e^\square	0,2938	0,1846	0,98	2	0,34
m_e^\perp	0,3433	0,2283	0,19	0,42	0,24
Источник	[228]	[228]	[229]	[230]	[231]

Таблица 3.4 – Параметры для определения эффективной массы плотности состояний в валентной зоне

Параметр	Материал						
	AlN		GaN		Si	6H-SiC	
m_{hh}^\square	3,53	3,53	2	1,76	0,46	–	–
m_{hh}^\perp	11,14	10,42	2,04	1,61	0,46	–	–
m_{lh}^\square	3,53	3,53	2	1,76	0,171	–	–
m_{lh}^\perp	0,33	0,24	0,18	0,14	0,171	–	–
m_h^\square	–	–	–	–	–	1,85	1,64
m_h^\perp	–	–	–	–	–	0,66	0,6
Источник	[232]	[233]	[232]	[233]	[234]	[235]	[236]

3.1.2.3. *Эффективная плотность состояний.* Эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно определяются следующим образом:

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (3.30)$$

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (3.31)$$

где h – постоянная Планка, Дж·с.

3.1.2.4. *Сродство к электрону.* На электрические свойства гетероперехода существенное влияние оказывает взаимное расположение энергетических зон составляющих его компонентов. В двойной гетероструктуре AlGaN/AlN/GaN оба гетероперехода являются

пространственно прямозонными структурами (тип I) и сдвиги (разрывы) зоны проводимости определяются в соответствии с правилами коммутативности и транзитивности как [237]:

$$\begin{aligned} \Delta E_c(\text{AlGaN/AlN}) &= \theta [E_g(\text{AlGaN}) - E_g(\text{AlN})] = \\ &= -[\chi(\text{AlGaN}) - \chi(\text{AlN})], \end{aligned} \quad (3.32)$$

$$\Delta E_c(\text{AlN/GaN}) = \theta [E_g(\text{AlN}) - E_g(\text{GaN})] = -[\chi(\text{AlN}) - \chi(\text{GaN})], \quad (3.33)$$

где $\theta = 0,7$ – доля разницы ширины запрещенной зоны контактирующих материалов в пространственно прямозонной структуре [238].

В качестве примера на рисунке 3.2 показана энергетическая диаграмма двойной гетероструктуры $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$. Здесь символом E_0 обозначен уровень вакуума:

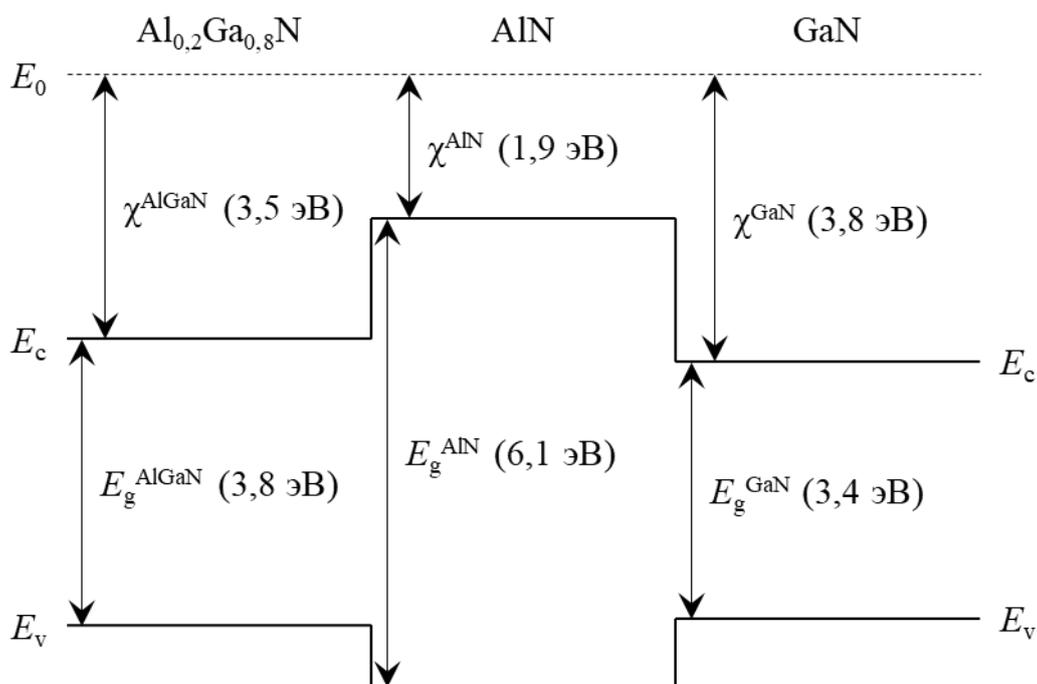


Рисунок 3.2 – Энергетическая диаграмма гетероструктуры $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$

3.1.3. Подвижность электронов

Носители заряда ускоряются под действием электрического поля и при своем движении теряют энергию в результате рассеяния. Электроны и дырки испытывают рассеяние на фононах, ионах примеси и других носителях, а

также на поверхности и других несовершенствах материала. Так как все перечисленные микроскопические процессы объясняют макроскопическую подвижность, которая фигурирует в уравнениях переноса, то, следовательно, подвижность электронов и дырок является функцией напряженности электрического поля, концентрации примеси, температуры и других параметров.

Моделирование подвижности носителей заряда может осуществляться на разных уровнях. Существует широкий выбор моделей, предназначенных для описания подвижности в условиях как слабого, так и сильного электрических полей. Электроны и дырки в слабом поле находятся в квазиравновесии с кристаллической решеткой, и их подвижности зависят в основном от рассеяния на фонах и ионах примеси. Характер движения носителей в поле с высокой напряженностью показывает, что их подвижность снижается, так как они, приобретая дополнительную энергию, могут участвовать в большем количестве процессов рассеяния. С увеличением напряженности поля средняя дрейфовая скорость возрастает уже не линейно, а гораздо медленнее. Со временем скорость достигает насыщения, характеризуемого постоянной величиной v_{sat} . В этом случае рассеяние на атомах примеси относительно мало, поэтому скорость насыщения является в основном функцией температуры.

Подвижность электронов в условиях слабого и сильного электрических полей для системы материалов (Al,Ga)N может быть охарактеризована с использованием модели Фарахманда [48]. Эта модель была разработана на основе аналитической модели Коэ–Томаса [239] специально для нитридов элементов третьей группы, а ее параметры были получены с помощью метода Монте-Карло. Формула для подвижности электронов в слабом поле имеет следующий вид:

$$\mu_n^0 = \mu_{\min} \left(\frac{T}{300} \right)^{\gamma_1} + \frac{(\mu_{\max} - \mu_{\min}) \left(\frac{T}{300} \right)^{\gamma_2}}{1 + \left(\frac{N_d}{N_{\text{ref}} \left(\frac{T}{300} \right)^{\gamma_3}} \right)^a \left(\frac{T}{300} \right)^{\gamma_4}}, \quad (3.34)$$

где μ_{\min} , μ_{\max} , γ_{1-4} , a и N_{ref} – эмпирические коэффициенты;
 N_d – концентрация донорной примеси, $1/\text{м}^3$.

Подвижность электронов в сильном поле рассчитывается в соответствии со следующей формулой:

$$\mu_n = \frac{\mu_n^0 + v_{\text{sat}} \frac{|\vec{E}|^{\gamma_5}}{(E_{\text{crit}})^{\gamma_6}}}{1 + \left(\frac{|\vec{E}|}{E_{\text{crit}}}\right)^{\gamma_6} + b \left(\frac{|\vec{E}|}{E_{\text{crit}}}\right)^{\gamma_7}}, \quad (3.35)$$

где γ_{5-7} , и b – эмпирические коэффициенты;

E_{crit} – критическая напряженность электрического поля, В/м.

Значения параметров модели подвижности Фарахманда для электронов в условиях слабого и сильного электрических полей для системы материалов (Al,Ga)N приведены в табл. 3.5. Для AlGaN параметры рассчитываются по формуле линейной интерполяции между ближайшими по составу соединениями.

Таблица 3.5 – Параметры модели подвижности Фарахманда для электронов

Параметр	Материал				
	AlN	Al _{0,8} Ga _{0,2} N	Al _{0,5} Ga _{0,5} N	Al _{0,2} Ga _{0,8} N	GaN
μ_{min} (см ² /(В·с))	297,8	47,8	41,7	132	295
μ_{max} (см ² /(В·с))	683,8	199,6	208,3	306,1	1460,7
γ_1	-1,82	-0,74	-0,6	-1,33	-1,02
γ_2	-3,43	-2,04	-2,08	-1,75	-3,84
γ_3	3,78	20,65	10,45	6,02	3,02
γ_4	0,86	0,01	2	1,44	0,81
N_{ref} (1/см ³)	10 ¹⁷	10 ¹⁷	10 ¹⁷	10 ¹⁷	10 ¹⁷
a	1,16	0,17	0,12	0,29	0,66
v_{sat} ($\times 10^7$ см/с)	2,167	1,5804	1,1459	1,1219	1,9064
γ_5	16,3681	6,8166	4,0264	4,3193	6,2044
γ_6	17,3681	7,8166	5,0264	5,3193	7,2044
γ_7	0,8554	1,0196	1,0016	1,0396	0,7857
E_{crit} (МВ/см)	0,4470339	0,428129	0,4554437	0,3655529	0,2208936
b	8,7253	2,4359	2,6055	3,2332	6,1973

Альтернативной моделью подвижности электронов в нитриде галлия в условиях слабого электрического поля является модель подвижности Альбрехта [240]. Эта модель позволяет рассчитывать зависимость подвижности от температуры в диапазоне от 300 до 600 К, концентрации ионизированной примеси в пределах от 10¹⁶ до 10¹⁸ см⁻³ и напряженности электрического поля, не превышающей величину 500 кВ/см. Аналитическое

выражение для определения подвижности электронов включает три составляющие, которые складываются в соответствии с правилом Матиссена:

$$\frac{1}{\mu_n^0} = \frac{1}{\mu_n^A} + \frac{1}{\mu_n^B} + \frac{1}{\mu_n^C}, \quad (3.36)$$

где

$$\frac{1}{\mu_n^A} = 2,61 \cdot 10^{-4} \left(\frac{T}{300} \right)^{-\frac{3}{2}} \left(\frac{N_d^+}{10^{17}} \right) \ln \left[1 + 3 \left(\frac{T}{300} \right)^2 \left(\frac{N_d^+}{10^{17}} \right)^{\frac{2}{3}} \right], \quad (3.37)$$

$$\frac{1}{\mu_n^B} = 2,9 \cdot 10^{-4} \left(\frac{T}{300} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (3.38)$$

$$\frac{1}{\mu_n^C} = \frac{0,017}{\exp\left(\frac{1065}{T}\right) - 1}. \quad (3.39)$$

3.1.4. Электрическая поляризация

Нитриды элементов третьей группы при стандартных условиях кристаллизуются в гексагональную решетку типа вюрцита. В отличие от других соединений элементов третьей и пятой групп нитриды с кубической структурой типа цинковой обманки (сфалерита) являются метастабильными (неустойчивыми). Так как относительная электроотрицательность азота (3,04) значительно превышает соответствующие величины для фосфора (2,19) и мышьяка (2,18), перенос заряда с катиона на анион и степень ионности у нитридов элементов третьей группы гораздо выше, чем у фосфидов и арсенидов. В гексагональной решетке имеется выделенная направленная ось c , поэтому группа симметрии вюрцита допускает существование у системы материалов (Al,Ga,In)N изначально встроенной (спонтанной, или самопроизвольной) поляризации вдоль этой оси. Кроме того, в результате механической деформации или изменения температуры этих кристаллов появляются дополнительные составляющие электрической поляризации, связанные с пьезоэлектрическим или пироэлектрическим эффектами соответственно. В решетке сфалерита также отсутствует центр инверсии, но здесь вместо одного выделяются четыре эквивалентных полярных направления, которые суммарно приводят к нулевой поляризации.

Эти направления можно провести от атома к его ближайшим соседям, то есть от центра тетраэдра к его вершинам. Равенство нулю поляризации в решетке сфалерита формально обуславливается ее принадлежностью к кубической кристаллографической сингонии. Кубическая группа симметрии содержит оси вращения, расположенные под углом друг к другу, что приводит к запрету существования полярного направления.

Количественной характеристикой электрической поляризации служит поляризованность, или вектор поляризации \vec{P} . В общем случае вектор поляризации связан с напряженностью электрического поля и электрической индукцией \vec{D} известным соотношением:

$$\vec{D} = \epsilon\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}. \quad (3.40)$$

Электрическая индукция определяется зарядами с плотностью Q_f , которые являются сторонними (иногда называются свободными) относительно рассматриваемого образца и зарядов, ответственных за появление поляризации:

$$\nabla \vec{D} = Q_f. \quad (3.41)$$

Если сторонние заряды отсутствуют, то уравнение (3.40) можно записать в виде:

$$\epsilon\epsilon_0 \nabla \vec{E} = -\nabla \vec{P}. \quad (3.42)$$

В этом случае существование поляризации приводит к появлению в образце конечных размеров или в неоднородном образце электрического поля. В равновесных условиях вследствие конечной ненулевой проводимости самого материала или окружающей среды это поле будет экранироваться (компенсироваться) сторонними подвижными зарядами, которые будут скапливаться на поверхности образца.

Из уравнения (3.42) следует, что:

$$-\nabla \vec{P} = Q_b, \quad (3.43)$$

где Q_b – плотность связанного заряда в образце, Кл/м³.

Согласно этому выражению, на границе раздела между двумя материалами с различающимися величинами электрической поляризации возникает интерфейсный заряд с поверхностной плотностью [22]:

$$Q_{\text{int}} = P_1 - P_2, \quad (3.44)$$

где P_1 и P_2 – нормальные составляющие поляризации в материалах 1 и 2 соответственно, Кл/м².

Интерфейсный заряд аналогично заряду ионизированной легирующей примеси в модуляционно-легированной структуре, создает электрическое поле, приводящее к изгибу энергетических зон. В результате у границы раздела может образоваться потенциальная яма, в которой будут накапливаться носители заряда даже в отсутствие легирования, как это подробно обсуждалось в подразделе 1.1.3.

Расчеты из первых принципов, проведенные для гетероструктур на основе нитридов элементов третьей группы и подтвержденные экспериментально [241; 242], показывают, что спонтанная поляризация направлена от атома азота (аниона) к металлу (катиону) вдоль химической связи, ориентированной вдоль оси c гексагональной решетки [243; 244]. Так как в качестве положительного направления оси c принимается вектор, направленный наоборот от катиона к аниону, величина спонтанной поляризации P_{sp} у нитридов элементов третьей группы берется со знаком минуса. Параметры кристаллической структуры этих соединений представлены в таблице 3.6, где u – длина связи между анионом и катионом вдоль оси c (безразмерная величина, рассчитывается в единицах c_0).

Таблица 3.6 – Структурные параметры и вычисленная спонтанная поляризация нитридов элементов третьей группы

Параметр	Материал		
	AlN	GaN	InN
a_0 (Å)	3,112 [108]	3,189 [108]	3,54 [242]
c_0 (Å)	4,982 [108]	5,185 [108]	5,705 [242]
c_0/a_0	1,601	1,626	1,612
u [242]	0,380	0,376	0,377
P_{sp} (Кл/м ²) [243]	–0,081	–0,029	–0,032

В идеальной гексагональной плотноупакованной решетке отношение c_0/a_0 равняется 1,633. В большинстве реальных кристаллов, однако, наблюдается нарушение этого отношения. Решетка вюрцита представляет собой две гексагональные плотноупакованные решетки, вставленные друг в друга таким образом, что относительные ориентации остаются одинаковыми. Результаты расчетов показывают, что абсолютная величина спонтанной поляризации в ряду соединений GaN, InN, AlN изменяется в соответствии с изменением отклонения отношения c_0/a_0 от своего значения для идеальной

решетки. Аналогичным образом изменяется параметр u , что позволяет связать дипольный момент элементарной ячейки с парой анион-катион, соединенных химической связью, ориентированной вдоль оси c . Таким образом, можно прийти к естественной структуре элементарной ячейки, содержащей две анион-катионные пары, расположенные параллельно оси c . При этом перпендикулярные оси c границы элементарных ячеек пересекают тетраэдрические связи анион-катион, ориентированные под углом к оси c . Такой выбор элементарной ячейки, однако, входит в противоречие с другим выбором элементарной ячейки, исходящим из условия минимизации поверхностной энергии путем минимизации числа внешних связей атомов, расположенных на границе элементарной ячейки. Действительно, энергия поверхностного атома будет минимальной, если число валентных связей с материалом будет максимальным, а число свободных связей – минимальным. В случае пленки с направлением роста вдоль оси c максимальное число валентных связей с материалом равно трем и они направлены под углом к оси c . Следовательно, поверхностный атом формально оказывается за пределами последней естественной элементарной ячейки и его следует рассматривать отдельно от объемного материала. В частности, нет оснований полагать, что зарядовое состояние поверхностного атома будет аналогично зарядовому состоянию аналогичных объемных атомов. Такие атомы называются граничными. Аналогичным образом устроена поверхность, на которой происходит рост рассматриваемого материала. Поэтому первый атом материала будет связан с подложкой одной валентной связью и тремя – с атомами своего материала. В результате этот атом также формально оказывается за пределами естественной элементарной ячейки и его следует рассматривать как граничный атом. Для сапфировой, кремниевой и карбид-кремниевой подложек эпитаксиальное осаждение выполняется на предварительно выращенный слой зарождения. Из-за присутствия атомов азота как в слое зарождения, так и в эпитаксиальном слое однозначное выделение граничных атомов у границы раздела не представляется возможным. Вместе с тем представляется уместным предположить, что зарядовые состояния атомов как около свободной поверхности, так и у гетероперехода будут отличаться от зарядовых состояний атомов в объеме, и, следовательно, со свободной поверхностью и гетеропереходом будет связан локальный заряд. Очевидно, что природа происхождения этого заряда не связана с электрической поляризацией. Например, в случае поверхности пленки нитрида галлия, на которой расположены атомы галлия с одной ненасыщенной связью (англ. *Ga-face*), граничными атомами являются положительно заряженные катионы галлия. С другой стороны, спонтанная

поляризация направлена по нормали к пленке в направлении вглубь материала, и, следовательно, поляризационный заряд, определенный по формуле (3.44) с $P_1 = 0$, является отрицательным.

Наряду с Ga-огранированными эпитаксиальными пленками могут быть выращены и N-ограниченные (англ. *N-face*) пленки с поверхностными атомами азота (рис. 3.3) Фактически характер огранки поверхности определяется структурой границы раздела между материалом и подложкой, которая задает порядок расположения анионов и катионов вдоль оси c и, соответственно, направление этой оси. В N-ограниченной пленке ось c направлена от поверхности материала к подложке, а поляризация направлена к поверхности пленки из глубины материала. Таким образом, поляризационный заряд на такой поверхности является отрицательным. При использовании метода MOCVD, как правило, получаются Ga-ограниченные пленки, а в случае молекулярно-лучевой эпитаксии могут быть выращены оба типа пленок.

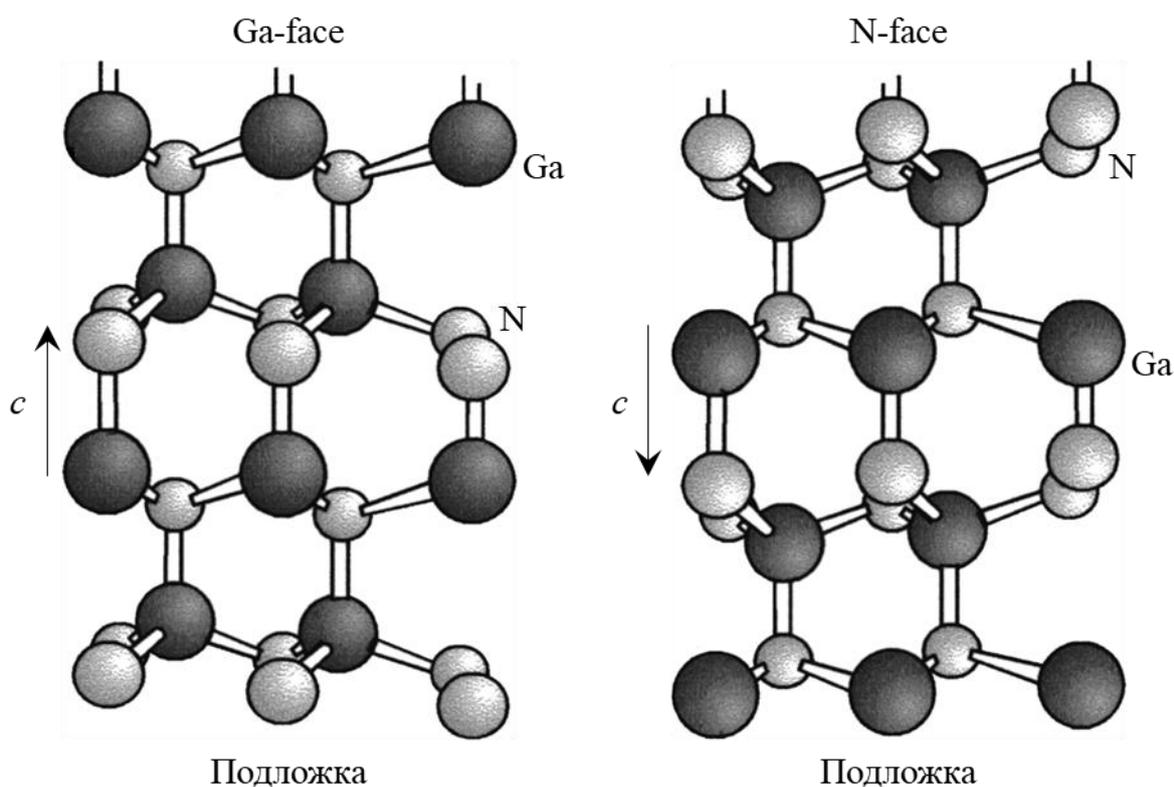


Рисунок 3.3 – Расположение атомов в Ga- и N-ограниченных кристаллических решетках нитрида галлия

В двойной гетероструктуре AlGaN/AlN/GaN суммарная спонтанная поляризация рассчитывается как разность соответствующих величин для двух смежных материалов:

$$P_{sp}(\text{AlGaIn/AlN}) = P_{sp}(\text{AlN}) - P_{sp}(\text{AlGaIn}), \quad (3.45)$$

$$P_{sp}(\text{AlN/GaN}) = P_{sp}(\text{GaN}) - P_{sp}(\text{AlN}). \quad (3.46)$$

Из данных, представленных в таблице 3.6, следует, что параметры решетки нитридов элементов третьей группы отличаются друг от друга. Таким образом гетероструктуры на их основе относятся к псевдоморфным. По этой причине при определении поверхностной плотности интерфейсного заряда с использованием формулы 3.44 кроме спонтанной поляризации необходимо учитывать также и составляющую поляризации, связанную с пьезоэлектрическим эффектом P_{pe} – изменением электрической поляризации материала, обусловленным его механической деформацией.

Для определения суммарной пьезоэлектрической поляризации в двойной гетероструктуре AlGaIn/AlN/GaN используется тензор напряжений, задаваемый компонентами σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{zz} , σ_{xy} , σ_{yz} и σ_{zx} . Отношения между различными компонентами тензора напряжений имеют следующий вид:

$$\sigma_{xx}(\text{AlGaIn/AlN}) = \sigma_{yy}(\text{AlGaIn/AlN}) = \frac{a_0(\text{GaN}) - a_0(\text{AlGaIn})}{a_0(\text{AlGaIn})}, \quad (3.47)$$

$$\sigma_{xx}(\text{AlN/GaN}) = \sigma_{yy}(\text{AlN/GaN}) = \frac{a_0(\text{GaN}) - a_0(\text{AlN})}{a_0(\text{AlN})}, \quad (3.48)$$

$$\sigma_{zz}(\text{AlGaIn/AlN}) = -2 \left[\frac{c_{13}(\text{AlGaIn})}{c_{33}(\text{AlGaIn})} \right] \left[\frac{a_0(\text{GaN}) - a_0(\text{AlGaIn})}{a_0(\text{AlGaIn})} \right], \quad (3.49)$$

$$\sigma_{zz}(\text{AlN/GaN}) = -2 \left[\frac{c_{13}(\text{AlN})}{c_{33}(\text{AlN})} \right] \left[\frac{a_0(\text{GaN}) - a_0(\text{AlN})}{a_0(\text{AlN})} \right], \quad (3.50)$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_{yz} = \sigma_{zx} = 0, \quad (3.51)$$

где c_{13} и c_{33} – постоянные упругости, Н/м².

Тогда суммарная пьезоэлектрическая поляризация определяется следующим образом:

$$\begin{aligned}
P_{pe}(\text{AlGaIn}/\text{AlN}) &= e_{31}(\text{AlGaIn})[\sigma_{xx}(\text{AlGaIn}/\text{AlN}) + \sigma_{yy}(\text{AlGaIn}/\text{AlN})] + \\
&\quad + e_{33}(\text{AlGaIn})\sigma_{zz}(\text{AlGaIn}/\text{AlN}) - \\
-e_{31}(\text{AlN})[\sigma_{xx}(\text{AlN}/\text{GaIn}) + \sigma_{yy}(\text{AlN}/\text{GaIn})] - e_{33}(\text{AlN})\sigma_{zz}(\text{AlN}/\text{GaIn}) &= \quad (3.52) \\
= 2 \left[\frac{a_0(\text{GaIn}) - a_0(\text{AlGaIn})}{a_0(\text{AlGaIn})} \right] \left[e_{31}(\text{AlGaIn}) - e_{33}(\text{AlGaIn}) \frac{c_{13}(\text{AlGaIn})}{c_{33}(\text{AlGaIn})} \right] - \\
- 2 \left[\frac{a_0(\text{GaIn}) - a_0(\text{AlN})}{a_0(\text{AlN})} \right] \left[e_{31}(\text{AlN}) - e_{33}(\text{AlN}) \frac{c_{13}(\text{AlN})}{c_{33}(\text{AlN})} \right],
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P_{pe}(\text{AlN}/\text{GaIn}) &= e_{31}(\text{AlN})[\sigma_{xx}(\text{AlN}/\text{GaIn}) + \sigma_{yy}(\text{AlN}/\text{GaIn})] + \\
&\quad + e_{33}(\text{AlN})\sigma_{zz}(\text{AlN}/\text{GaIn}) = \quad (3.53) \\
= 2 \left[\frac{a_0(\text{GaIn}) - a_0(\text{AlN})}{a_0(\text{AlN})} \right] \left[e_{31}(\text{AlN}) - e_{33}(\text{AlN}) \frac{c_{13}(\text{AlN})}{c_{33}(\text{AlN})} \right],
\end{aligned}$$

где e_{31} и e_{33} – пьезоэлектрические постоянные, Кл/м².

Значения параметров модели, используемой для расчета пьезоэлектрической поляризации в гетероструктурах на основе системы материалов (Al,Ga,In)N, приведены в таблице 3.7. Для тройных соединений параметры рассчитываются согласно закону Вегарда.

Таблица 3.7 – Параметры модели пьезоэлектрической поляризации

Параметр	Материал		
	AlN	GaN	InN
c_{13} ($\times 10^{11}$ Н/м ²)	1,08 [245]	1,06 [246]	0,92 [245]
c_{33} ($\times 10^{11}$ Н/м ²)	3,73 [245]	3,98 [246]	2,24 [245]
e_{31} (Кл/м ²)	-0,5 [25]	-0,35 [25]	-0,57 [25]
e_{33} (Кл/м ²)	1,79 [25]	1,27 [25]	0,97 [25]

Суммарная электрическая поляризация в двойной гетероструктуре AlGaIn/AlN/GaN рассчитывается как разность между спонтанной и пьезоэлектрической составляющими:

$$P = P_{sp} - P_{pe}. \quad (3.54)$$

В основе методики компьютерного моделирования поляризационных эффектов, приводящих к формированию ДЭГ у гетероперехода AlGaIn/GaN ТВПЭ, лежит идея формирования на интерфейсе между барьерным слоем AlGaIn и буферным слоем GaN положительного заряда с определенной

поверхностной плотностью, который будет притягивать электроны в область канала. Это можно сделать двумя различными способами: автоматически и вручную. В программном комплексе приборного моделирования компании Silvaco поддерживается возможность автоматического расчета поляризационных зарядов с использованием встроенной математической модели. Этот подход является очень простым и надежным, однако не проясняет никакую информацию об источнике, из которого поступают носители заряда в ДЭГ.

Второй способ подразумевает размещение пар фиксированных зарядов с противоположными знаками на поверхностях слоев, формирующих гетероструктуру. По результатам исследований на теоретическом и экспериментальном уровнях выяснилось, что в отсутствие легирования донорной примесью барьерного слоя в качестве источника электронов вероятнее всего выступают поверхностные состояния донорного типа [19]. Предполагается, что одним из возможных механизмов переноса заряда с поверхностных состояний в область канала является закрепление уровня Ферми на поверхности полупроводника. При приборном моделировании стандартных конструкций ТВПЭ зачастую допускается, что буферный слой является ненапряженным, так как его толщина может на несколько порядков превышать толщину вышележащих эпитаксиальных слоев. Как следствие, в буферном слое существует только спонтанная поляризация, а пьезоэлектрическая составляющая поляризации не учитывается. Принимая во внимание это допущение, на верхней поверхности слоя нитрида галлия следует разместить фиксированный отрицательный заряд с плотностью $2,122 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, а на нижней поверхности – положительный с точно такой же плотностью. Это и последующие значения поверхностной плотности заряда получены в ходе калибровки, выполненной для достижения максимально возможного совпадения с экспериментальными результатами, представленными в работе [19]. Так как между тонким барьерным слоем AlGaN и нижележащим толстым буферным слоем GaN имеется рассогласование параметров решетки, первый испытывает равномерное механическое напряжение. В слое AlGaN, в котором доля AlN составляет 34%, плотность поляризационного заряда составляет $4,005 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, поэтому фиксированный отрицательный заряд с такой плотностью нужно разместить на верхней поверхности барьерного слоя, а положительный – на нижней, то есть на гетеропереходе. В итоге на интерфейсе между барьерным слоем AlGaN и буферным слоем GaN располагается положительный заряд с плотностью $1,883 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, который и будет притягивать определенное количество электронов в область канала.

На энергетической диаграмме AlGaIn/GaN-ТВПЭ (рис. 3.4) показано, что квазиуровень Ферми у верхней поверхности барьерного слоя находится на 2,6 эВ выше потолка валентной зоны вследствие присутствия донорных ловушек и поляризационных зарядов. На рисунке 3.4, а толщина слоя AlGaIn равна 3 нм. В этом случае квазиуровень Ферми лежит ниже дна зоны проводимости, вследствие чего является отсутствие накопления носителей в ДЭГ. На рисунке 3.4, б толщина слоя AlGaIn равна 14 нм. При такой толщине барьерного слоя квазиуровень Ферми лежит выше дна зоны проводимости у гетероперехода, создавая условия для накопления электронов в канале.

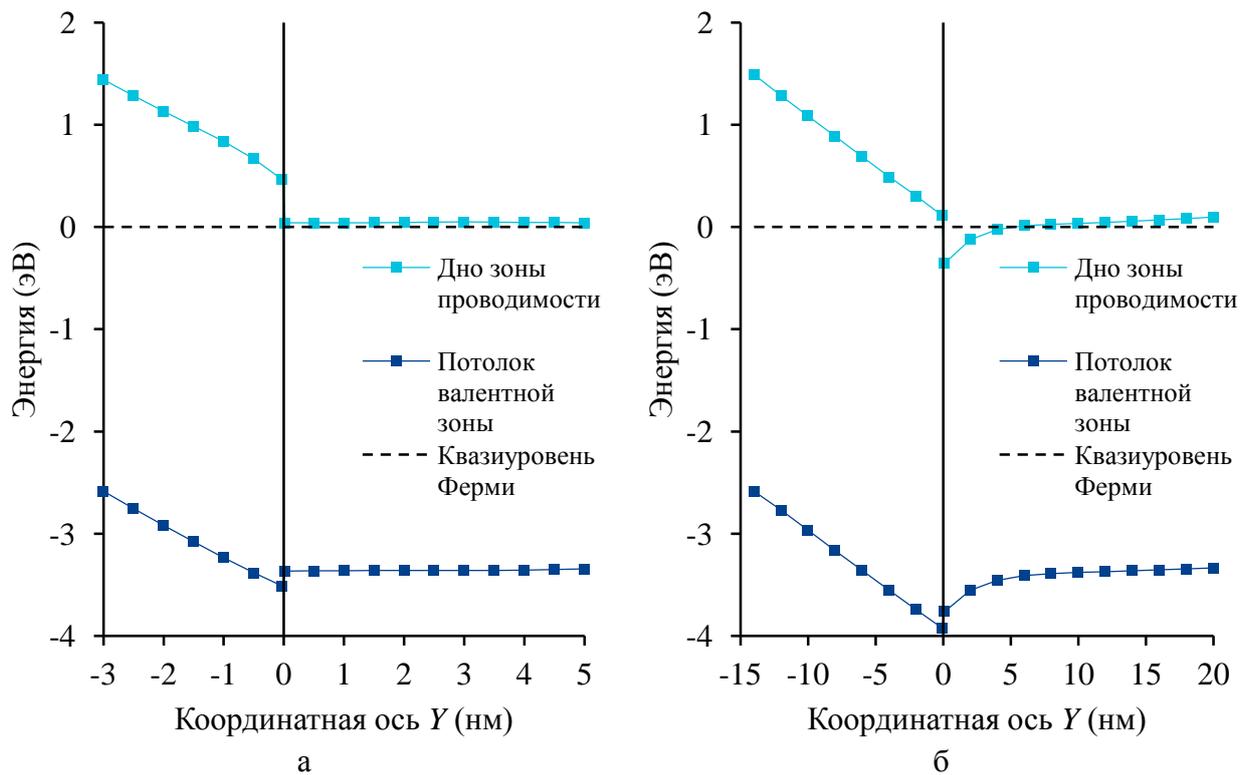


Рисунок 3.4 – Энергетическая диаграмма AlGaIn/GaN-ТВПЭ с различными толщинами барьерного слоя: а – 3 нм; б – 14 нм

На рисунке 3.5 приведена зависимость концентрации ДЭГ AlGaIn/GaN-ТВПЭ от толщины барьерного слоя, полученная с помощью компьютерного моделирования и сопоставленная с экспериментальными результатами, представленными в работе [19].

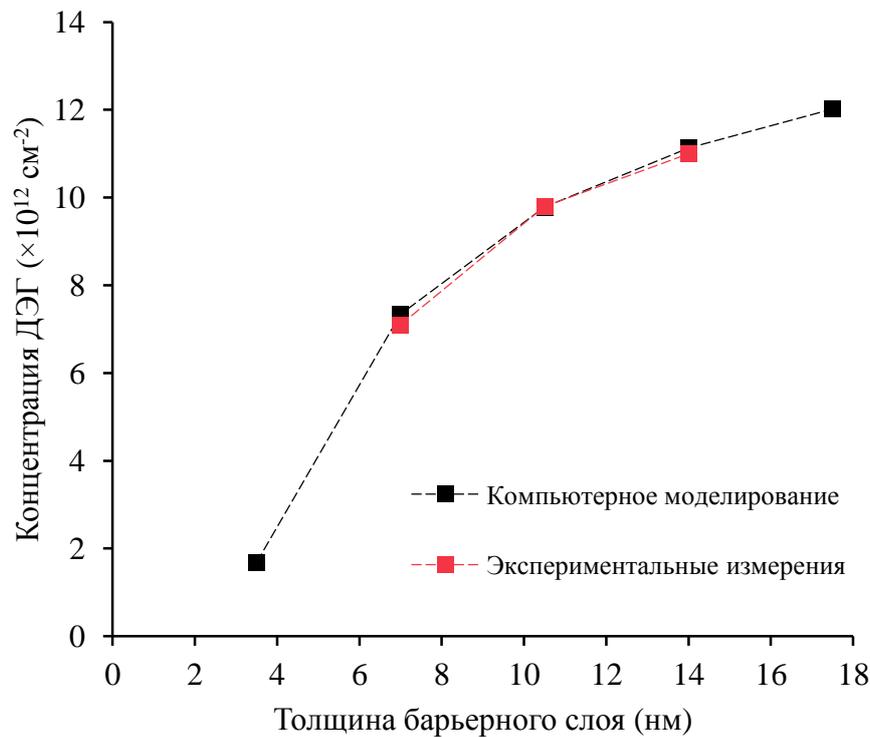


Рисунок 3.5 – Зависимость концентрации ДЭГ от толщины барьерного слоя AlGaN/GaN-ТВПЭ

3.1.5. Ловушечные состояния

Ловушечные состояния, энергетический уровень которых располагается в запрещенной зоне, обладают способностью обмениваться зарядом с зоной проводимости и валентной зоной посредством эмиссии (освобождения) и захвата электронов и дырок. Как следствие, ловушки оказывают влияние на распределение заряда и процессы рекомбинации в объеме и на свободной поверхности полупроводника, а также на гетеропереходе. Плотность заряда, обусловленного наличием ловушечных состояний, вычитается из правой части уравнения Пуассона и равняется:

$$Q = q \left(\sum_{i=1}^{k_{\text{trap.don}}} (N_{\text{trap.don}}^+)_i - \sum_{j=1}^{k_{\text{trap.acc}}} (N_{\text{trap.acc}}^-)_j \right), \quad (3.55)$$

где $k_{\text{trap.don}}$ и $k_{\text{trap.acc}}$ – количество донорных и акцепторных ловушечных уровней;

$N_{\text{trap.don}}^+$ и $N_{\text{trap.acc}}^-$ – концентрации ионизированных донорных и акцепторных ловушек с определенным уровнем энергии, 1/м³:

$$N_{\text{trap.don}}^+ = p_{\text{trap.don}} N_{\text{trap.don}}, \quad (3.56)$$

$$N_{\text{trap.acc}}^- = p_{\text{trap.acc}} N_{\text{trap.acc}}, \quad (3.57)$$

где $p_{\text{trap.don}}$ и $p_{\text{trap.acc}}$ – вероятности ионизации донорных и акцепторных ловушек;

$N_{\text{trap.don}}$ и $N_{\text{trap.acc}}$ – концентрации донорных и акцепторных ловушек, $1/\text{м}^3$.

Вероятности ионизации ловушек в установившемся режиме могут быть рассчитаны согласно формулам [247]:

$$p_{\text{trap.don}} = \frac{\tau_p r_{\text{trap.don.n}} + \tau_n p}{\tau_p (n + r_{\text{trap.don.n}}) + \tau_n (p + r_{\text{trap.don.p}})}, \quad (3.58)$$

$$p_{\text{trap.acc}} = \frac{\tau_p n + \tau_n r_{\text{trap.acc.p}}}{\tau_p (n + r_{\text{trap.acc.n}}) + \tau_n (p + r_{\text{trap.acc.p}})}, \quad (3.59)$$

где τ_n и τ_p – времена жизни электронов и дырок на ловушечном уровне, с;

$r_{\text{trap.don.n}}$ и $r_{\text{trap.don.p}}$ – скорости эмиссии электронов и дырок с донорных ловушек, $1/\text{м}^3$;

$r_{\text{trap.acc.n}}$ и $r_{\text{trap.acc.p}}$ – скорости эмиссии электронов и дырок с акцепторных ловушек, $1/\text{м}^3$.

Скорости эмиссии носителей заряда с ловушек определяются следующим образом:

$$r_{\text{trap.don.n}} = \frac{1}{\delta_{\text{trap.don}}} N_c \exp\left(\frac{E_{\text{trap.don}} - E_g}{qV_T}\right), \quad (3.60)$$

$$r_{\text{trap.don.p}} = \delta_{\text{trap.don}} N_v \exp\left(-\frac{E_{\text{trap.don}}}{qV_T}\right), \quad (3.61)$$

$$r_{\text{trap.acc.n}} = \delta_{\text{trap.acc}} N_c \exp\left(-\frac{E_{\text{trap.acc}}}{qV_T}\right), \quad (3.62)$$

$$r_{\text{trap.acc.p}} = \frac{1}{\delta_{\text{trap.acc}}} N_v \exp\left(\frac{E_{\text{trap.acc}} - E_g}{qV_T}\right), \quad (3.63)$$

где $\delta_{\text{trap.don}}$ и $\delta_{\text{trap.acc}}$ – степени спинового вырождения для донорных и акцепторных ловушек;

$E_{\text{trap.don}}$ и $E_{\text{trap.acc}}$ – уровни энергии донорных (отсчитывается с потолка валентной зоны) и акцепторных (отсчитывается со дна зоны проводимости) ловушек, Дж.

3.1.6. Ударная ионизация

Если напряженность электрического поля в области пространственного заряда, образованного в условиях приложения обратного смещения, достаточно высока, свободные носители заряда могут приобрести кинетическую энергию, необходимую для ионизации нейтральных атомов и переброски электронов и дырок соответственно в зону проводимости и валентную зону. В результате ионизации появляются электронно-дырочные пары, которые, в свою очередь, ускоряются полем и создают дополнительные носители заряда. Поскольку при этом сами ионизирующие носители остаются в разрешенных зонах, концентрация электронов и дырок будет лавинообразно увеличиваться до тех пор, пока этот процесс не окажется уравновешенным процессом рекомбинации или не произойдет лавинный пробой. Такой механизм генерации свободных носителей называется ударной ионизацией.

Скорость генерации электронно-дырочных пар вследствие ударной ионизации задается уравнением:

$$G = \frac{1}{q} (\alpha_n |\vec{J}_n| + \alpha_p |\vec{J}_p|), \quad (3.64)$$

где α_n и α_p – коэффициенты ударной ионизации для электронов и дырок, 1/м.

Коэффициент ударной ионизации определяется как число электронно-дырочных пар, создаваемых электроном или дыркой на единице пути перемещения. Точное вычисление этого параметра, значение которого очень сильно зависит от напряженности электрического поля, является важным при моделировании различных эффектов, связанных с ударной ионизацией, например, лавинного пробоя. Классической моделью, предназначенной для расчета коэффициентов ударной ионизации, является модель Чиновета [248]:

$$\alpha_n = A_n \exp\left(-\frac{E_n}{|E|}\right), \quad (3.65)$$

$$\alpha_p = A_p \exp\left(-\frac{E_p}{|E|}\right), \quad (3.66)$$

где A_n, A_p, E_n и E_p – эмпирические коэффициенты.

Значения параметров модели ударной ионизации для нитрида галлия представлены в таблице 3.8. Также приведены альтернативные значения, выделенные *курсивом*.

Таблица 3.8 – Параметры модели ударной ионизации

Источник	Параметр			
	A_n (1/см)	E_n (МВ/см)	A_p (1/см)	E_p (МВ/см)
[249]	$2,9 \cdot 10^8$	34	–	–
[250]	$4,48 \cdot 10^8$	33,9	$7,13 \cdot 10^6$	14,6
[251]	$2,11 \cdot 10^9$	36,89	$4,39 \cdot 10^6$	18
[252]	$2,69 \cdot 10^7$	22,7	$4,32 \cdot 10^6$	13,1

3.1.7. Моделирование квантовых эффектов

Тенденция к уменьшению размеров транзисторов привела в конечном счете к тому, что все большее влияние на их работу начинают оказывать различные квантовые эффекты, которые проявляются, например, в виде сдвига порогового напряжения у полевых транзисторов. Для предсказания степени влияния этих эффектов необходимо искать решение уравнения Шредингера. В ТВПЭ наиболее важным квантовым эффектом является квантовый захват. Для адекватного моделирования явлений и процессов, связанных с квантовым захватом, в рамках диффузионно-дрейфовой теории применяются три метода: модель Шредингера–Пуассона, модель градиента плотности и модель квантового потенциала Бома.

3.1.7.1. Модель Шредингера–Пуассона. В основе этой модели, которая позволяет получить наиболее точные результаты, лежит самосогласованное решение уравнения Пуассона и уравнения Шредингера. К сожалению, этот метод требует существенных ресурсных затрат и не может эффективно использоваться в связке с уравнениями непрерывности для расчета плотностей тока. Поэтому основной сферой применения модели

Шредингера–Пуассона является расчет одномерных профилей распределения концентрации носителей заряда и моделирование вольт-фарадных характеристик. Полученные с помощью этой модели данные в последующем могут быть использованы в рамках более практичных методов.

Квантовый захват с достаточной степенью точности описывается одночастичным уравнением Шредингера. Если квантовый захват осуществляется только в одном направлении (допустим, это направление вдоль оси Y), то итоговый профиль распределения концентрации электронов зависит от результата самосогласованного решения уравнения Пуассона и одномерного уравнения Шредингера, решаемого для собственных значений энергии и волновых функций в каждой плоскости, перпендикулярной оси X :

$$-\frac{\hbar^2}{2q} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{m_e^*(x, y)} \frac{\partial \psi_i}{\partial y} \right) + E_c(x, y) \psi_i(x, y) = E_i(x) \psi_i(x, y), \quad (3.67)$$

где $i = 1, 2, \dots$

Концентрация электронов, определяемая в рамках модели Шредингера–Пуассона с использованием статистики Ферми–Дирака, рассчитывается следующим образом:

$$n(x, y) = \frac{m_e^*(x, y) \kappa_B T}{\pi \hbar^2} \sum_{i=1}^{\infty} |\psi_i(x, y)|^2 \ln \left(1 + \exp \left[-\frac{E_i(x)}{V_T} \right] \right). \quad (3.68)$$

На рисунке 3.6 показаны профили распределения концентрации электронов в области канала $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}/\text{GaN}$ -ТВПЭ с барьерным слоем толщиной 20 нм, полученные в рамках полуклассического приближения и модели Шредингера–Пуассона с использованием статистики Ферми–Дирака. Отчетливо видно, что в последнем случае максимальное значение концентрации приходится на точку, которая располагается не на самой границе раздела, как предсказывает классическая модель, а на некотором расстоянии от гетероперехода в слое нитрида галлия.

На рисунках 3.7 и 3.8 представлены первые три собственных значения энергии и волновые функции электронов соответственно.

3.1.7.2. Модель градиента плотности. В отличие от предыдущей эта модель является полностью совместимой с уравнениями непрерывности и диффузионно-дрейфовой теорией. Ее сущность заключается во внедрении квантового поправочного потенциала в уравнения плотности электронного и дырочного токов, а также в уравнения плотности потока энергии в случае

использования модели энергетического баланса в качестве модели переноса [253; 254]. Поправочный потенциал для электронов может быть рассчитан любым из двух способов:

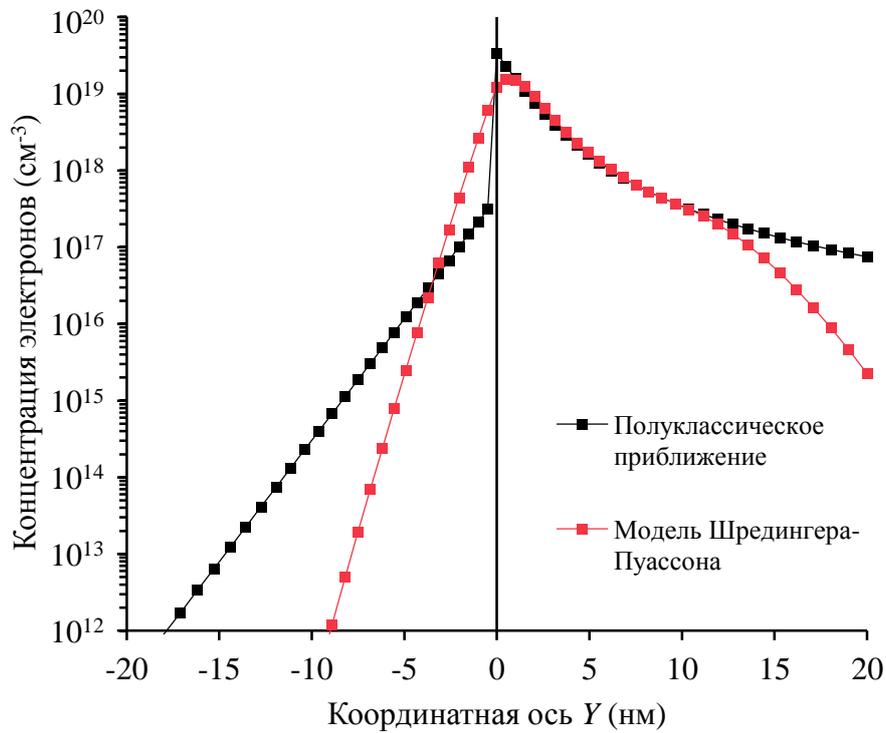


Рисунок 3.6 – Распределение концентрации электронов в области канала AlGaIn/GaN-ТВПЭ

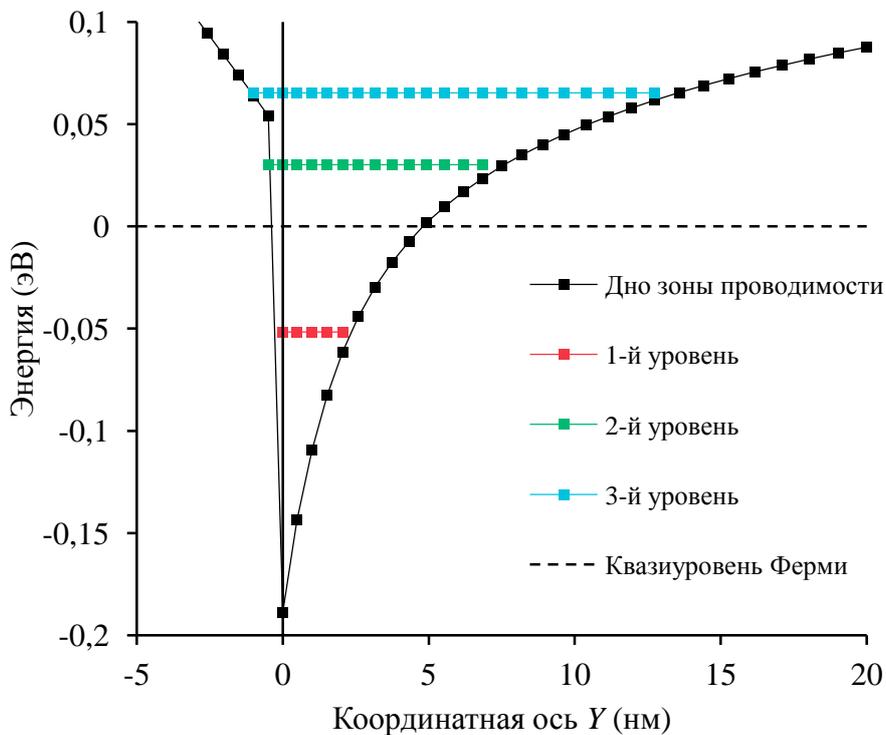


Рисунок 3.7 – Собственные значения энергии электронов и зона проводимости в области гетероперехода AlGaIn/GaN

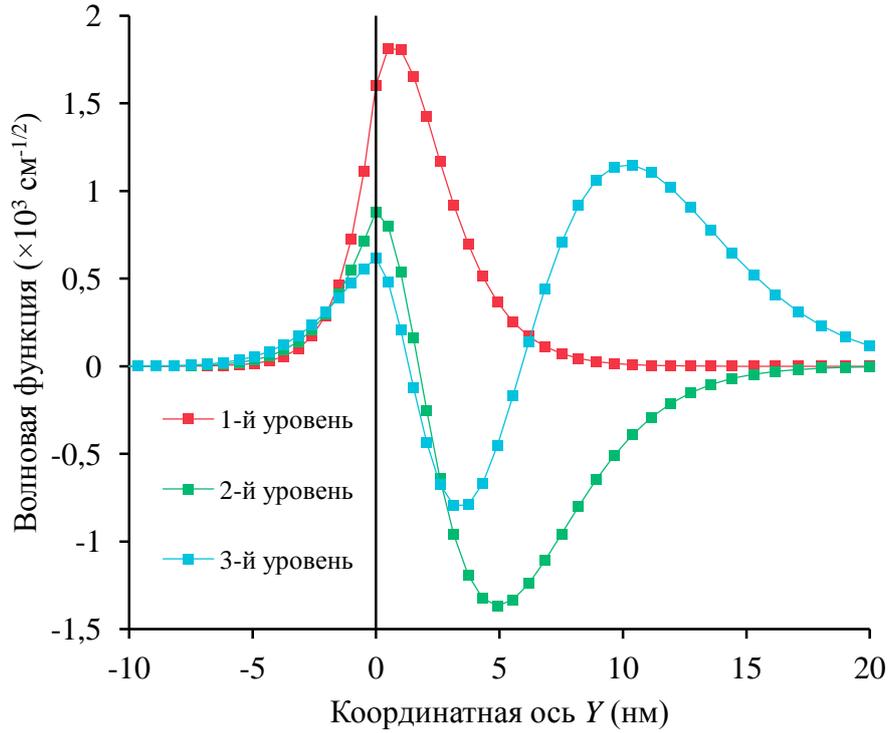


Рисунок 3.8 – Волновые функции электронов в области гетероперехода AlGaIn/GaN

$$\Lambda_{DG} = -a \frac{\hbar^2}{6qm_e^*} \frac{\nabla^2 \sqrt{n}}{\sqrt{n}}, \quad (3.69)$$

$$\Lambda_{DG} = -a \frac{\hbar^2}{12qm_e^*} \left[\nabla^2 \lg n + \frac{1}{2} (\nabla \lg n)^2 \right], \quad (3.70)$$

где a – эмпирический коэффициент.

Для дырок поправочный потенциал определяется аналогично. Тогда выражения для плотностей электронного и дырочного токов приобретают следующий вид:

$$\vec{J}_n = qD_n \nabla n + q\mu_n n \nabla (\varphi - \Lambda_{DG}), \quad (3.71)$$

$$\vec{J}_p = -qD_p \nabla p + q\mu_p p \nabla (\varphi - \Lambda_{DG}). \quad (3.72)$$

В случае использования модели градиента плотности граничные условия устанавливаются такие же, как и при полуклассическом приближении. На электродах квантовый поправочный потенциал должен равняться нулю.

Ограничениями модели градиента плотности являются плохая сходимость трехмерных расчетов и слабая совместимость с гидродинамической моделью переноса.

3.1.7.3. Модель квантового потенциала Бома. Для преодоления недостатков модели Шредингера–Пуассона и модели градиента плотности специалистами Пизанского университета (Италия) для программного комплекса компании Silvaso была разработана новая модель для расчета квантовых эффектов – модель квантового потенциала Бома. По сравнению с моделью градиента плотности она обладает двумя преимуществами. Во-первых, в независимости от выбранной модели переноса в большинстве ситуаций наблюдается хорошая сходимость расчетов. Во-вторых, имеется возможность калибровки ее параметров относительно результатов решения, полученных в рамках модели Шредингера–Пуассона.

Идея модели квантового потенциала Бома состоит во внедрении эффективного поправочного квантового потенциала, который добавляется к потенциалу заданного типа носителей заряда. Этот поправочный потенциал выводится с использованием интерпретации Бома квантовой механики и записывается в виде:

$$\Lambda_{\text{BQP}} = -b \frac{\hbar^2}{2qm_e^*} \frac{\nabla^2(n^\gamma)}{n^\gamma}, \quad (3.73)$$

где b и γ – эмпирические коэффициенты.

При $\gamma = \frac{1}{2}$ выражение (3.73) становится очень похожим на формулу (3.69), используемой в модели градиента плотности. Однако наличие сразу двух подгоночных коэффициентов у модели квантового потенциала Бома повышает степень свободы при калибровке ее параметров.

3.2. Уравнение теплового потока

Процессы генерации и рекомбинации носителей заряда, а также разнообразные физические явления, протекающие в структуре полупроводника, могут приводить к его нагреву или охлаждению. При этом фигурирующие в уравнениях непрерывности скорости генерации и рекомбинации также зависят от температуры. Температурно-зависимыми являются и некоторые параметры в уравнениях переноса. Для учета влияния температуры одновременно с системой фундаментальных уравнений

решается уравнение теплового потока, описывающее эволюцию локальной температуры. Согласно физически строгой модели саморазогрева [215], в динамически равновесном состоянии уравнение теплового потока имеет следующий вид:

$$C_v \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\kappa \nabla T) + H, \quad (3.74)$$

где C_v – объемная теплоемкость, Дж/(м³·К);
 H – скорость тепловыделения, Вт/м³.

Если перенос носителей заряда описывается в рамках диффузионно-дрейфовой модели, то скорость тепловыделения представляет собой сумму составляющих, каждая из которых соответствует одному из следующих механизмов тепловыделения:

- омический нагрев;
- нагрев или охлаждение в результате процессов генерации и рекомбинации носителей заряда;
- эффекты Пельтье и Томсона.

Так как в ТВПЭ на основе нитридов элементов третьей группы омический нагрев является преобладающим механизмом генерации тепла, остальными процессами, как правило, пренебрегают [255]. Тогда выражение для скорости тепловыделения упрощается:

$$H = (\vec{J}_n + \vec{J}_p) \vec{E}. \quad (3.75)$$

Известно, что теплопроводность и теплоемкость являются величинами, которые зависят от температуры. Этот факт необходимо принимать во внимание при моделировании, так как распределение температуры в приборной структуре, получаемое вследствие эффекта саморазогрева, может быть очень чувствительным к значениям теплопроводности и теплоемкости в отдельных областях этой структуры. В противном случае возможно появление серьезной ошибки. Также следует отметить, что теплоемкость используется при расчетах только в динамическом режиме, так как в статическом режиме левая часть уравнения (3.74) обращается в нуль.

Одной из особенностей программного комплекса компании Silvaco, выгодно отличающих его от других инструментов приборного моделирования, является поддержка возможности использования пользовательских моделей, в том числе моделей теплопроводности и теплоемкости. Для внедрения в модуль приборного моделирования Victory

Device пользовательских моделей применяется встроенный интерпретатор языка программирования Си. Поскольку в различных литературных источниках и базах данных значения теплопроводности и теплоемкости в зависимости от температуры представляются, как правило, в графическом или табличном виде, построение соответствующих моделей осуществляется представлением температурной зависимости в математической форме путем подбора аппроксимирующей кривой.

Стандартной функцией, применяемой для описания температурной зависимости теплопроводности, является степенная функция:

$$\kappa(T) = \kappa(300 \text{ K}) \left(\frac{T}{300} \right)^\gamma, \quad (3.76)$$

где γ – эмпирический коэффициент.

Значения параметров $\kappa(300 \text{ K})$ и γ для Al_2O_3 , Si, 6H-SiC, AlN, GaN, SiO_2 и Si_3N_4 представлены в табл. 3.9. Альтернативные значения выделены курсивом.

Таблица 3.9 – Параметры модели теплопроводности

Материал	Параметр		Диапазон применимости (К)	Источник
	$\kappa(300 \text{ K})$ (Вт/(см·К))	γ		
Al_2O_3	0,387	-1,195	300–700	[256]
Si	1,48	-1,65	300–800	[68]
	<i>1,549</i>	<i>-1,333</i>	200–800	[257]
6H-SiC	3,736	-1,49	300–500	[69]
	<i>3,956</i>	<i>-1,516</i>	300–450	[258]
AlN	3,893	-1,277	300–700	[259]
GaN	2,583	-1,031	300–700	[259]
SiO_2	0,014	0,33	300–600	[62]
	<i>0,014</i>	<i>0,346</i>	300–600	[260]
Si_3N_4	0,16	-0,495	300–800	[260]

Зависимость теплопроводности кремния от температуры в пределах от 200 до 1000 К может быть также описана с помощью следующей формулы [261]:

$$\kappa(\text{Si})(T) = \frac{1}{0,03 + 1,56 \cdot 10^{-3}T + 1,65 \cdot 10^{-6}T^2}. \quad (3.77)$$

Детальный обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных теплопроводности нитрида галлия, в частности, ее температурной зависимости, представлен в главе 4.

Зависимость теплопроводности $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ от температуры и относительного содержания алюминия и галлия выражается формулой [259]:

$$\kappa(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N})(T) = \left[\frac{x}{\kappa(\text{AlN})(T)} + \frac{1-x}{\kappa(\text{GaN})(T)} + C_\kappa x(1-x) \right]^{-1}, \quad (3.78)$$

где C_κ – параметр кривизны, отвечающий за нелинейность, м·К/Вт:

$$C_\kappa = 3,649 \cdot 10^{-3} T - 0,221. \quad (3.79)$$

При расчете теплопроводности золота в пределах от 300 до 700 К может применяться линейная зависимость от температуры [207]:

$$\kappa(\text{Au})(T) = 3,365 - 6,5 \cdot 10^{-4} T. \quad (3.80)$$

На рисунке 3.9 показаны температурные зависимости теплопроводности материалов, приведенных в таблице 3.9.

Для описания температурной зависимости объемной теплоемкости Si, 6H-SiC, AlN, GaN и SiO₂ используются следующие формулы:

$$C_V(T) = \rho C_P(T), \quad (3.81)$$

$$C_P(T) = C_P(300 \text{ K}) + C_1 \frac{\left(\frac{T}{300}\right)^\delta - 1}{\left(\frac{T}{300}\right)^\delta + \frac{C_1}{C_P(300 \text{ K})}}, \quad (3.82)$$

где ρ – плотность, кг/м³;

C_1 и δ – эмпирические коэффициенты.

Значения применяемых в этих формулах параметров представлены в таблице 3.10. Для AlGa_xN параметры определяются в соответствии с законом Вегарда.

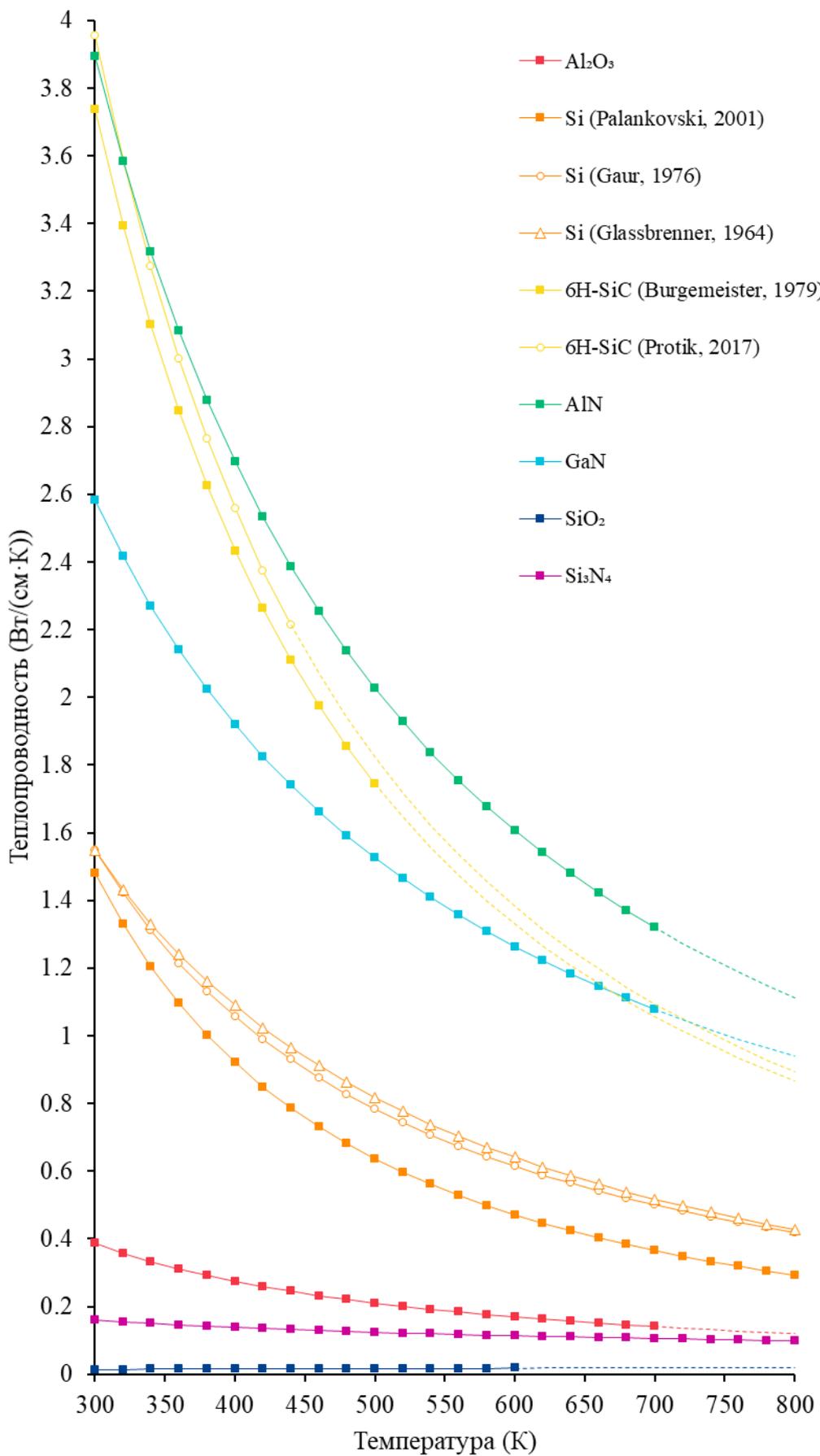


Рисунок 3.9 – Температурная зависимость теплопроводности основных материалов, используемых при формировании AlGaN/GaN-ТВПЭ

Таблица 3.10 – Параметры первой модели объемной теплоемкости [62]

Параметр	Материал					
	Si	6H-SiC	AlN	GaN	SiO ₂	Si ₃ N ₄
ρ (г/см ³)	2,33	3,21	3,23	6,087	2,203	3,1
C_P (Дж/(кг·К))	711	715	748	491	709	787
C_1 (Дж/(кг·К))	255	620	482	70	696	820
δ	1,85	2,6	2,29	1	1,5	1,5

Для описания температурной зависимости объемной теплоемкости Al₂O₃ и Au используется следующее выражение:

$$C_V(T) = a_c + b_c T + c_c T^2 + \frac{d_c}{T^2}, \quad (3.83)$$

где a_c , b_c , c_c и d_c – эмпирические коэффициенты.

Значения применяемых в этой формуле параметров представлены в таблице 3.11.

Таблица 3.11 – Параметры второй модели объемной теплоемкости

Параметр	Материал	
	Al ₂ O ₃	Au
a_c (Дж/(см ³ ·К))	2,839	2,492
b_c (Дж/(см ³ ·К ²))	0,005	$6,605 \cdot 10^{-5}$
c_c (Дж/(см ³ ·К ³))	$-2,746 \cdot 10^{-6}$	$3,35 \cdot 10^{-7}$
d_c (Дж·К/см ³)	-79341,95	-5489,457
Источник	[262]	[263]

На рисунке 3.10 показаны температурные зависимости объемной теплоемкости материалов, приведенных в таблицах 3.10 и 3.11.

Для однозначного решения уравнения теплового потока необходимо установить хотя бы одно тепловое граничное условие. Если тепловой контакт реализуется как граничное условие Робена (граничное условие третьего рода), то выполняется соотношение:

$$\alpha(T - T_0) = -\kappa \nabla T, \quad (3.84)$$

где α – коэффициент переноса тепла между материалом и окружающей средой, Вт/(м²·К);

T_0 – температура окружающей среды, К.

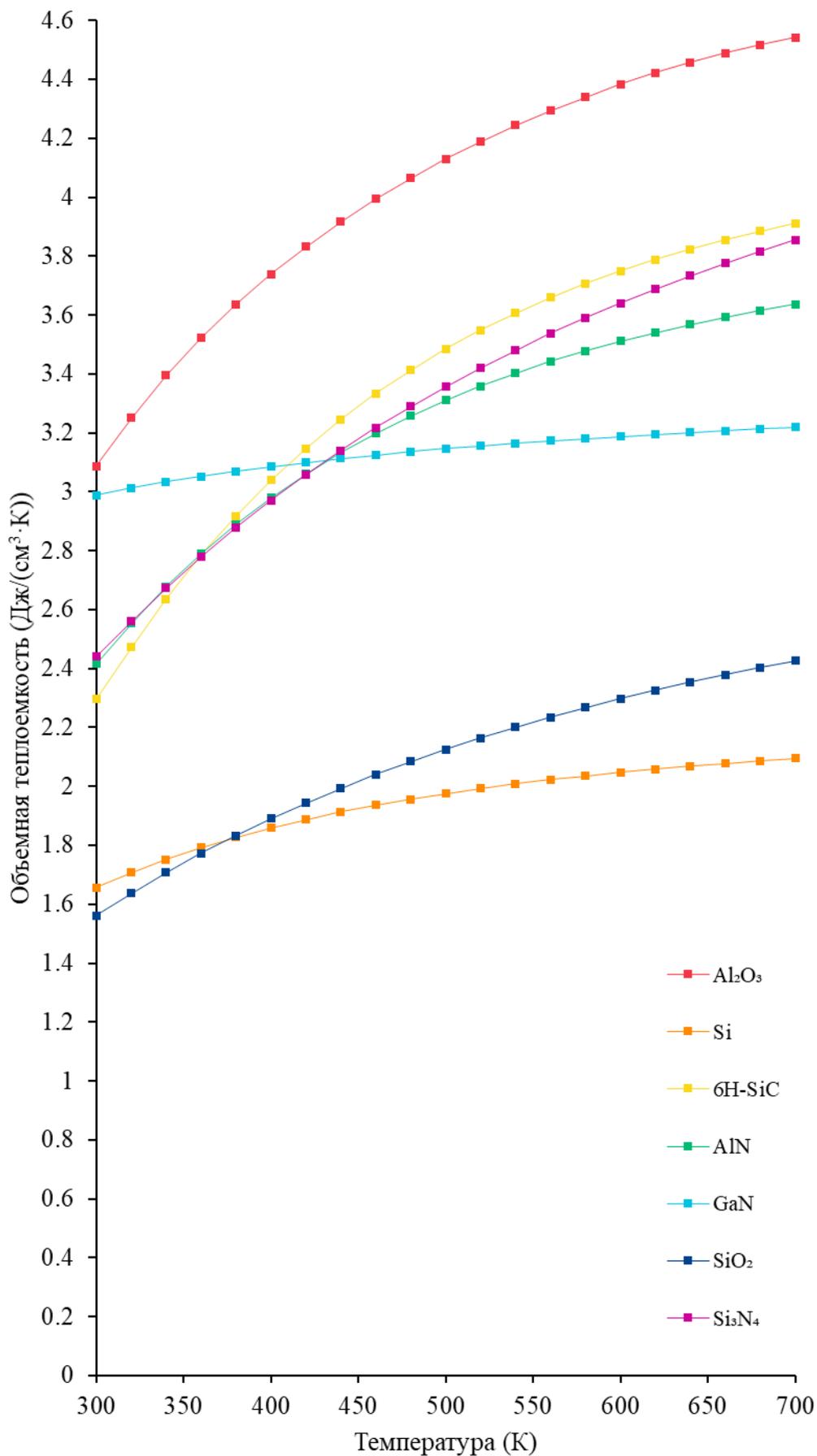


Рисунок 3.10 – Температурная зависимость объемной теплоемкости основных материалов, используемых при формировании AlGaN/GaN-ТВПЭ

Применение чужеродных подложек для эпитаксиального осаждения слоев нитридов элементов третьей группы приводит не только к ухудшению механических и электрических свойств этих слоев, но и к появлению контактного теплового сопротивления [264]. Проведенные с использованием трехмерной рамановской спектроскопии экспериментальные исследования показывают, что контактное тепловое сопротивление между буферным слоем и подложкой (кремниевой или карбид-кремниевой) вызывает усиление эффекта саморазогрева в структуре AlGaN/GaN-ТВПЭ. В случае же сапфировой подложки, имеющей очень низкую теплопроводность, контактное тепловое сопротивление оказывает незначительное влияние на характеристики прибора [265].

Один из подходов к имитированию наличия между буферным слоем и подложкой контактного теплового сопротивления состоит в добавлении между ними очень тонкого слоя с характерной для конкретной пары соприкасающихся материалов теплопроводностью [200]. Для гетероструктур GaN/Si и GaN/6H-SiC теплопроводность этого слоя при толщине 10 нм составляет 3 мВт/(см·К) [265].

ГЛАВА 4. ОБЗОР ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ ПО ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

Хотя структурные, электронные и оптические свойства нитрида галлия к настоящему времени изучены в достаточно большом объеме, относительно небольшое число теоретических и экспериментальных исследований проведено по тематике, касающейся его теплопроводности. Между тем этот термоэлектрический параметр (мера способности проводить тепло) весьма важен с точки зрения как фундаментальной науки, так и практических приложений.

Одной из критических проблем, препятствующих дальнейшему развитию силовых приборов на основе нитрида галлия, по-прежнему остается эффект саморазогрева. По этой причине контроль за средней и максимальной температурой внутри приборной структуры имеет ключевое значение для поддержания ее эффективности и надежности. Моделирование тепловых процессов, будучи важнейшим этапом компьютерного проектирования в микроэлектронике, предоставляет возможности для специалистов по установлению основных источников тепловых проблем, а также созданию, верификации и оптимизации инженерных решений. Одним из параметров уравнения теплового потока, используемого для расчета тепловых процессов, является коэффициент теплопроводности, который может зависеть от температуры и ряда других факторов. Во избежание грубой ошибки при моделировании тепловых характеристик это нужно непременно принимать во внимание.

Благодаря серьезным успехам, достигнутым в развитии аммонотермального роста [266] и хлорид-гидридной газофазной эпитаксии, постепенно начинают набирать популярность свободностоящие (то есть используемые без вспомогательных подложек) монокристаллические подложки нитрида галлия. Применение родных подложек с высоким удельным электрическим сопротивлением позволяет радикально улучшить качество кристаллической структуры эпитаксиальных слоев, устраняя необходимость в выращивании слоя зарождения, который действует как барьер для теплового потока, генерируемого в активной области прибора [267; 268]. Кроме того, в отличие от других стандартных подложек, особенно сапфировых, подложки нитрида галлия могут быть весьма эффективными в рассеивании избыточного тепла без создания отдельных систем теплоотвода [269]. Исходя из этого, можно сделать вывод, что теплопроводность нитрида галлия является одним из ключевых параметров при разработке тепловых

решений для силовых приборов на основе нитридов элементов третьей группы.

4.1. Механизмы переноса тепла в неметаллических кристаллах

Перенос внутренней энергии внутри твердого тела может осуществляться несколькими физическими механизмами. В металлах тепло переносится электронами и волнами колебания решетки, то есть фононами, при этом вклад электронов является преобладающим. В диэлектриках, напротив, тепло переносится почти полностью фононами. С точки зрения механизмов теплопроводности, полупроводники имеют сходство с диэлектриками и нитрид галлия здесь не является исключением. Поэтому перенос тепла в неметаллических кристаллах традиционно интерпретируется в рамках концепции фонона [270].

Атомы твердых тел не являются строго неподвижными и принимают участие в тепловых колебаниях около своих положений равновесия. Однако вместо описания индивидуальных колебаний частиц, что представляется не только нереалистичным, но и непрактичным, рассматривается их коллективное движение в кристалле. Основанием для такого упрощения является то, что мощные межатомные силы мгновенно передают колебание, возникшее у одной частицы, соседним частицам, в результате чего в кристалле возбуждается коллективное движение в виде упругой волны, которое охватывает все частицы кристалла. Такое коллективное движение частиц называется нормальным колебанием решетки. Число нормальных колебаний, которое может возникнуть в кристалле, соответствует числу степеней свободы частиц. Частота ω и длина волны λ нормальных колебаний связаны между собой следующим выражением:

$$\omega = \frac{2\pi v}{\lambda}, \quad (4.1)$$

где v – скорость распространения волны (скорость звука), м/с.

Так как для описания волновых процессов удобно использовать волновой вектор \vec{q} , направление которого совпадает с направлением распространения колебаний, а модуль равен $2\pi/\lambda$, формулу (4.1) можно переписать в виде дисперсионного соотношения:

$$\omega = qv. \quad (4.2)$$

Нормальные колебания решетки в кристалле занимают некоторую область спектра частот. Температура, при которой возбуждается полный спектр нормальных колебаний, в том числе колебание с максимальной частотой, называется температурой Дебая θ_D . При увеличении температуры выше θ_D новые нормальные колебания появиться не могут. В этом случае действие температуры состоит только в повышении интенсивности, или энергии, каждого из нормальных колебаний. Согласно теории колебаний, энергия нормального колебания равна энергии осциллятора с массой, эквивалентной массе колеблющихся атомов, и колеблющегося с частотой, эквивалентной частоте нормального колебания. Отсюда следует, что полная энергия кристалла, составленного из N атомов, принимающих участие во взаимосвязанных колебаниях, равна энергии $3N$ независимых нормальных линейных гармонических осцилляторов. Минимальная порция энергии, которая может быть испущена или поглощена решеткой в процессе тепловых колебаний, соответствует переходу возбуждаемого нормального колебания с одного энергетического уровня на соседний и равна $\hbar\omega$. Эта порция (квант) энергии называется фононом.

Колебания атомов в кристалле могут быть приняты за нормальные колебания решетки лишь при определенных идеализированных условиях:

- межатомные силы являются гармоническими, то есть подчиняются закону Гука;
- решетка обладает идеальной структурой, не имеет внешних границ и является изотопически чистой.

Отступление от этих идеализированных условий приводит к ангармоническому характеру колебаний атомов. Ангармоничность является причиной двух физических явлений – теплового расширения и теплового сопротивления. Степень влияния, которое оказывает тепловое расширение кристаллической решетки на ее колебательные свойства, описывается постоянной Грюнайзена γ . Этот безразмерный параметр связывает коэффициент теплового расширения с объемной теплоемкостью:

$$\gamma = \frac{B\alpha_V}{C_V}, \quad (4.3)$$

где B – объемный модуль упругости, Н/м²;

α_V – коэффициент объемного теплового расширения, 1/К.

Если бы колебания атомов распространялись по решетке строго гармонически в виде не взаимодействующих друг с другом упругих волн, в кристалле отсутствовало бы тепловое сопротивление. Без взаимодействия

волны могли бы распространяться не рассеиваясь, то есть не встречая никакого сопротивления, и теплопроводность кристалла была бы бесконечно высокой. Ангармоничность лишает нормальные колебания решетки их независимости и заставляет их взаимодействовать между собой, обмениваясь энергией и меняя направление своего распространения в результате взаимного рассеяния. Именно эти процессы взаимодействия между упругими волнами создают условия для передачи энергии от нормальных колебаний одной частоты к колебаниям другой частоты и установления в кристалле теплового равновесия.

Как известно, теплопроводность серебра при комнатной температуре равна 4,3 Вт/(см·К), что больше, чем у любого другого металла. Для меди $\kappa = 4,0$ Вт/(см·К). При этом существует несколько неметаллических кристаллов, теплопроводность которых сравнима или даже превышает соответствующие значения у серебра и меди. Многие из этих кристаллов имеют алмазоподобную решетку, например, собственно алмаз, кремний, карбид кремния, оксид бериллия BeO и фосфид галлия GaP. В этом ряду соединений теплопроводность уменьшается от 20 Вт/(см·К) для алмаза к 1 Вт/(см·К) для фосфида галлия [271]. Кроме того, относительно высокой теплопроводностью обладают такие соединения, как: нитрид бора, фосфид бора BP, нитрид алюминия, сульфид бериллия BeS, арсенид бора BAs и фосфид алюминия AlP. Под эту категорию неметаллических кристаллов также подпадает и нитрид галлия.

Почти для всех чистых непроводящих кристаллов свойственна универсальная зависимость теплопроводности от температуры: значение κ растет пропорционально T^3 при низких температурах, достигает максимальной точки около температуры $\theta_D/20$ и снижается пропорционально T^1 или быстрее при высоких температурах [272]. В области температур ниже θ_D с падением температуры радикально уменьшается концентрация фононов. Это приводит к резкому увеличению их средней длины свободного пробега (среднего расстояния между актами рассеяния, или столкновениями), которая при температуре $\theta_D/20$ становится сравнимой с размерами кристалла. Так как поверхность кристалла обычно является плохим отражателем фононов, дальнейшее снижение температуры не приводит к увеличению длины свободного пробега, которая теперь определяется лишь геометрическими параметрами решетки. Температурная зависимость теплопроводности в этом диапазоне температур совпадает с зависимостью теплоемкости, которая пропорциональна T^3 .

По мере возрастания температуры в кристалле начинают протекать одновременно два противостоящих процесса: повышение концентрации

фононов, что должно приводить к увеличению теплопроводности, и рост интенсивности резистивного фонон-фононного рассеяния (трехфононные процессы переброса, или U-процессы), следствием чего должно быть уменьшение длины свободного пробега фононов и снижение теплопроводности. При малой концентрации фононов доминирующим является первый механизм и теплопроводность увеличивается. Однако, начиная с некоторой концентрации фононов, преобладающим становится второй механизм и значение κ , достигнув максимальной точки, начинает уменьшаться пропорционально T^{-1} или быстрее.

Фононы также могут претерпевать рассеяние на точечных дефектах, например, примесных атомах, вакансиях и изотопах. Это вызвано главным образом различием в массах, размерах и силах межатомного взаимодействия между основными атомами кристалла и дефектами. Не оказывая влияния при низких температурах, точечные дефекты тем не менее оказываются существенными в области переходных температур, где они приводят к ухудшению теплопроводности. Степень влияния изотопного состава кристалла на его теплопроводность (изотопический эффект) определяется как:

$$I = \frac{\kappa_{\text{pure}}}{\kappa_{\text{nat}}}, \quad (4.4)$$

где κ_{pure} и κ_{nat} – коэффициенты теплопроводности изотопически чистого кристалла и кристалла с природным (естественным) распределением изотопов соответственно, Вт/(м·К).

В то время как влияние большинства механизмов рассеяния на теплопроводность при различных температурах к настоящему времени оказывается хорошо изученным, нормальное трехфононное рассеяние (нормальные процессы, или N-процессы) продолжает оставаться без должного внимания. Эти процессы рассеяния сохраняют импульс и энергию фононов и поэтому напрямую не вносят вклад в тепловое сопротивление. Однако нормальные процессы приводят к перераспределению импульса и энергии среди фононов, которые в результате этого с большей вероятностью смогут участвовать в процессах переброса, и тем самым оказывают косвенное влияние на теплопроводность.

Во многих неметаллических кристаллах электронная составляющая теплопроводности пренебрежимо мала. Вклад электронов в процессы переноса тепла в нитриде галлия оценивается на уровне 1,5 мВт/(см·К) [273],

что на три порядка меньше типичных значений, получаемых для теплопроводности этого соединения.

4.2. Теоретические исследования теплопроводности нитрида галлия

Одно из самых ранних теоретических исследований механизмов переноса тепла в нитриде галлия [271] основывалось на фундаментальной теории Лейбфрида–Шлемана для предсказания коэффициента собственной теплопроводности – верхней границы для κ , определяемой только ангармоническим характером колебаний атомов в кристалле. Согласно этой теории, теплопроводность алмазоподобных кристаллов при температурах, превышающих температуру Дебая, пропорциональна величине $\delta \bar{m} \theta_D^3$:

$$\kappa = K \frac{\delta \bar{m} \theta_D^3}{\gamma^2 T}, \quad (4.5)$$

где K – коэффициент пропорциональности, $1/(c^3 \cdot K^3)$;

δ^3 – средний объем, занимаемый одним атомом в кристалле, m^3 ;

\bar{m} – средняя масса атомов в одном моле вещества, кг.

Необходимо отметить, что эта формула справедлива только для гранецентрированных кубических кристаллов, в которых на одну примитивную кристаллографическую ячейку приходится один атом. Используя доступные к тому времени зависимости κ от $\delta \bar{m} \theta_D^3$, для коэффициента пропорциональности была рассчитана величина $2,5 1/(c^3 \cdot K^3)$. Для нитрида галлия $\delta = 2,25 \cdot 10^{-8}$ см, $\bar{m} = 41,86$ г, $\theta_D = 600$ К, что дает $\delta \bar{m} \theta_D^3 = 203,44$ см·г·К³. Постоянная Грюнайзена в расчетах не применялась, так как ее величина тогда не была известна. Таким образом для собственной теплопроводности нитрида галлия при температуре 300 К было получено значение 1,7 Вт/(см·К).

Аналогичный подход, но уже без использования коэффициента масштабирования, был предпринят в работе [274], где теплопроводность идеального монокристаллического неметаллического соединения была выражена с помощью объемного модуля упругости, температуры Дебая и постоянной Грюнайзена:

$$\kappa = \frac{1}{3} \frac{\delta \nu B}{\gamma^2 T}. \quad (4.6)$$

Эта формула была выведена исходя из предположения [275], что коэффициент теплопроводности может быть связан некоторым образом с коэффициентом теплового расширения. Было замечено, что безразмерная величина $\gamma\alpha_v T$ является мерой ангармоничности, то есть характеризует степень отклонения решетки от гармоничности, и средняя длина свободного пробега фононов может быть рассчитана как:

$$l = \frac{\delta}{\gamma\alpha_v T}. \quad (4.7)$$

Замена B в формуле (4.6) на $\frac{\gamma C_v}{\alpha_v}$ и вставка формулы (4.7) дают еще одно выражение для теплопроводности:

$$\kappa = \frac{1}{3} l v C_v. \quad (4.8)$$

Решая уравнение (4.6), для постоянной Грюнайзена и коэффициента собственной теплопроводности нитрида галлия при температуре 300 К можно получить значения 0,74 и 4,1 Вт/(см·К) соответственно. Последнее из них намного превосходило все полученные ранее экспериментальным путем значения. В реальных решетках ангармоничность не является единственным источником рассеяния фононов. К снижению теплопроводности также приводит рассеяние фононов на макроскопических и точечных дефектах.

Для оценки коэффициента теплопроводности образца нитрида галлия, охарактеризованного реалистичными физическими параметрами с учетом конкретного метода формирования, может применяться феноменологическая модель Каллауэя [276]. Эта модель оказалась очень эффективным вычислительным аппаратом и до сих пор широко используется для расчета технологически важных полупроводниковых материалов. Внушительный перечень публикаций, в которых применялась эта модель, приведен в статье [277].

В соответствии с формулировкой Каллауэя коэффициент теплопроводности является суммой двух слагаемых $\kappa = \kappa_1 + \kappa_2$, где:

$$\kappa_1 = \frac{\kappa_B T^3}{2\pi^2 \hbar^3 v} \int_0^{\theta_D/T} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \tau dx, \quad (4.9)$$

$$\kappa_2 = \frac{\kappa_B^4 T^3}{2\pi^2 \hbar^3 v} \frac{\left[\int_0^{\theta_D/T} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \frac{\tau}{\tau_N} dx \right]^2}{\int_0^{\theta_D/T} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \frac{\tau}{\tau_N \tau_R} dx}, \quad (4.10)$$

где τ – суммарное время релаксации, с;
 τ_N и τ_R – времена релаксации нормальных и резистивных процессов соответственно, с.

Наконец, в этих формулах:

$$x = \frac{\hbar\omega}{\kappa_B T}. \quad (4.11)$$

Модель Каллауэя выводится с использованием дебаевской плотности фононных состояний, а также при допущении наличия одной эффективной акустической фононной дисперсионной ветви и аддитивности скоростей релаксации для независимых механизмов рассеяния:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_N} + \frac{1}{\tau_R}. \quad (4.12)$$

Скорости релаксации нормальных процессов становятся сравнимыми с соответствующими величинами резистивных процессов только в бездефектных образцах высокой чистоты. В противном случае полностью доминируют резистивные процессы и условие $\tau_N \gg \tau_R$ приводит к приближению $\kappa \approx \kappa_1$. Поэтому окончательное выражение для теплопроводности записывается следующим образом:

$$\kappa = \frac{\kappa_B^4 T^3}{2\pi^2 \hbar^3 v} \int_0^{\theta_D/T} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \tau dx \approx \frac{1}{3} \sum_{\vec{q}, j} v_j^2(\vec{q}) \tau_j(\vec{q}) (C_V)_j(\vec{q}), \quad (4.13)$$

где подстрочный индекс j нумерует ветви с разной поляризацией колебаний.

В рамках теории Каллауэя перенос тепла в нитриде галлия изучался многими исследователями [272; 278; 279; 280]. В работе [278] учитывались трехфононные процессы переброса (описываемые временем релаксации τ_U), рассеяние на примесных атомах, а также рассеяние на ядрах дислокаций, на винтовых и краевых дислокациях. Из-за большого расхождения в значениях

одних и тех же параметров нитрида галлия расчеты проводились с использованием двух отличающихся наборов входных данных. Решением уравнения (4.13) с $\tau = \tau_U$ стали значения 3,44 и 3,70 Вт/(см·К) для коэффициента собственной теплопроводности при температуре 300 К. После же учета всех механизмов рассеяния модель показала уменьшение теплопроводности с 1,97 до 1,31 Вт/(см·К) при увеличении концентрации дислокаций с 10^{10} до 10^{12} см⁻².

Эта же исследовательская группа [279] отдельно изучала влияние, оказываемое на теплопроводность легирующими примесями с различной концентрацией. После внесения нескольких поправок в модель и набор параметров материала, включая добавление составляющей, отвечающей за рассеяние на смешанных дислокациях, для коэффициента собственной теплопроводности были получены значения 3,36 и 5,40 Вт/(см·К). При включении в расчет всех процессов рассеяния теплопроводность линейно снижалась с десятичным логарифмом концентрации примеси – приблизительно в два раза на каждую декаду изменения концентрации. При увеличении последней с уровня 10^{17} см⁻³ до 10^{18} см⁻³ теплопроводность уменьшалась с 1,77 до 0,86 Вт/(см·К).

В работе [280] рассматривались трехфононные процессы переброса, а также рассеяние на примесных атомах и внешних границах. Для теплопроводности при комнатной температуре было получено значение 1,57 Вт/(см·К).

Природный галлий ${}_{31}\text{Ga}$ представляет собой смесь двух стабильных изотопов ${}^{69}\text{Ga}$ и ${}^{71}\text{Ga}$, изотопная распространенность которых составляет 60,11 % и 39,89 % соответственно. Природный азот ${}_{7}\text{N}$ состоит из смеси двух стабильных изотопов ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{15}\text{N}$, изотопная распространенность которых равна 99,63 % и 0,37 % соответственно. Влияние на теплопроводность образца нитрида галлия высокой чистоты его изотопного состава анализировалось в работе [272] с использованием модели Каллауэя, в которую явным образом был включен вклад поперечных и продольных фононов. Для нахождения суммарной интенсивности рассеяния исследователи учитывали процессы переброса, нормальные процессы, рассеяние фононов на изотопах и рассеяние на границах. Величина изотопического эффекта при комнатной температуре составила 1,05.

Такое слабое влияние изотопного состава позже было подвергнуто сомнению по результатам применения *ab initio* формализма (подхода из первых принципов) для расчета теплопроводности нитрида галлия, определяемой трехфононными процессами переброса и рассеянием фононов на изотопах [281]. В основе методики из первых принципов лежит точное

итерационное решение транспортного уравнения Больцмана для фононов и точные вычисления гармонических (второго порядка) и ангармонических (третьего порядка) констант межатомных сил в рамках двух теорий: функционала плотности и возмущения функционала плотности. Константы межатомных сил второго порядка требуются для расчета дисперсионного соотношения для фононов, в то время как константы третьего порядка используются при расчете интенсивностей трехфононного рассеяния. Преимущество методики моделирования из первых принципов состоит в отсутствии каких-либо подгоночных параметров, так как константы межатомных сил являются единственными входными параметрами, необходимыми для нахождения точного решения [282]. Формула для коэффициента теплопроводности, основанная на точном решении транспортного уравнения Больцмана для фононов, имеет следующий вид [283; 284]:

$$\kappa = \frac{1}{\kappa_B T^2 N V} \sum_{\lambda} f_0 (f_0 + 1) (\hbar \omega_{\lambda})^2 v_{\lambda}^{\alpha} d_{\lambda}^{\beta}, \quad (4.14)$$

где N – число дискретных точек \vec{q} в зоне Бриллюэна;

V – объем элементарной ячейки, м³;

$f_0(\omega_{\lambda})$ – функция Бозе–Эйнштейна для фононов в отсутствие градиента температуры;

v^{α} – групповая скорость фононов, м/с;

d^{β} – среднее свободное смещение, м.

В формуле (4.14) подстрочный индекс λ обозначает определенную фононную моду (\vec{q}, j) , а надстрочные индексы α и β обозначают компоненты прямоугольной системы координат в стандартной кубической элементарной ячейке.

В отличие от предыдущих оценок [63; 272] моделирование из первых принципов [281] показало, что величина изотопического эффекта в нитриде галлия достигает достаточно большого значения – около 1,65 при комнатной температуре. Было установлено, что верхняя граница для коэффициента теплопроводности при комнатной температуре находится в области около 4 Вт/(см·К). Полученные результаты объяснялись высоким относительным содержанием изотопов ⁶⁹Ga и ⁷¹Ga в галлии, большим частотным зазором между акустической и оптической ветвями фононного спектра и большим частотным диапазоном, который охватывают фононы. Последние два пункта

являются причиной ослабления фонон-фононного рассеяния и, в частности, рассеяния между акустическими и оптическими фононами. Поскольку на фонон-изотопное рассеяние температура не оказывает никакого влияния, при снижении температуры, начиная с 500 К, фонон-фононное рассеяние будет ослабевать, а теплопроводность увеличиваться, делая рассеяние фононов на изотопах более весомым. Для собственной теплопроводности (κ_{pure}), рассчитанной при комнатной температуре вдоль направления [100], κ_{in} , и вдоль направления [001], то есть параллельно оси c , κ_{out} , были определены значения 4,01 Вт/(см·К) и 3,85 Вт/(см·К) соответственно. Коэффициенты теплопроводности в случае естественного распределения изотопов (κ_{nat}) равнялись 2,42 и 2,39 Вт/(см·К).

При стандартных условиях нитрид галлия обладает структурой вюрцита – кристаллической структурой, принадлежащей гексагональной кристаллографической сингонии, для которой характерна наибольшая анизотропность среди остальных шести кристаллических систем. В нескольких исследованиях, тем не менее, были получены результаты, согласно которым теплопроводность нитрида галлия при комнатной температуре оказывалась изотропной величиной [63; 285]. Стоит также обратить внимание на то, что во многих аналитических трудах за искомым коэффициент теплопроводности берется или величина, усредненная по трем направлениям, или же величина, определенная только в одном из направлений, не учитывая анизотропность материала. Недавние результаты моделирования [286], выполненные в рамках неравновесной молекулярной динамики, показали, что при комнатной температуре теплопроводность бездефектного нитрида галлия вдоль направления [001] на 25 % выше, чем вдоль направления [100]. Многочисленные подтверждения находят ярко выраженный анизотропный характер теплопроводности нитрида галлия в области низких температур [283; 284; 287].

В статье [287] был представлен комбинированный подход, который заключается в поэтапном проведении расчетов из первых принципов и моделирования методом Монте-Карло. Первый этап необходим для определения фононного дисперсионного соотношения и интенсивностей рассеяния. Полученные результаты служат входными данными для программного пакета с открытым кодом ShengBTE, с помощью которого методом Монте-Карло решается транспортное уравнение Больцмана для фононов [288]. Определенные таким образом для изотопически чистого нитрида галлия коэффициенты теплопроводности вдоль направлений [001] и [100] при комнатной температуре составили 4,04 и 3,62 Вт/(см·К) соответственно (величина изотопического эффекта равна 1,12). По мере

снижения температуры с 500 до 100 К степень влияния изотопного состава увеличилась с 1,10 до 1,25, что указывает на то, что анизотропия теплопроводности нитрида галлия не может игнорироваться, в особенности при низких температурах.

В статьях [283] и [284] сообщалось о применении подхода из первых принципов для изучения закономерностей переноса тепла фононами в нитриде галлия. Квантово-механическое моделирование проводилось в рамках формализма теории функционала плотности с использованием метода проекционных присоединенных волн, как это реализовано в программном пакете VASP – Vienna Ab initio Simulation Package. Вычисление функционала обменно-корреляционной энергии осуществлялось с помощью обобщенного градиентного приближения с параметризацией Пердью–Берка–Эрнзерхофа. Для нахождения численного решения линейризованного транспортного уравнения Больцмана для фононов также применялся программный пакет ShengBTE. Коэффициенты теплопроводности объемного образца нитрида галлия вдоль направлений [001] и [100] при комнатной температуре, рассчитанные первой исследовательской группой, оказались равны 3,25 и 2,80 Вт/(см·К) соответственно (величина изотопического эффекта – 1,16). Во втором случае значения κ_{out} и κ_{in} при температуре 300 К составили 4,09 и 3,63 Вт/(см·К) (величина изотопического эффекта – 1,13), что превосходно согласовывалось с результатами, представленными в статье [287]. При снижении температуры с 800 до 100 К степень влияния изотопного состава возрастала с 1,09 до 1,42.

Применение подхода из первых принципов недавно помогло обнаружить интересную особенность, касающуюся процесса переноса тепла в изотопически чистом нитриде галлия [289]. Выяснилось, что почти 60% тепловой энергии в этом материале переносится фононами с частотами, приходящимися на очень узкий интервал 5–7 ТГц, который занимает лишь 9% от всего частотного диапазона в нитриде галлия. В случае изотопически чистого материала для κ_{out} и κ_{in} были получены значения 3,73 и 3,90 Вт/(см·К). Соответствующие значения 2,34 и 2,38 Вт/(см·К) для κ_{nat} отлично согласуются с данными, приведенными в работе [281].

В последние несколько лет все возрастающую популярность стали приобретать технологии машинного обучения, которые используются, в частности, для решения ряда проблем физики твердого тела. Так, была продемонстрирована возможность применения инновационного нейронно-сетевого метода [290] для оценки теплопроводности объемного образца нитрида галлия [291]. Как показали расчеты, коэффициенты теплопроводности вдоль направлений [001] и [100] при комнатной

температуре равны 3,10 и 2,76 Вт/(см·К) соответственно. Чтобы убедиться в достоверности нейронно-сетевого метода, эти величины были сопоставлены со значениями 3,26 и 2,74 Вт/(см·К), полученными в рамках формализма теории функционала плотности.

На рисунке 4.1 показана температурная зависимость теплопроводности нитрида галлия с природной распространенностью изотопов, полученная теоретическими методами. Для сравнения на рисунке также приведены экспериментальные результаты из статей [285] и [292]. Зависимость «Kotchetkov, 2001» соответствует концентрации дислокаций 10^{10} см⁻². Для зависимости «Zou, 2002» используются данные, полученные в случае равномерного распределения всех компонент дислокаций. Экспериментальные точки «Jezowski, 2003» соответствуют образцу с наибольшим коэффициентом теплопроводности. Экспериментальные точки «Simon, 2014» показаны для полуизолирующего образца, легированного кислородом и магнием. Зависимости «Minamitani, 2019 [001]» и «Minamitani, 2019 [100]» соответствуют значениям теплопроводности, рассчитанным с помощью нейронно-сетевого метода.

Температурная зависимость теплопроводности изотопически чистого нитрида галлия показана на рисунке 4.2.

4.3. Экспериментальные исследования теплопроводности нитрида галлия

Результаты самого раннего исследования, посвященного определению экспериментальным путем теплопроводности нитрида галлия в интервале температур 25–360 К, были представлены в статье [73]. Объемный образец изготавливался хлорид-гидридной газофазной эпитаксией на сапфировой подложке [293]. Процесс осаждения включал двухчасовую реакцию монохлорида галлия с аммиаком при температуре 1220 К. После извлечения подложки из реакционной камеры две поверхности осажденного слоя нитрида галлия толщиной 400 мкм подвергались полировке. Для коэффициента теплопроводности, измеренного вдоль оси *c*, было получено значение 1,3 Вт/(см·К) при комнатной температуре. При этом наклон температурной зависимости теплопроводности составил –0,76. Обе эти величины были малы по сравнению с теоретическими оценками [271], которые приводились в то время, что объяснялось авторами высокой концентрацией примесей в исследуемом образце.

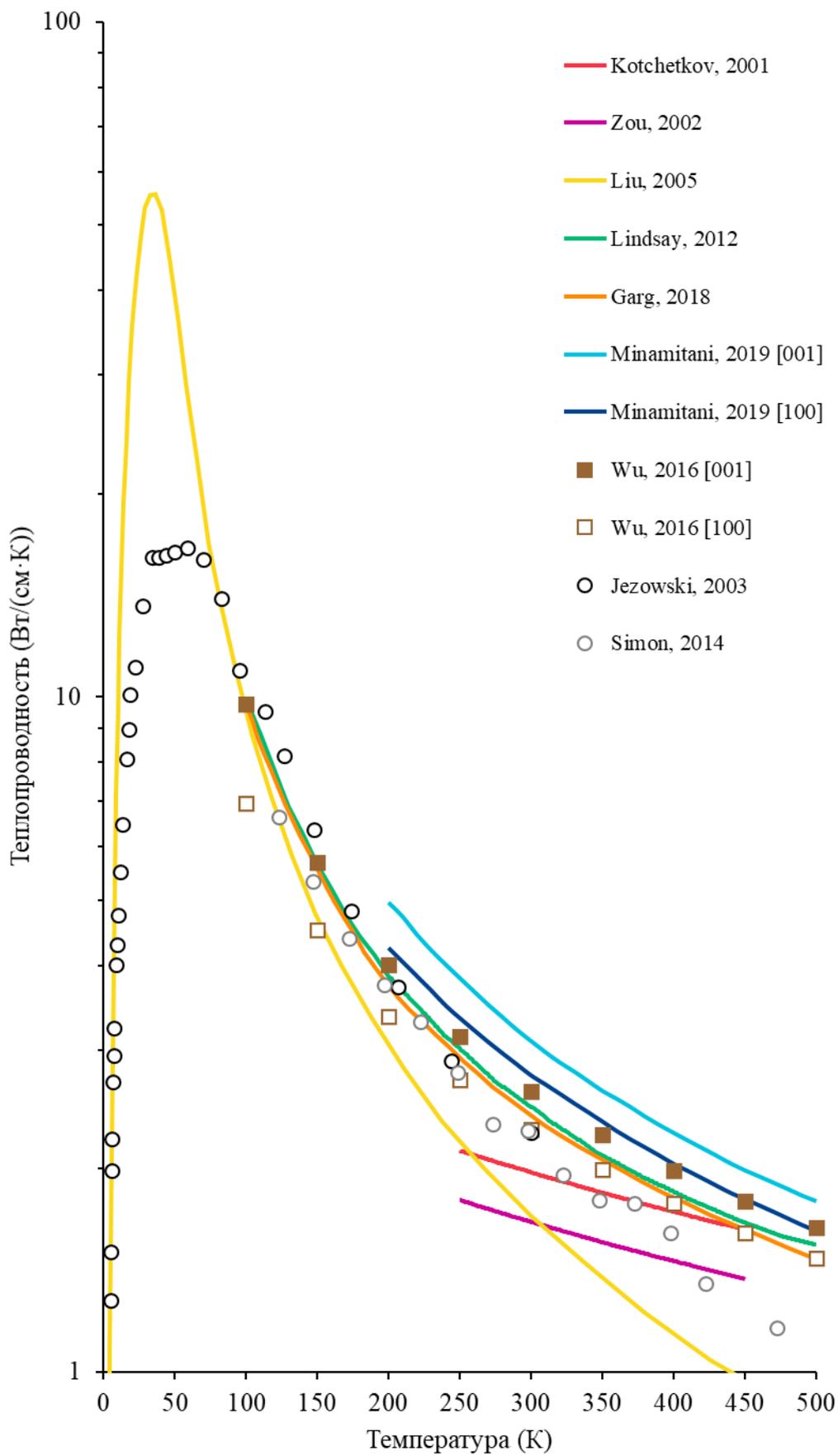


Рисунок 4.1 – Температурная зависимость теплопроводности нитрида галлия с природной распространенностью изотопов, полученная преимущественно теоретическими методами

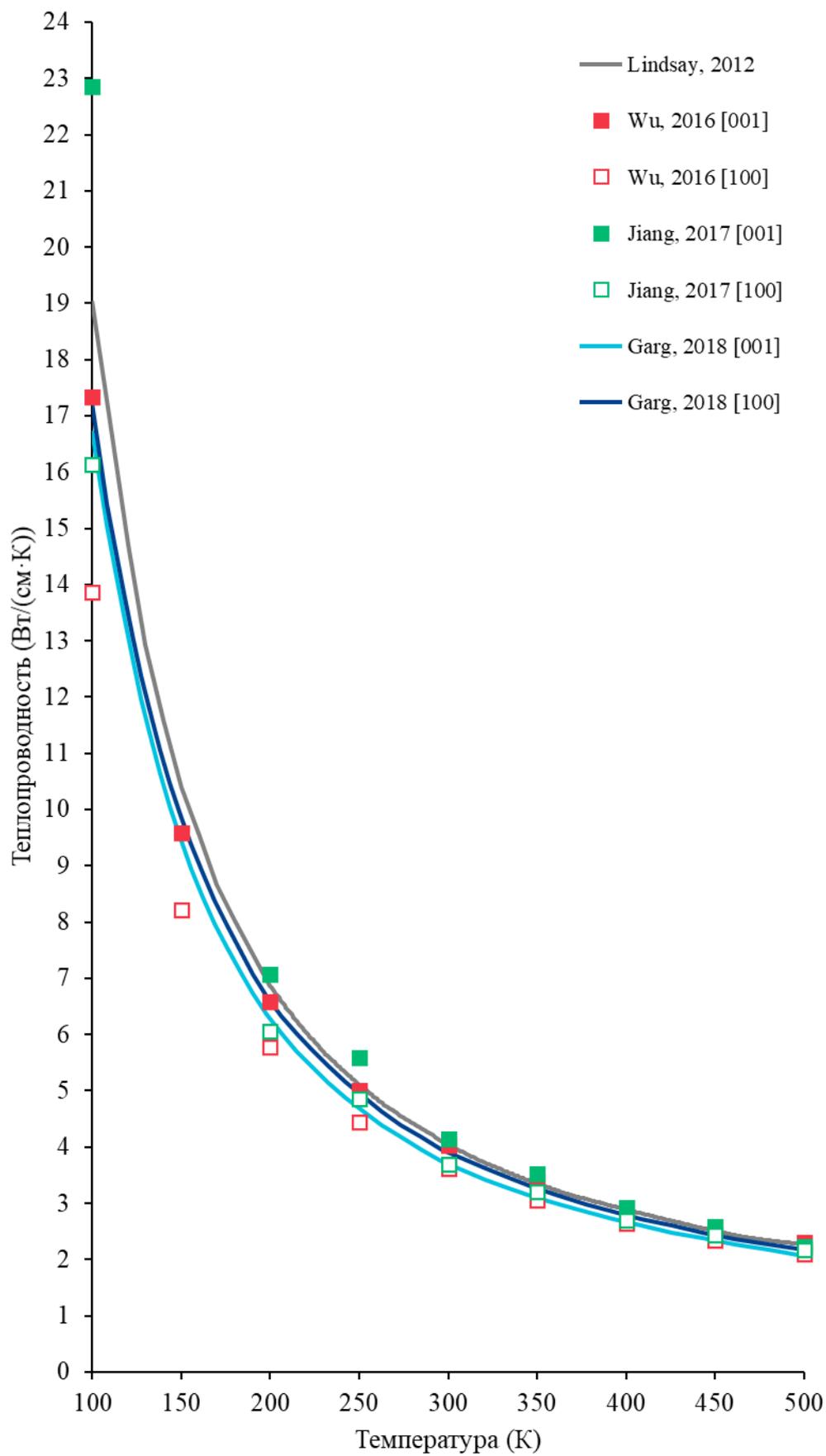


Рисунок 4.2 – Температурная зависимость теплопроводности изотопически чистого нитрида галлия

В более поздней статье [294] были приведены результаты измерения теплопроводности нитрида галлия при комнатной температуре, выполненные с помощью сканирующего теплового микроскопа с высокой пространственной разрешающей способностью. Исследуемый образец представлял собой структуру, где сформированные с помощью технологии латерального эпитаксиального наращивания (англ. *lateral epitaxial overgrowth, LEO*) квадратные площадки размером 125×125 мкм располагались в шахматной порядке. Изготовление образца осуществлялось методом МOCVD при температуре 1270 К. В качестве прекурсоров применялись триметилгаллий и аммиак. Параметры осаждения были подобраны таким образом, чтобы на незащищенных маской участках соотношение между скоростями роста в боковом и вертикальном направлениях было максимальным, что позволило в конечном счете добиться полного сращивания слоев. На некоторых LEO-участках были зафиксированы значения $1,7\text{--}1,8$ Вт/(см·К). Поскольку получаемый методом МOCVD материал обладает, как правило, лучшим качеством по сравнению с материалом, выращенным хлорид-гидридной газофазной эпитаксией, более высокие значения теплопроводности считались индикатором пониженной концентрации дефектов. Это предположение было вскоре экспериментально подтверждено результатами исследований сформированных с помощью технологии LEO образцов из пленок, выращенных методом МOCVD при температуре 1330 К [295]. Используя трехчастотный метод измерения (3 ω -метод), при комнатной температуре было получено значение $1,55$ Вт/(см·К). В работе [296] было проведено сравнение между полностью и частично сращенными LEO-участками, осажденными на сапфировой подложке методом МOCVD при температуре 1270 К. Измерения проводились с использованием сканирующего теплового микроскопа, имеющего пространственную разрешающую способность порядка $2\text{--}3$ мкм. Теплопроводность полностью сращенного LEO-участка находилась в диапазоне от $1,86$ до $2,05$ Вт/(см·К). На одном из частично сращенных участков теплопроводность лежала в интервале между $2,00$ и $2,10$ Вт/(см·К).

Влияние концентрации легирующей примеси на теплопроводность нитрида галлия экспериментально изучалось в работе [273]. Объектом исследования являлись три образца, полученные методом HVPE в вертикальном реакторе. Процесс осаждения состоял из двух этапов. На первом осуществлялся синтез монохлорида галлия в результате химической реакции между потоком хлороводорода и жидким галлием при температуре $1070\text{--}1170$ К. На втором этапе монохлорид галлия переносился в реакционную камеру, где вступал в реакцию с аммиаком при температуре

1270–1370 К, формируя на поверхности сапфировой подложки слой нитрида галлия. Во всех трех образцах теплопроводность уменьшалась линейно с десятичным логарифмом концентрации примеси – приблизительно в два раза на каждую декаду увеличения концентрации. При комнатной температуре для коэффициента теплопроводности образца с наименьшей концентрацией примеси ($6,9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) было получено значение 1,95 Вт/(см·К). Как упоминалось выше, зависимость подобного рода была позже обнаружена аналитическим способом в рамках модели Каллауэя [279].

Одной из самых распространенных примесей, оказывающих влияние на теплопроводность нитрида галлия, является кислород, который внедряется в решетку путем заполнения вакансий галлия, а не замещения атомов азота. Расчеты показывают, что вакансии металлов является очень эффективными рассеивателями фононов [271]. Эта теория получила экспериментальное подтверждение в работе [63], где исследовалась пластина нитрида галлия, созданная хлорид-гидридной газофазной эпитаксией на сапфировой подложке, которая впоследствии удалялась. Среди обнаруженных в образце примесей преобладающими были кислород и кремний с концентрациями $2,1 \cdot 10^{16}$ и $3,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ соответственно. При температуре 300 К теплопроводность составила 2,27 Вт/(см·К), а наклон ее температурной зависимости в диапазоне от 80 до 300 К оказался равным $-1,22$.

Впервые систематический подход к изучению процессов переноса тепла в нитриде галлия в широком интервале температур (от комнатной до сверхнизких) был предпринят в работе [285], где сравнивались объемные монокристаллические образцы с низким и высоким (легированные магнием) удельным сопротивлением. Свободностоящие образцы выращивались из азотсодержащего раствора в жидком галлии при высокой температуре и высоком давлении [297]. Для измерений использовался метод продольного теплового потока. При температуре 300 К среди проводящих образцов наибольшим значением коэффициента теплопроводности было 2,26 Вт/(см·К). В то же время теплопроводность полуизолирующего нитрида галлия не превысила 1,60 Вт/(см·К).

В статье [74] были представлены результаты экспериментального изучения тепловых свойств нитрида галлия в области высоких температур. Исследуемый монокристаллический образец формировался хлорид-гидридной газофазной эпитаксией на сапфировой подложке (которая удалялась после осаждения) в стандартном вертикальном реакторе при температуре 1220–1290 К. Образец был непреднамеренно легирован кремнием, концентрация которого составила $2,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Теплопроводность измерялась вдоль оси c в диапазоне температур от 300 до

850 К. При комнатной температуре для ее коэффициента было получено значение 2,53 Вт/(см·К), оказавшееся среди самых высоких значений, о которых сообщалось к тому времени для объемных образцов нитрида галлия [63; 73; 285]. В еще одной работе, посвященной изучению теплопроводности нитрида галлия при высоких температурах, объектом исследования являлись два объемных образца, один из которых был выращен хлорид-гидридной газофазной эпитаксией на сапфировой подложке, а второй – аммонотермальным методом на нитрид-галлиевой подложке [298]. Концентрация дислокаций в обоих образцах находилась в пределах от 10^4 до 10^6 см⁻². Для нахождения значений теплопроводности в интервале температур 300–460 К использовался трехчастотный метод измерения. Коэффициенты теплопроводности при комнатной температуре равнялись 2,65 и 2,79 Вт/(см·К) соответственно, а наклоны температурной зависимости составили –1,43 и –1,38.

Результаты дальнейшего исследования влияния примесей на теплопроводность нитрида галлия были приведены в статье [299], где анализировались три пленки: нелегированная с толщиной 3,5 мкм, легированная донорной примесью (кремнием) с толщиной 1,0 мкм и легированная акцепторной примесью (магнием) с толщиной 0,95 мкм. Получение пленок на сапфировой подложке осуществлялось с помощью технологии MOCVD при температуре 1300 К. В качестве исходных веществ применялись триметилгаллий и аммиак. Процесс осаждения был одинаковым для всех образцов, за исключением времени осаждения и внедряемых примесей. Для определения теплопроводности при температурах 215, 250 и 300 К использовался трехчастотный метод измерения. Для нелегированной пленки были получены значения 5,4; 4,8 и 2,8 Вт/(см·К), которые намного превышали соответствующие величины для легированных образцов. Это объяснялось отсутствием рассеяния фононов на примесных атомах, большей толщиной нелегированной пленки и, соответственно, меньшей концентрацией дислокаций.

В работе [292] изучалось влияние легирования кислородом и совместного легирования кислородом и магнием на теплопроводность объемных кристаллов нитрида галлия с низкой концентрацией дислокаций порядка 10^4 см⁻², выращенных аммонотермальным методом. Трехчастотные измерения проводились для температур в интервале 120–520 К. Коэффициент теплопроводности сильнолегированного кислородом образца имел наименьшее значение – 1,64 Вт/(см·К) при температуре 300 К. Столь низкая величина обуславливалась сильным рассеянием фононов на

примесных атомах. Для образца, легированного кислородом и магнием, было получено значение 2,5 Вт/(см·К).

Достаточно высокая теплопроводность, 2,94 Вт/(см·К), была достигнута в работе [300] для сформированного методом HVPE объемного образца цилиндрической формы высотой 3,6 мм и диаметром 6 мм, что в очередной раз указывает на большие перспективы использования свободностоящих подложек нитрида галлия.

На рисунке 4.3 показана температурная зависимость теплопроводности нитрида галлия, полученная экспериментальными методами. Для сравнения также приведены теоретические данные из статей [280] и [289]. Зависимости «Slomski, 2018» соответствуют образцу, выращенному аммонотермальным методом на нитрид-галлиевой подложке.

Исходя из вышесказанного, можно сделать вывод, что проблематика определения значения теплопроводности нитрида галлия имеет длительную историю и остается предметом непрерывного изучения. Однако интерпретация и корреляция опубликованных результатов порой является затруднительной задачей, так как информация о концентрациях примесей, вакансиях и дислокациях в различных образцах часто очень отличается или вовсе оказывается неизвестной. Тем не менее, анализ многочисленных публикаций позволяет обнаружить ряд ключевых закономерностей. Перенос тепла в нитриде галлия осуществляется практически полностью за счет фононов. Температурная зависимость коэффициента теплопроводности является типичной для большинства неметаллических кристаллов: значение κ увеличивается пропорционально T^3 при низких температурах, достигает максимума в точке, приблизительно соответствующей $1/20$ от температуры Дебая, и уменьшается пропорционально T^{-1} при высоких температурах. В области температур ниже температуры Дебая доминирующим механизмом переноса тепла является рассеяние фононов на внешних границах образца. По мере возрастания температуры все большее влияние начинают оказывать трехфононные процессы переброса, или U-процессы. Фононы в нитриде галлия также могут рассеиваться на различных точечных дефектах, например, атомах примеси, вакансиях и изотопах. Для изотопически чистого нелегированного материала теоретический предел теплопроводности при комнатной температуре оценивается на уровне 5,4 Вт/(см·К). Коэффициент теплопроводности тонких пленок, осажденных с помощью технологии MOCVD, находится в пределах от 1,55 до 2,10 Вт/(см·К). Максимальное значение, полученное для монокристаллических объемных образцов, составляет 2,79 Вт/(см·К).

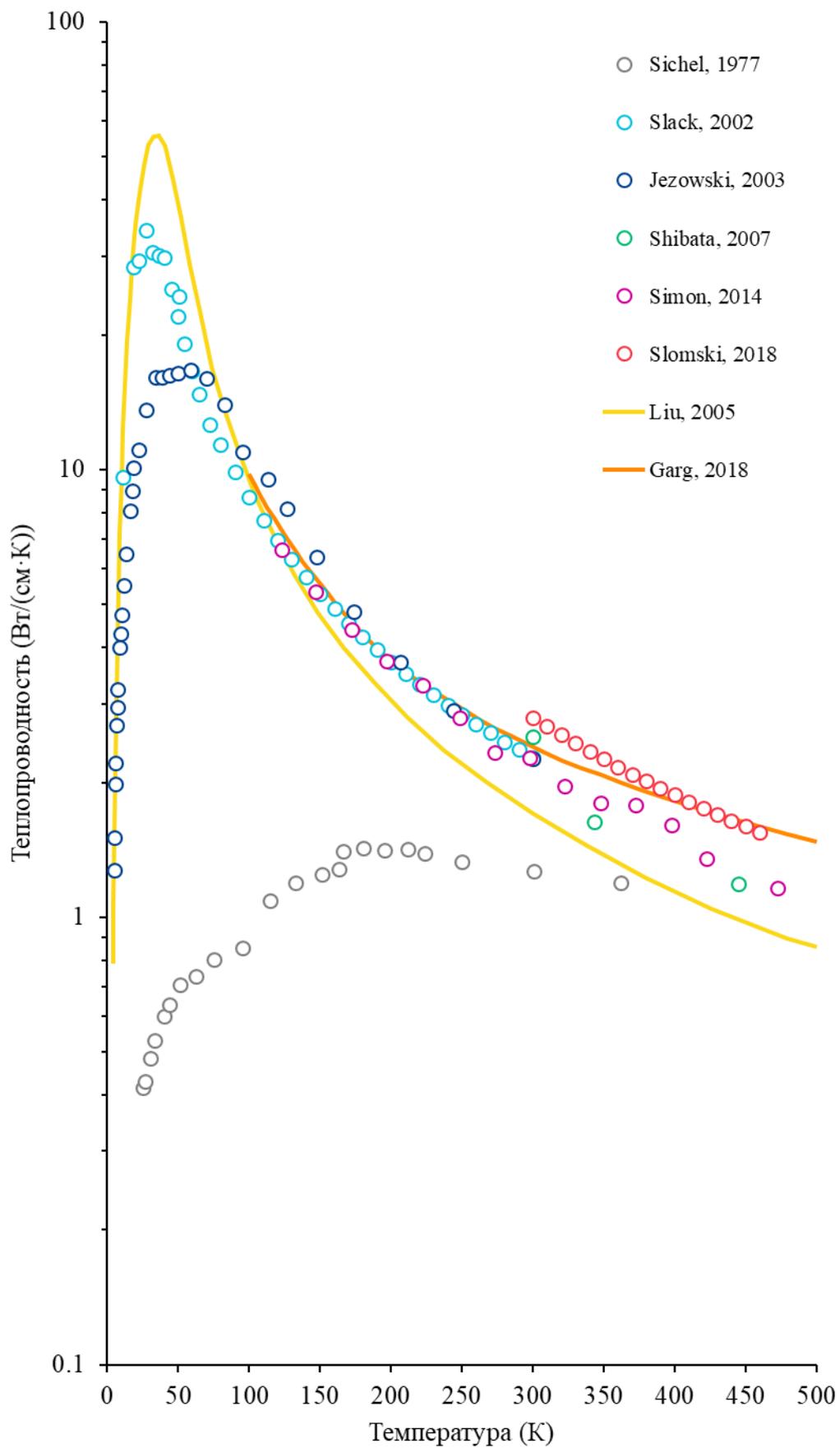


Рисунок 4.3 – Температурная зависимость теплопроводности нитрида галлия, полученная преимущественно экспериментальными методами

ГЛАВА 5. ПРИБОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНЗИСТОРОВ С ВЫСОКОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ С ТЕПЛОТВОДЯЩИМ ЭЛЕМЕНТОМ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА

В данной главе рассматривается пример приборного моделирования нормально закрытого AlGaN/AlN/GaN-ТВПЭ с ТОЭ на основе графена. Предметом исследования являются входные и выходные электрические характеристики в непрерывном и импульсном режимах работы, а также частотные характеристики в режиме малого сигнала, рассчитанные с применением методики компьютерного моделирования, описанной в главе 3. Степень и характер влияния ТОЭ на основе графена на эксплуатационные характеристики транзистора исследуются путем сравнения с результатами моделирования базовой конструкции, которая схематично представлена на рисунке 5.1 и далее обозначается как приборная структура СТР-1.

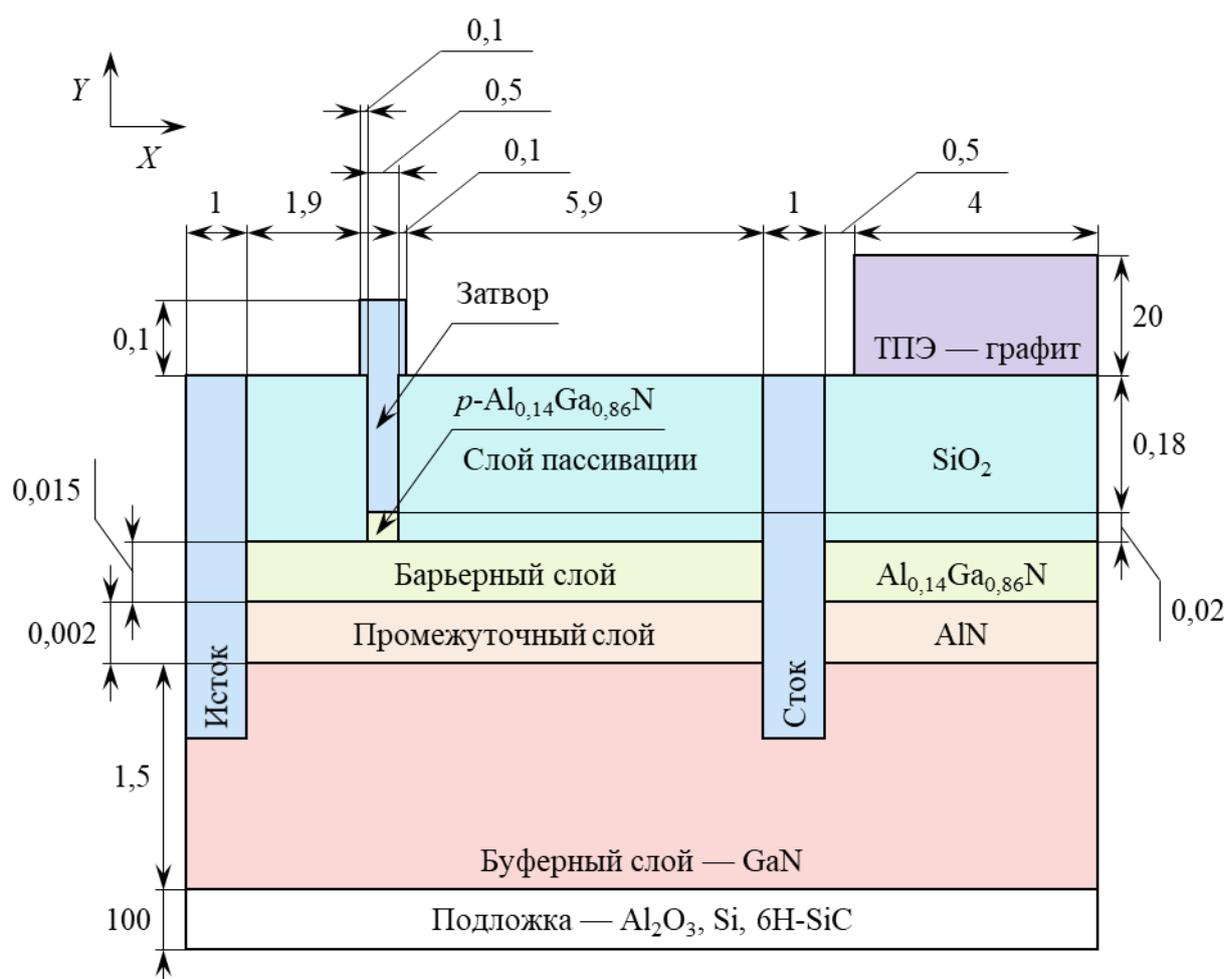


Рисунок 5.1 – Базовая конструкция ТВПЭ – приборная структура СТР-1 (размеры указаны в микрометрах)

Для формирования базовой конструкции ТВПЭ используются сапфировая, кремниевая и карбид-кремниевая подложки. Основу прибора составляет эпитаксиальная гетероструктура, включающая легированный акцепторной примесью буферный слой p -GaN, нелегированный промежуточный слой AlN, нелегированный барьерный слой $Al_{0,14}Ga_{0,86}N$ и легированный акцепторной примесью слой p - $Al_{0,14}Ga_{0,86}N$, расположенный под T-образным затвором. Омические контакты истока, стока и затвора реализованы в упрощенном виде на основе золота. Пассивация верхней поверхности гетероструктуры осуществлена путем осаждения слоя SiO_2 . За стоком на верхней поверхности слоя пассивации сформирован графитовый ТПЭ, который является составной частью системы теплоотвода и предназначен для поглощения избыточного тепла.

Геометрические и технологические параметры базовой конструкции ТВПЭ перечислены в таблице 5.1.

Таблица 5.1 – Геометрические и технологические параметры приборной структуры СТР-1

Параметр	Значение
Длина истока (мкм)	1
Расстояние между истоком и нижней частью затвора (мкм)	2
Длина верхней части затвора (мкм)	0,7
Длина нижней части затвора (мкм)	0,5
Расстояние между нижней частью затвора и стоком (мкм)	6
Длина стока (мкм)	1
Расстояние между стоком и ТПЭ (мкм)	0,5
Длина ТПЭ (мкм)	4
Толщина ТПЭ (мкм)	20
Толщина верхней части затвора (мкм)	0,1
Толщина нижней части затвора (мкм)	0,18
Толщина слоя пассивации (мкм)	0,2
Толщина слоя p - $Al_{0,14}Ga_{0,86}N$ под затвором (нм)	20
Толщина истока (мкм)	0,767
Толщина стока (мкм)	0,767
Толщина барьерного слоя (нм)	15
Толщина промежуточного слоя (нм)	2
Толщина буферного слоя (мкм)	1,5
Толщина подложки (мкм)	100
Ширина приборной структуры (мм)	1
Концентрация акцепторной примеси в слое p - $Al_{0,14}Ga_{0,86}N$ под затвором ($1/cm^3$)	$5,3 \cdot 10^{18}$
Концентрация акцепторной примеси в буферном слое ($1/cm^3$)	$1 \cdot 10^{18}$
Уровень энергии акцепторной примеси в буферном слое (эВ)	0,7

Температурная зависимость теплопроводности пиролитического графита в интервале 300–700 К описывается следующей формулой [207]:

$$\kappa(\text{пирол. графит})(T) = 19,342 \left(\frac{T}{300} \right)^{-1,125} \quad (5.1)$$

Для расчета объемной теплоемкости пиролитического графита в зависимости от температуры используется формула (3.83), значения параметров которой приведены в таблице 5.2.

Таблица 5.2 – Параметры для определения объемной теплоемкости графита [301]

Параметр	Значение
a_C (Дж/(см ³ ·К))	-0,944
b_C (Дж/(см ³ ·К ²))	0,01
c_C (Дж/(см ³ ·К ³))	$-5,723 \cdot 10^{-6}$
d_C (Дж·К/см ³)	-2661,553

Для моделирования эксплуатационных характеристик ТВПЭ с учетом омического нагрева установлены тепловые граничные условия: первое – на нижней поверхности подложки, а второе – на верхней поверхности ТПЭ. Температура окружающей среды принята равной 300 К. Контактное тепловое сопротивление между приборной структурой и окружающей средой не учитывается, то есть коэффициент переноса тепла в уравнении (3.84) стремится к бесконечности. Следствием этого является равенство температур нижней поверхности подложки и верхней поверхности ТПЭ температуре окружающей среды.

Адекватность построения приборной структуры и вычислительной сетки, а также настройки используемых моделей и параметров материалов на начальном этапе моделирования может быть оценена после получения энергетической диаграммы при различных значениях напряжения затвор-исток. Для двойной гетероструктуры Al_{0,14}Ga_{0,86}N/AlN/GaN, составляющей основу рассматриваемого ТВПЭ, такая диаграмма показана рисунке 5.2. Напряжение сток-исток равно 0,1 В.

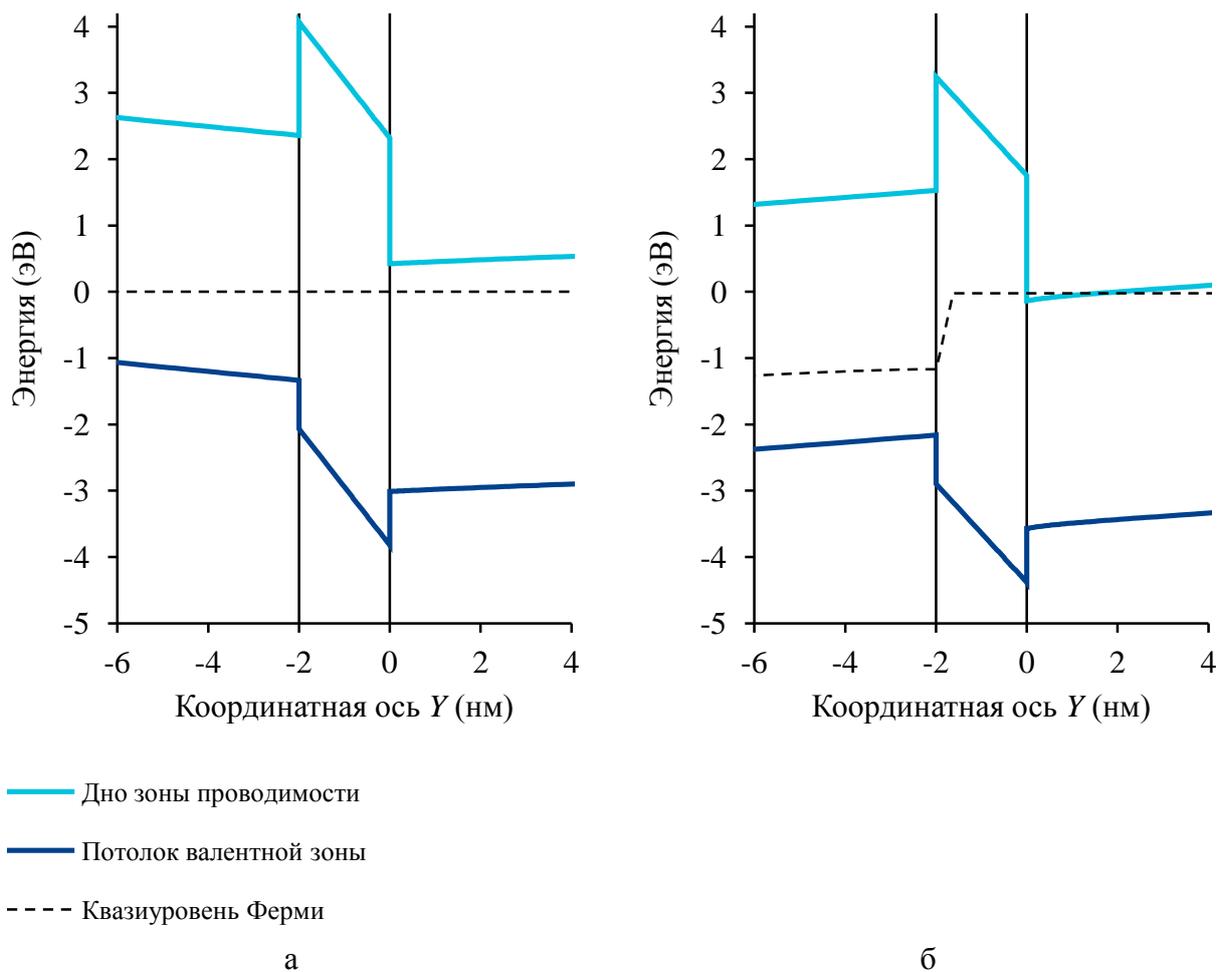


Рисунок 5.2 – Энергетическая диаграмма $\text{Al}_{0,14}\text{Ga}_{0,86}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ -ТВПЭ при различных напряжениях затвор-исток: а – 0 В; б – 6 В

Из энергетической диаграммы следует, что при нулевом напряжении затвор-исток проводящий канал с ДЭГ не образуется, то есть задача получения нормально закрытого прибора оказывается решенной.

В буферный слой внедрена акцепторная примесь, энергетический уровень которой располагается на 0,7 эВ ниже дна зоны проводимости, что соответствует легированию железу [152]. При таком уровне залегания акцепторные примеси моделируются как глубокие ловушки [302]. На рисунке 5.3 для базовой конструкции на сапфировой подложке приведены зависимости тока стока от напряжения затвор-исток (входные характеристики) при различных концентрациях акцепторных ловушек. Напряжение сток-исток составляет 0,1 В.

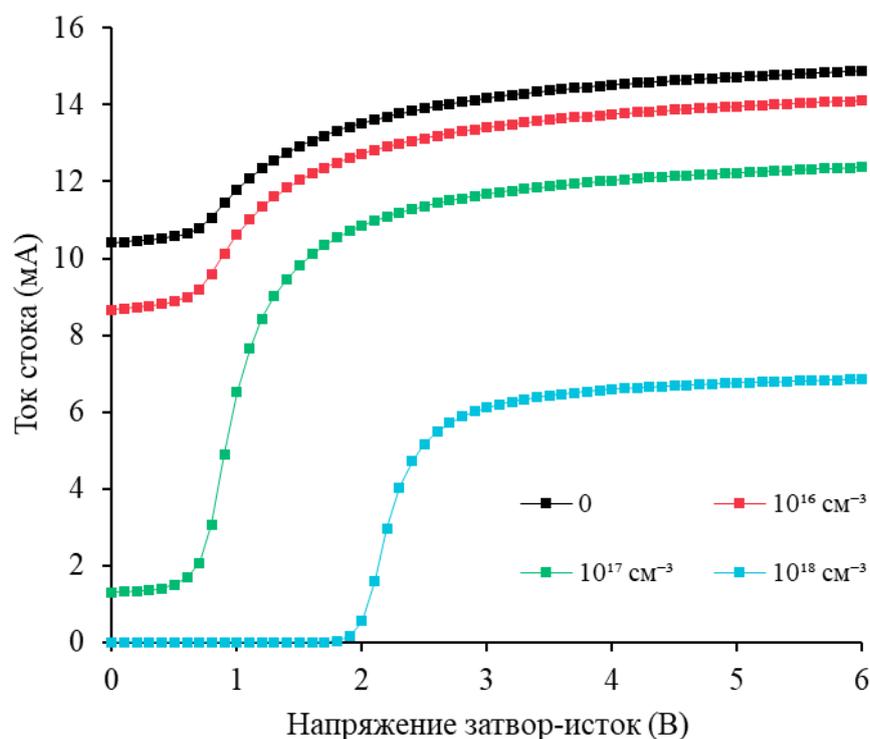


Рисунок 5.3 – Зависимости тока стока от напряжения затвор-исток при различных концентрациях акцепторных ловушек в буферном слое

Как показывают результаты моделирования, повышение концентрации ловушек в буферном слое приводит к сдвигу порогового напряжения в положительном направлении и, следовательно, снижению тока стока в подпороговой области. В отсутствие легирующей примеси ток стока при нулевом напряжении затвор-исток равен 10,4 мА. При концентрациях акцепторных ловушек 10^{16} , 10^{17} и 10^{18} см^{-3} ток стока уменьшается до значений 8,7, 1,3 и $5,1 \cdot 10^{-7}$ мА соответственно. Наблюдаемая зависимость является следствием захвата акцепторными ловушками электронов, в результате чего увеличивается плотность отрицательного заряда в области затвора [303].

Регулировка порогового напряжения также может выполняться путем варьирования концентрации акцепторной примеси в слое $p\text{-(Al)GaN}$, расположенном под затвором для достижения работы в режиме обогащения. Зависимости тока стока от напряжения затвор-исток при различных концентрациях примеси в слое $p\text{-Al}_{0,14}\text{Ga}_{0,86}\text{N}$ базовой конструкции приведены на рисунке 5.4.

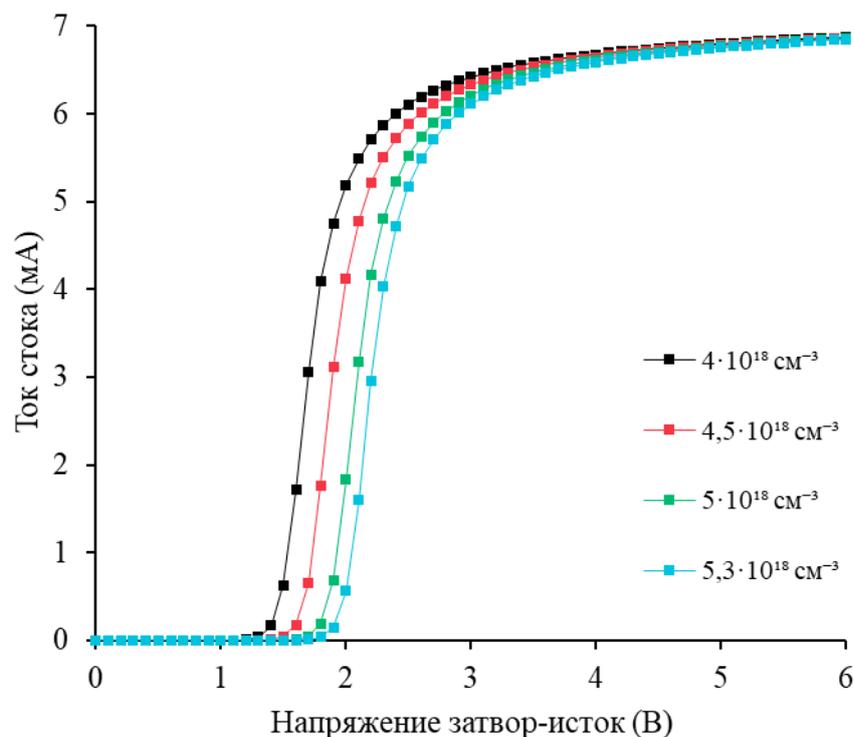


Рисунок 5.4 – Зависимости тока стока от напряжения затвор-исток при различных концентрациях примеси в слое $p\text{-Al}_{0,14}\text{Ga}_{0,86}\text{N}$

Увеличение концентрации примеси в слое $p\text{-(Al)GaN}$, расположенном под затвором, приводит к поднятию потолка зоны проводимости в барьерном слое и обеднению ДЭГ даже в отсутствие внешнего электрического поля [304], в результате чего пороговое напряжение смещается в положительном направлении. Так, при концентрациях $4 \cdot 10^{18}$, $4,5 \cdot 10^{18}$, $5 \cdot 10^{18}$ и $5,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ для порогового напряжения получены значения 1,48, 1,67, 1,87 и 1,98 В соответственно.

В предыдущих главах обсуждалось, что при моделировании тепловых процессов, протекающих в структуре ТВПЭ, необходимо учитывать тот факт, что теплопроводность является величиной, которая зависит от температуры. На рисунке 5.5 представлены зависимости выходной мощности от максимальной температуры T_{max} , достигаемой в приборной структуре СТР-1 на сапфировой, кремниевой и карбид-кремниевой подложках. В одном случае в расчетах использовались модели теплопроводности, учитывающие ее температурную зависимость, а в другом коэффициенты теплопроводности принимались постоянными величинами. Напряжение затвор-исток равно 6 В.

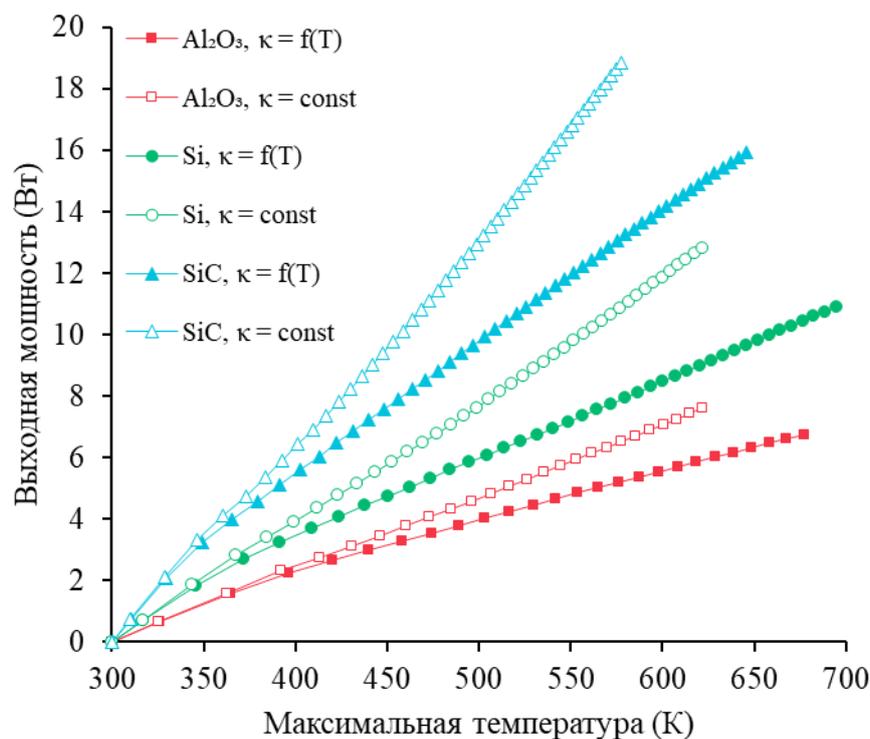


Рисунок 5.5 – Зависимости выходной мощности от максимальной температуры в приборной структуре СТР-1, полученные при различных моделях теплопроводности

Как видно из рисунка 5.5, при максимальной температуре 550 К в приборной структуре на сапфировой подложке расхождение значений выходной мощности, наблюдаемое в результате применения моделей теплопроводности двух принципиально отличающихся классов, составляет 18,3%. Вследствие снижения теплопроводности с повышением температуры выходная мощность уменьшается с 5,9 до 4,8 Вт. Для структур на кремниевой и карбид-кремниевой подложках расхождение значений выходной мощности составляет 26,0 % (уменьшение с 9,7 до 7,2 Вт) и 28,6 % (уменьшение с 16,8 до 12,0 Вт) соответственно. Эти результаты напрямую указывают на то, что при моделировании различных тепловых явлений в структуре ТВПЭ на основе нитридов элементов третьей группы модели теплопроводности, учитывающие температурную зависимость, имеют первостепенную важность [305].

5.1. Конструкция транзистора с высокой подвижностью электронов с теплоотводящим элементом на основе графена

ТВПЭ с классической латеральной структурой, реализованной на основе нитридов элементов третьей группы, сильно подвержен омическому

нагреву, так как во время его работы все тепло выделяется в приповерхностной области транзистора. В отсутствие отдельной системы теплоотвода избыточное тепло рассеивается через нижнюю поверхность подложки, которая выполняет роль общего для всей интегральной схемы элемента, поглощающего тепло. Как сказано в разделе 2.5, для уменьшения температуры в структуре мощного транзистора существует группа методов (действующих на микроскопическом уровне), основанных на модификации верхней поверхности прибора. Сущность этих методов заключается во внедрении дополнительных конструктивных элементов (ТОЭ), предназначенных для локального перераспределения рассеиваемой мощности и снижения температуры в активной области. Таким образом создается дополнительный путь для отведения тепла из области токопроводящего канала вдобавок к основному пути «буферный слой – подложка».

При выборе материала для формирования ТОЭ ключевым критерием выступает теплопроводность, которая должна быть как можно выше. Этому условию удовлетворяет ряд материалов, из которых в первую очередь необходимо отметить однослойный и малослойный графен. На рисунке 5.6 показана конструкция ТВПЭ, отличающаяся от базовой тем, что на поверхности структуры прибора между ТПЭ и затвором, не контактируя с последним во избежание короткого замыкания, располагается ТОЭ на основе малослойного графена. Далее данная конструкция обозначается как приборная структура СТР-2.

Технологическая сложность формирования ТОЭ на основе малослойного графена на поверхности приборной структуры состоит в том, что метод механического отшелушивания слоев от высокоориентированного пиролитического графита неприменим для этой цели вследствие случайного характера процесса получения графена. Решением этой проблемы может быть технология, в основе которой лежит использование ПММА в качестве вспомогательных мембран [200; 306]. Сначала на подложку Si/SiO₂ методом центрифугирования при частоте вращения ротора центрифуги 3500 об/мин наносится фоторезист, который затем запекается в течение 1,5 мин при температуре 380 К. Далее выполняется экспонирование подложки ультрафиолетовым излучением, после чего методом центрифугирования при частоте вращения ротора центрифуги 3500 об/мин наносится и запекается в течение 1,5 мин и температуре 400 К слой ПММА. На следующем этапе проводится механическое отшелушивание слоев от высокоориентированного пиролитического графита на поверхность ПММА. После погружения образца в проявитель для растворения фоторезиста подложка опускается на дно, а

гидрофобные мембраны ПММА с графеном оказываются на плаву. Из жидкости мембраны вынимаются с помощью предметного стекла, имеющим специальное отверстие. Затем предметное стекло закрепляется на держателе микроманипулятора для позиционирования. Отверстие в предметном стекле необходимо для использования оптического микроскопа во время регулировки положения подложки, что позволяет осаждать графен в нужной области на поверхности структуры прибора. Процедура формирования ТОЭ завершается после растворения слоя ПММА в ацетоне.

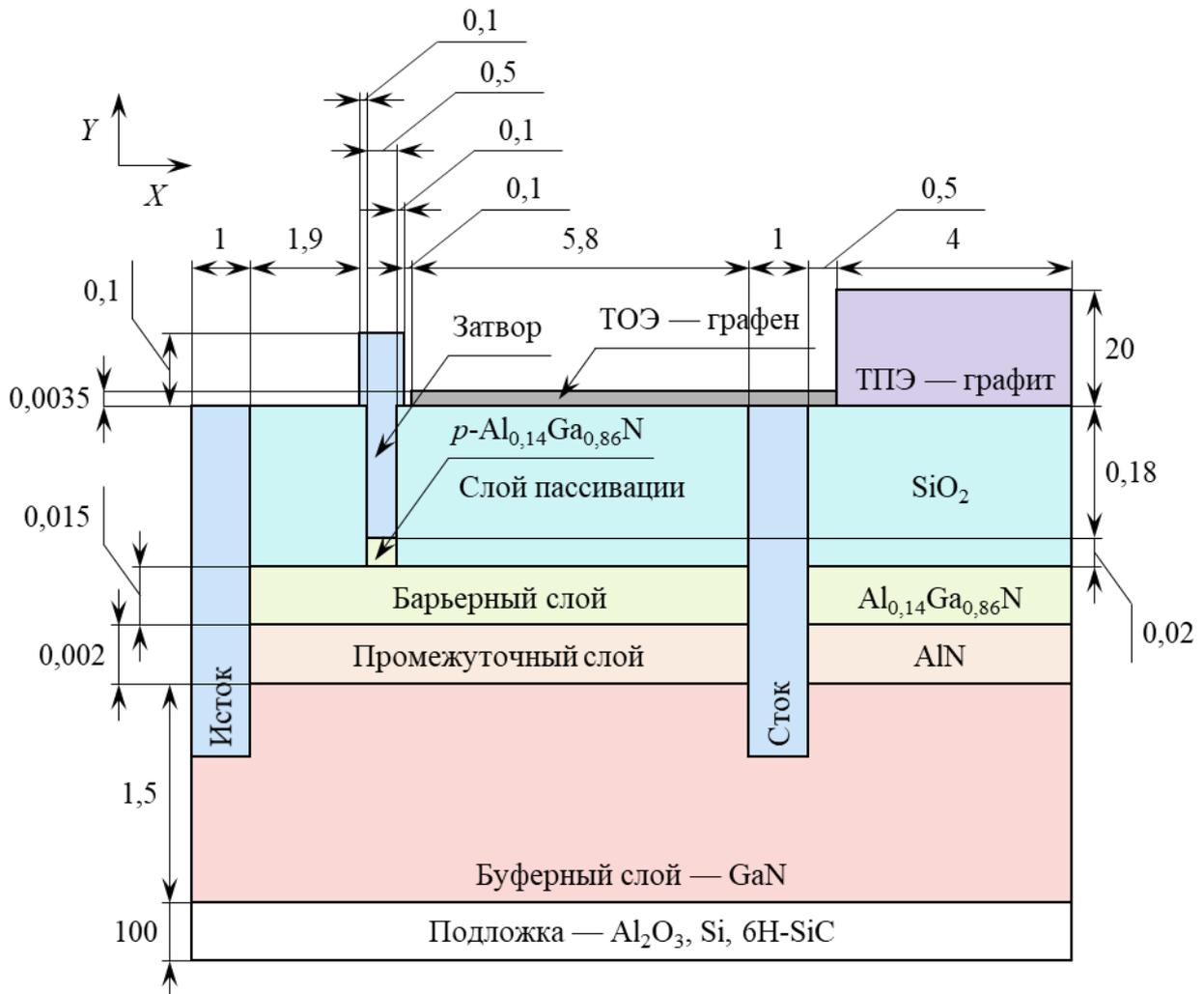


Рисунок 5.6 – Приборная структура СТР-2 (размеры указаны в микрометрах)

Так как графен отсутствует в базе данных материалов программного комплекса компании Silvaco, весь набор его параметров, необходимых для моделирования, должен задаваться вручную. В простейшем случае графен, в том числе однослойный, можно представить в виде идеализированного трехмерного проводника, единственными параметрами которого являются теплопроводность и теплоемкость. Следует обратить внимание на то, что в исследуемой конфигурации системы теплоотвода ТОЭ на основе графена

находится в непосредственном контакте со стоком и поэтому по умолчанию рассматривается как электрод (часть стока).

Толщина 3,5 нм соответствует графеновой пленке, состоящей из десяти атомных слоев. При такой толщине теплопроводность малослойного графена может быть принята равной 20 Вт/(см·К) [204].

Для объемной теплоемкости малослойного графена можно задать значение 1,613 Дж/(см³·К) [307]. Несмотря на то, что в указанном источнике исследовался образец, состоящий из четырех слоев, полученный результат очень близок к значению объемной теплоемкости графита – 1,614 Дж/(см³·К) [301].

Эффективность отведения избыточного тепла из активной области ТВПЭ с помощью ТОЭ на основе графена (эффективность работы ТОЭ) продемонстрирована в статье [308], в которой представлены результаты моделирования по постоянному току и проведен анализ по переменному синусоидальному току в режиме малого сигнала. Объектом исследования являлся нормально открытый Al_{0,2}Ga_{0,8}N/AlN/GaN-ТВПЭ на сапфировой, кремниевой и карбид-кремниевой подложках. Кроме упрощенной структуры затвора, обеспечивающей отрицательное пороговое напряжение, в структуре этого прибора отсутствовал ТПЭ и тепловое граничное условие устанавливалось на кромке ТОЭ со стороны стока – существенное отличие от приборной структуры СТР-2.

В гетероструктурных полевых транзисторах, работающих при большом уровне мощности, область повышенной температуры образуется у границы затвора со стороны стока. В приборной структуре СТР-2 между этой областью и ТОЭ на основе графена располагается слой пассивации на основе диоксида кремния, для которого свойственна очень низкая теплопроводность – 0,0138 Вт/(см·К). Ограниченного улучшения эффективности отведения тепла из области канала транзистора можно достигнуть после формирования дополнительного слоя из диэлектрика с высокой теплопроводностью, частично замещающего слой пассивации между затвором и стоком. Таким материалом может быть нитрид бора, в частности, его кубическая модификация. Соответствующая конструкция ТВПЭ, далее обозначаемая как приборная структура СТР-3, показана на рисунке 5.7. Технологические методы осаждения тонких пленок *c*-BN будут подробно рассмотрены в следующей главе.

Степень влияния дополнительного слоя из материала с высокой теплопроводностью, частично замещающего слой пассивации между затвором и стоком, продемонстрирована в работах [309; 310], где представлены результаты моделирования по постоянному току и выполнен

анализ по переменному синусоидальному току в режимах малого и большого сигналов. Объектом исследования являлся нормально открытый $Al_{0,2}Ga_{0,8}N/AlN/GaN$ -ТВПЭ на сапфировой подложке. В отличие от структуры СТР-3 здесь дополнительный слой представлял собой канавку в слое пассивации, в которой осажден материал с высокой теплопроводностью. В качестве одного из таких материалов рассматривался *c*-BN.

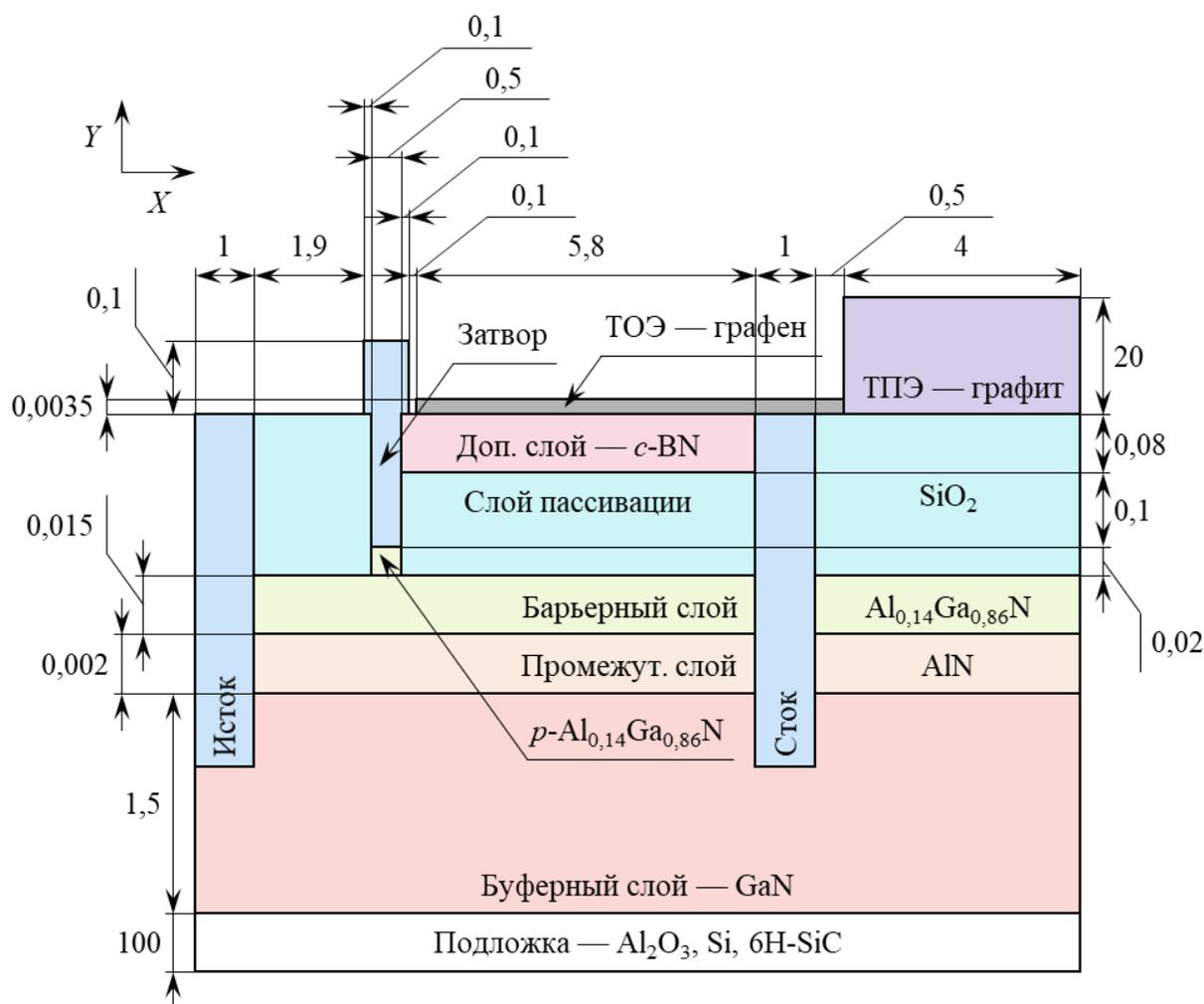


Рисунок 5.7 – Приборная структура СТР-3 (размеры указаны в микрометрах)

Геометрические параметры, относящиеся к приборным структурам СТР-2 и СТР-3, перечислены в таблице 5.3 в дополнение к геометрическим и технологическим параметрам, приведенным в таблице 5.1.

Таблица 5.3 – Геометрические параметры приборных структур СТР-2 и СТР-3

Параметр	Значение
Расстояние между нижней частью затвора и ТОЭ на основе графена (мкм)	0,2
Толщина ТОЭ на основе графена (нм)	3,5
Толщина дополнительного слоя <i>c</i> -BN (нм)	80

5.2. Электрические характеристики по постоянному току транзисторов с высокой подвижностью электронов с теплоотводящим элементом на основе графена

В этом разделе приведены результаты сравнительного анализа электрических характеристик по постоянному току базовой конструкции ТВПЭ и приборных структур СТР-2 и СТР-3, выполненного с целью определения эффективности работы ТОО на основе графена.

На рисунках 5.8 и 5.9 представлены входные характеристики приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3 на сапфировой подложке, включающие соответственно сток-затворные характеристики и зависимости передаточной проводимости (крутизны) от напряжения затвор-исток. Напряжение сток-исток составляет 0,1 В. Для лучшей наглядности показана лишь та часть зависимости передаточной проводимости, которая включает точку экстремума.

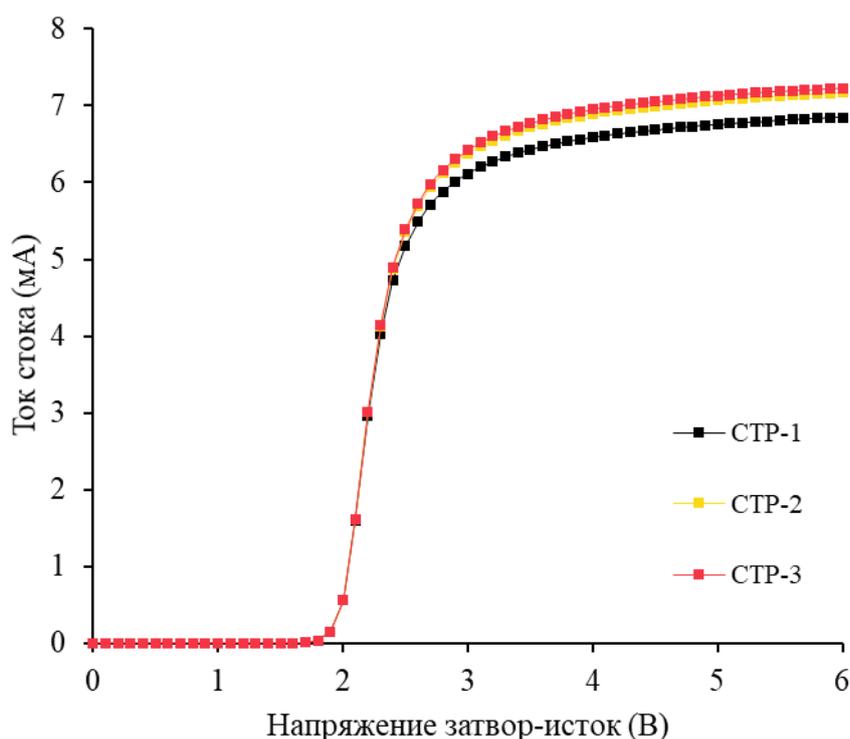


Рисунок 5.8 – Зависимости тока стока от напряжения затвор-исток для приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3 на сапфировой подложке

Результаты расчетов показывают, что внедрение ТОО на основе графена приводит к увеличению тока стока даже при малом уровне мощности. По отношению к величине для базовой конструкции ток стока при напряжении затвор-исток 6 В повышается на 4,7 % (с 6,85 до 7,17 мА) и 5,6 % (до 7,23 мА) для структур СТР-2 и СТР-3 соответственно.

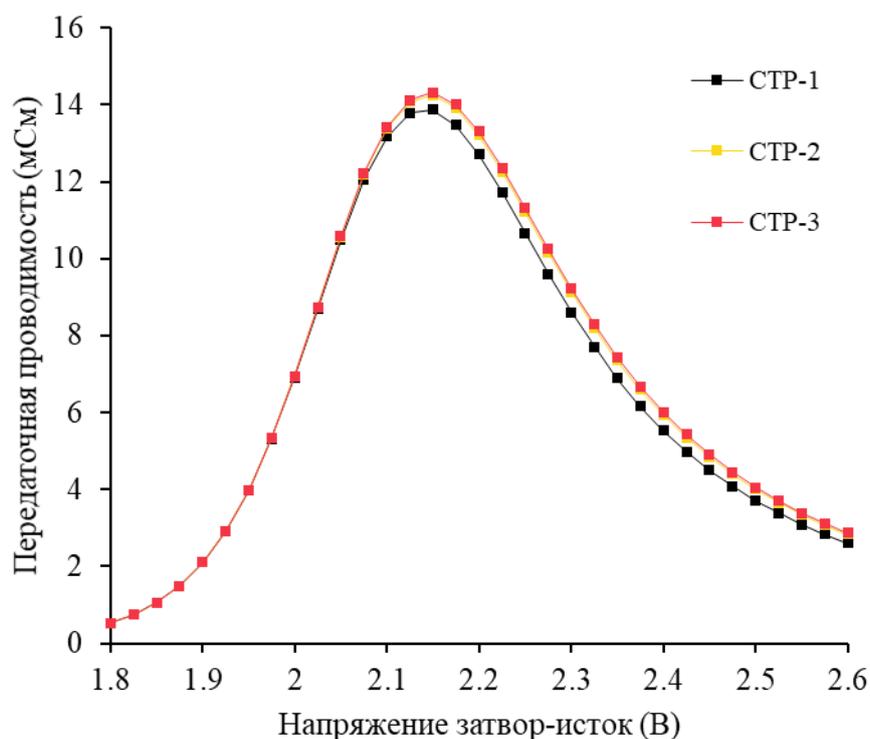


Рисунок. 5.9 – Зависимости передаточной проводимости от напряжения затвор-исток для приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3 на сапфировой подложке

Также наблюдается увеличение максимальной величины передаточной проводимости на 2,7 % (с 13,88 до 14,25 мСм) и 3,2 % (до 14,32 мСм). Однако входные характеристики на других подложках мало отличаются от характеристик, полученных в случае сапфировой подложки. Это свидетельствует о том, что улучшение тока стока и передаточной проводимости вызвано в большей степени электропроводностью ТОЭ и его близким расположением к затвору, нежели высокой теплопроводностью подложки и графена.

Эффективность отведения избыточного тепла из активной области ТВПЭ с помощью ТОЭ на основе графена гораздо отчетливее видна при большом уровне мощности. На рисунках 5.10–5.12 показаны двумерные распределения температуры в приборных структурах СТР-1, СТР-2 и СТР-3 на сапфировой подложке при напряжении затвор-исток 6 В и напряжении сток-исток 30 В.

Как видно из рисунков. 5.10–5.12, распределение температуры вдоль канала имеет крайне неравномерный характер с ярко выраженной областью повышенных значений, которая образуется у границы затвора со стороны стока (на расстоянии 2–3 мкм от истока). В результате внедрения ТОЭ на основе графена температура уменьшается на всем протяжении канала. Так, у приборных структур СТР-2 и СТР-3 на сапфировой подложке температура в

точке, находящейся у истока, достигает соответственно значений 450,6 и 447,6 К, что на 21,4 и 24,4 К меньше, чем у приборной структуры СТР-1 (472,0 К). Согласно результатам дополнительных расчетов, у приборных структур на кремниевой подложке температура в этой же точке составляет 417,0 и 415,9 К, что на 13,6 и 14,7 К ниже, чем у базовой конструкции (430,6 К). Для приборных структур на карбид-кремниевой подложке соответствующие значения температуры равны 383,4 и 383,1 К, что на 6,8 и 7,1 К меньше, чем для базовой конструкции (390,2 К).

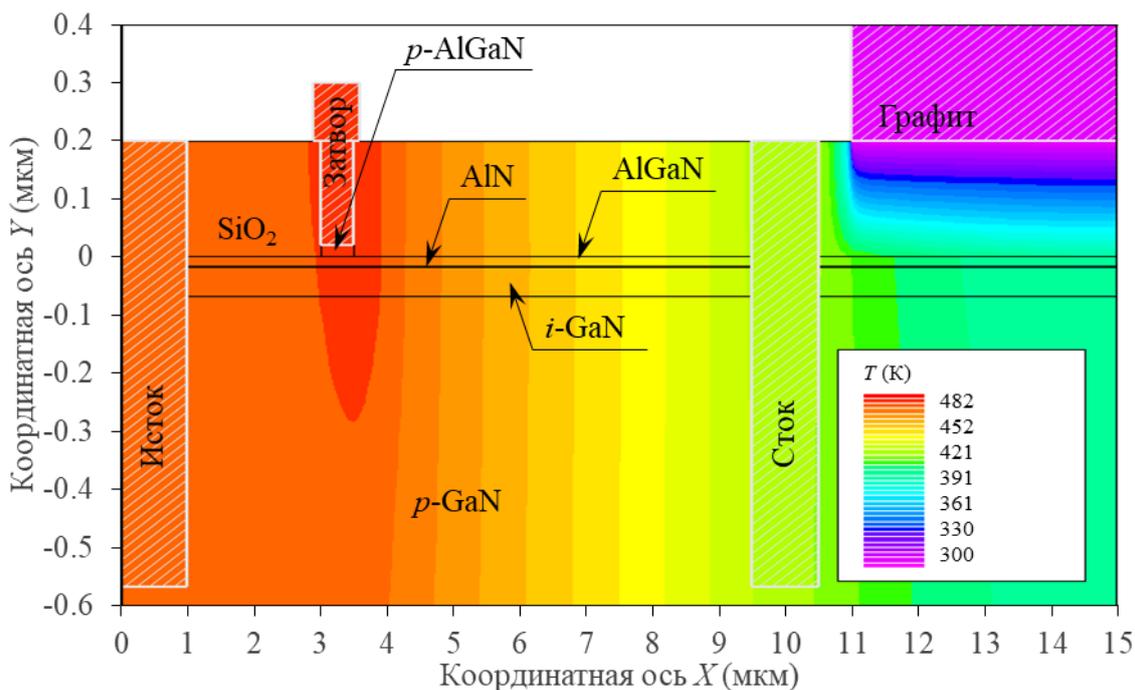


Рисунок 5.10 – Распределение температуры в приборной структуре СТР-1 на сапфировой подложке при выходной мощности 3,68 Вт

Семейства выходных характеристик приборных структур СТР-1 и СТР-2 на сапфировой подложке, включающие сток-стоковые характеристики и зависимости максимальной температуры, достигаемой внутри всей структуры, от напряжения сток-исток, представлены на рисунках 5.13 и 5.14 соответственно. Напряжение затвор-исток варьируется от 3 до 6 В. Аналогичные характеристики для приборной структуры СТР-3 на сапфировой подложке приведены на рисунках 5.15 и 5.16, где они также сопоставляются с результатами, полученными для базовой конструкции.

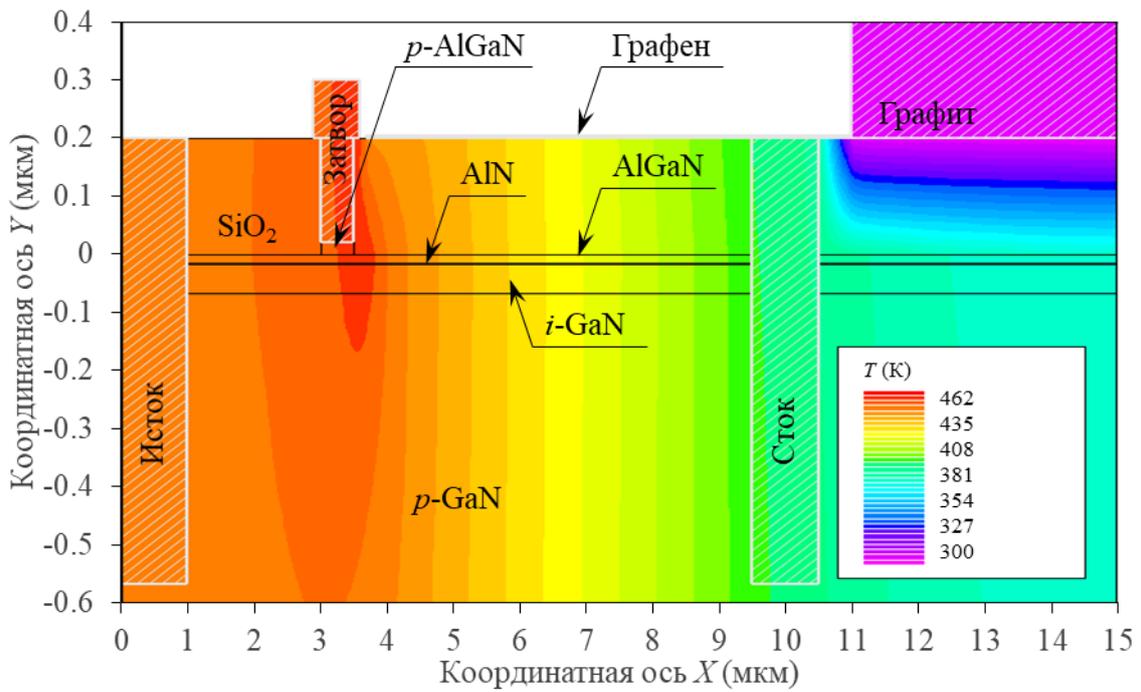


Рисунок 5.11 – Распределение температуры в приборной структуре СТР-2 на сапфировой подложке при выходной мощности 4,11 Вт

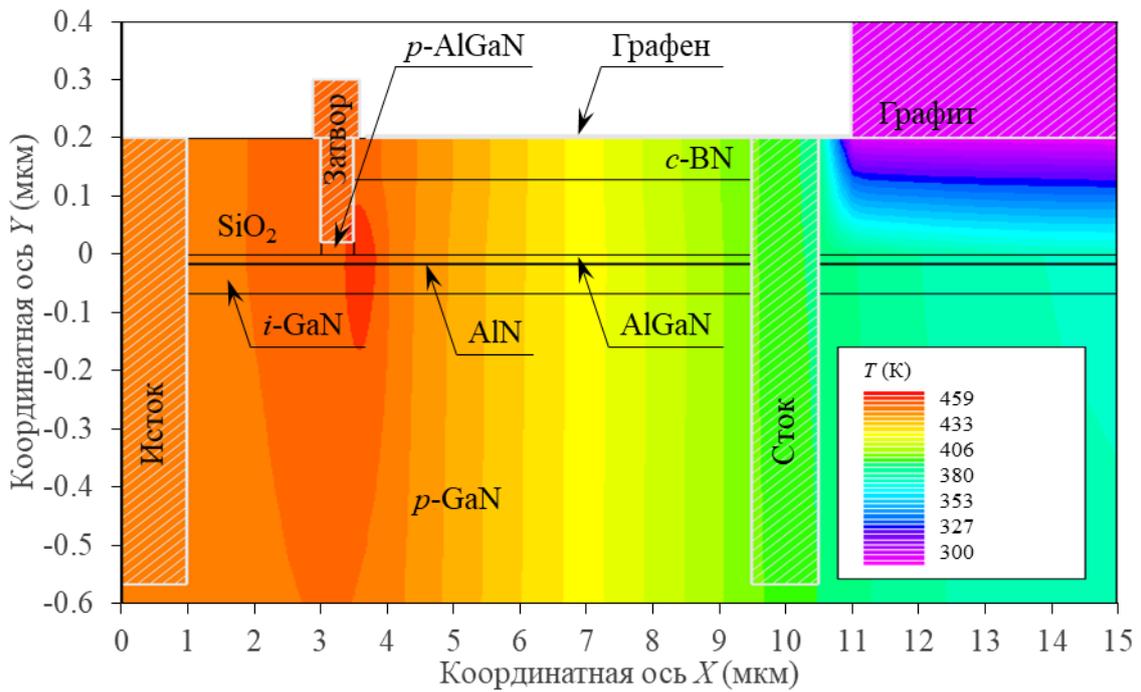


Рисунок 5.12 – Распределение температуры в приборной структуре СТР-3 на сапфировой подложке при выходной мощности 4,18 Вт

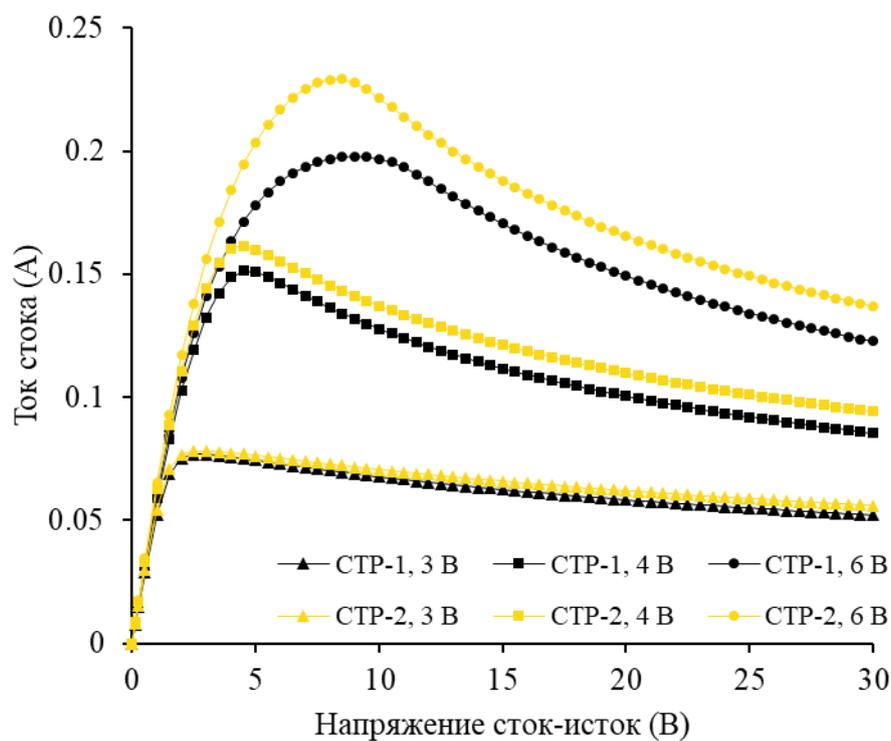


Рисунок 5.13 – Зависимости тока стока от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1 и СТР-2 на сапфировой подложке при различных напряжениях затвор-исток

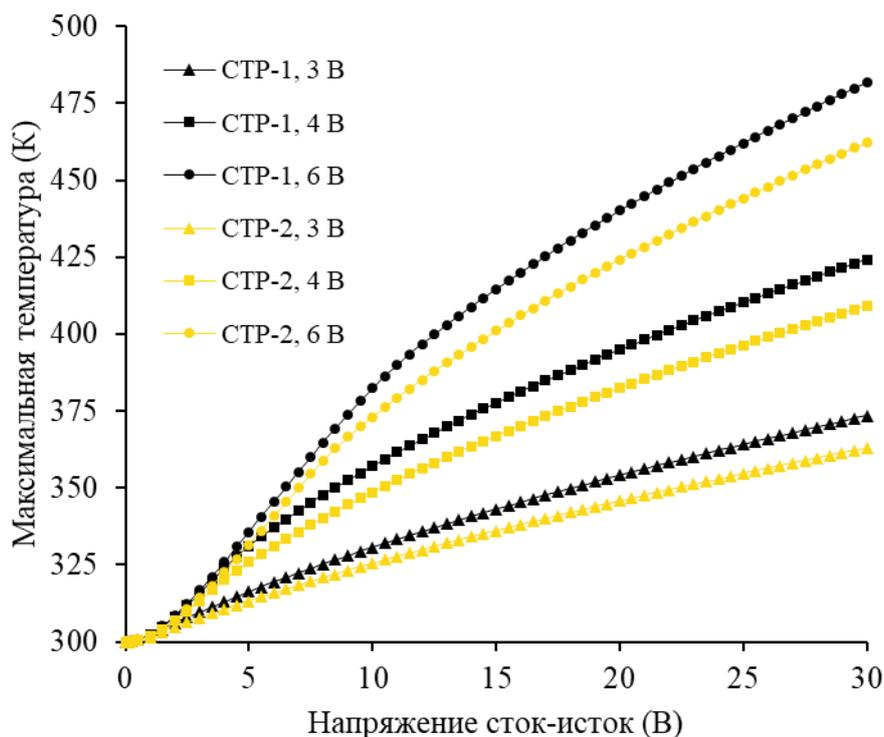


Рисунок 5.14 – Зависимости максимальной температуры от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1 и СТР-2 на сапфировой подложке при различных напряжениях затвор-исток

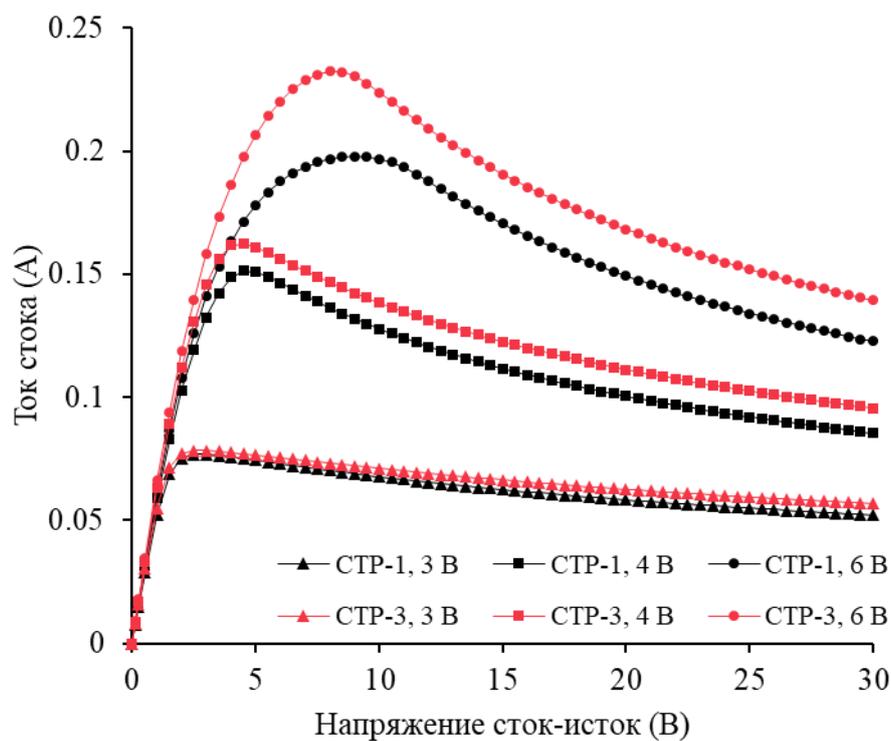


Рисунок 5.15 – Зависимости тока стока от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1 и СТР-3 на сапфировой подложке при различных напряжениях затвор-исток

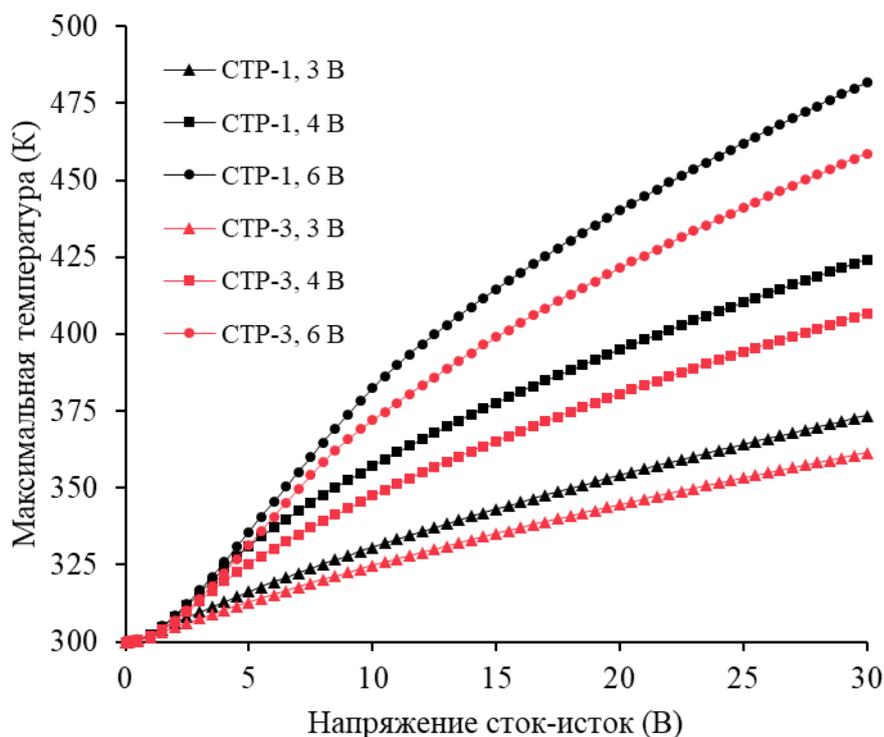


Рисунок 5.16 – Зависимости максимальной температуры от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1 и СТР-3 на сапфировой подложке при различных напряжениях затвор-исток

Согласно результатам моделирования, ток стока приборных структур СТР-2 и СТР-3 на сапфировой подложке при напряжении затвор-исток 6 В и напряжении сток-исток 30 В повышается по отношению к соответствующей величине для базовой конструкции на 11,4 % (с 0,123 до 0,137 А) и 13,0 % (до 0,139 А). При этом максимальная температура снижается на 19,6 К (с 481,8 до 462,2 К) и 23,1 К (до 458,7 К).

Выходные характеристики приборных структур СТР-1 и СТР-2 на карбид-кремниевой подложке, который включают сток-стоковые характеристики и зависимости максимальной температуры, достигаемой внутри всей структуры, от напряжения сток-исток, представлены на рисунке 5.17 и 5.18 соответственно. Напряжение затвор-исток варьируется от 3 до 6 В. Аналогичные зависимости для приборной структуры СТР-3 на карбид-кремниевой подложке приведены на рисунках 5.19 и 5.20, где они также сопоставляются с данными, полученными для базовой конструкции.

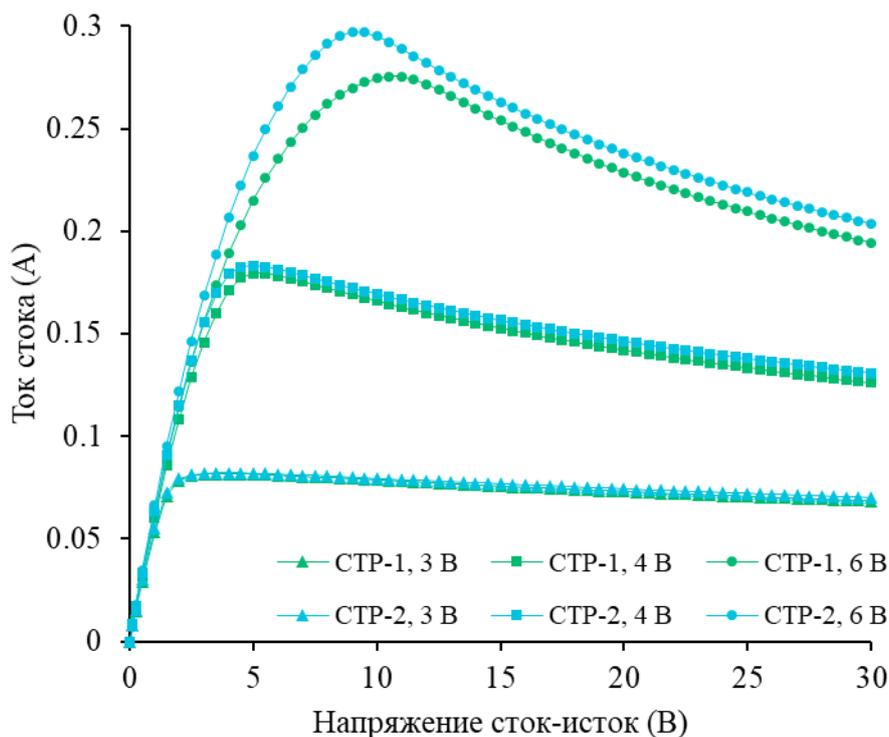


Рисунок 5.17 – Зависимости тока стока от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1 и СТР-2 на карбид-кремниевой подложке при различных напряжениях затвор-исток

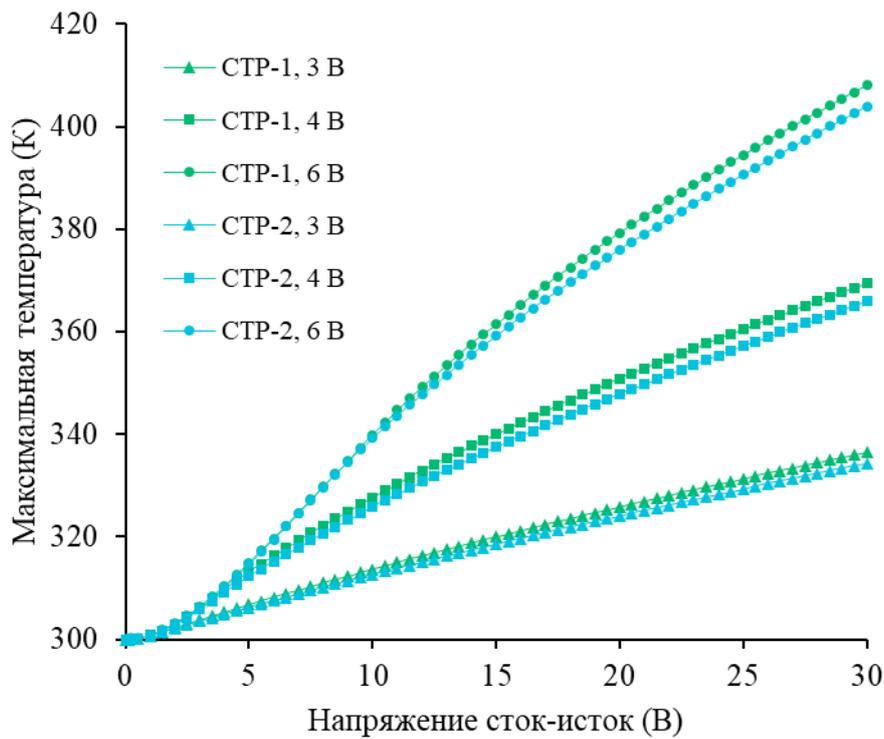


Рисунок 5.18 – Зависимости максимальной температуры от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1 и СТР-2 на карбид-кремниевой подложке при различных напряжениях затвор-исток

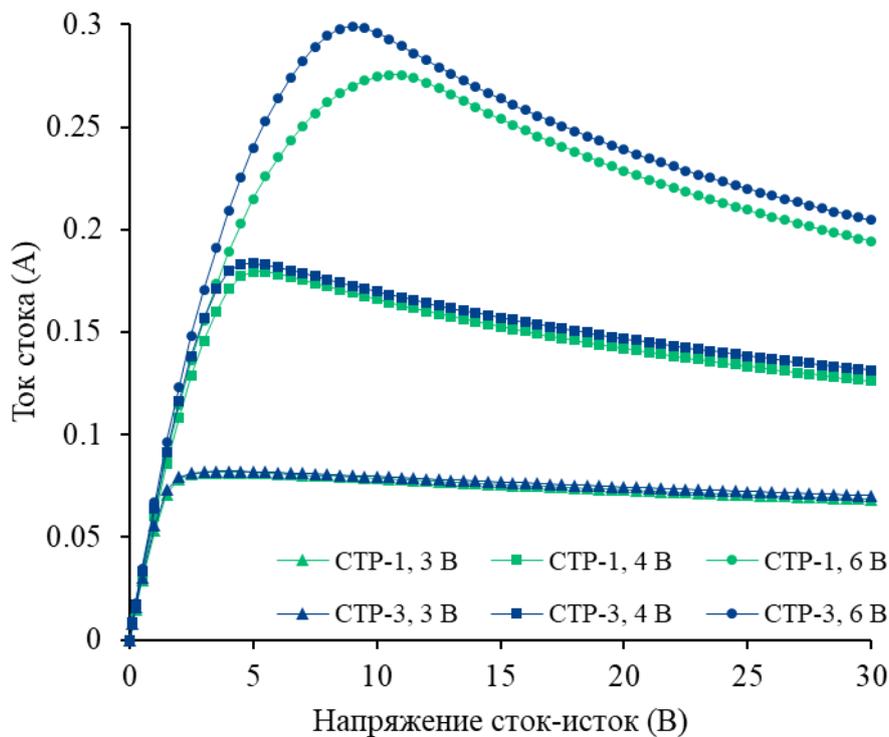


Рисунок 5.19 – Зависимости тока стока от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1 и СТР-3 на карбид-кремниевой подложке при различных напряжениях затвор-исток

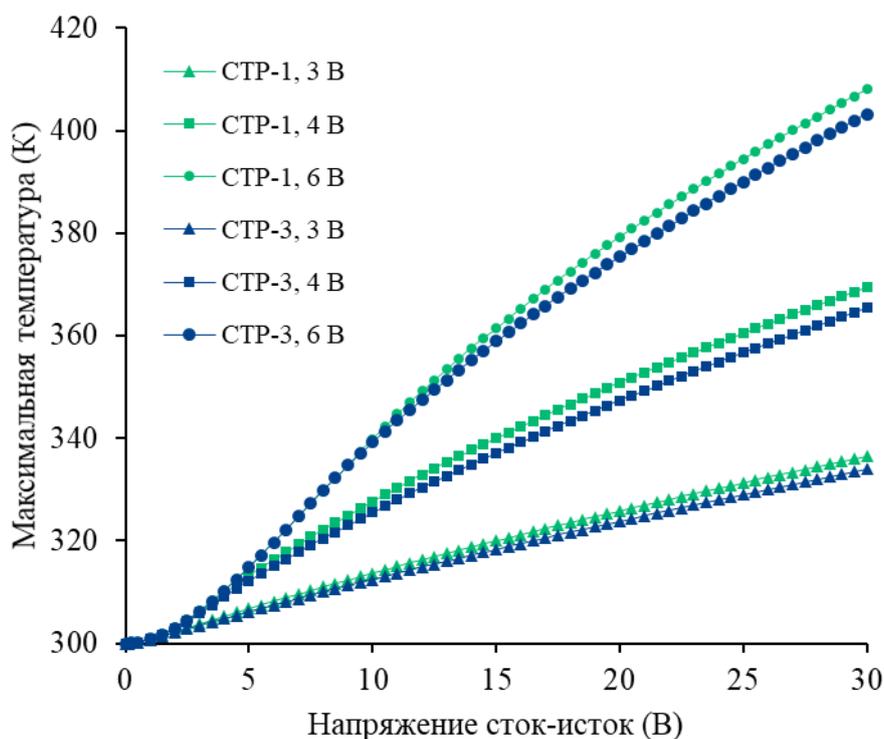


Рисунок 5.20 – Зависимости максимальной температуры от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1 и СТР-3 на карбид-кремниевой подложке при различных напряжениях затвор-исток

Установлено, что ток стока приборных структур СТР-2 и СТР-3 на карбид-кремниевой подложке при напряжении затвор-исток 6 В и напряжении сток-исток 30 В увеличивается относительно соответствующей величины для приборной структуры СТР-1 на 5,2 % (с 0,194 до 0,204 А) и 5,7 % (до 0,205 А). Максимальная температура при этом уменьшается на 4,1 К (с 408,0 до 403,9 К) и 4,8 К (до 403,2 К).

Дополнительные расчеты, проведенные для сформированных на кремниевой подложке транзисторов, показывают, что в случае приборных структур СТР-2 и СТР-3 достигается увеличение тока стока на 8,5 % (с 0,153 до 0,166 А) и 9,8 % (до 0,168 А), а также уменьшение максимальной температуры на 11,2 К (с 444,0 до 432,8 К) и 12,7 К (до 431,3 К).

Эффективность отведения тепла из области канала ТВПЭ с помощью ТОЭ на основе графена демонстрирует сильную зависимость от напряжения сток-исток, как показано на рисунке 5.21. Здесь и далее под эффективностью η понимается выраженное в процентах увеличение тока стока (или выходной мощности). Графики приведены для приборных структур СТР-2 и СТР-3 на сапфировой и карбид-кремниевой подложках. Напряжение затвор-исток равно 6 В.

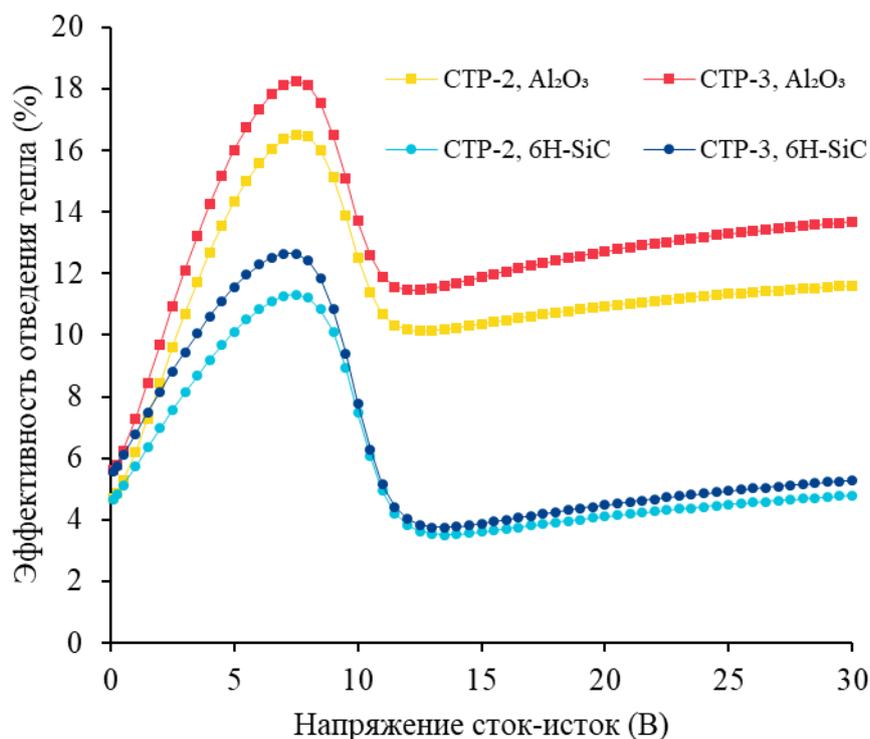


Рисунок 5.21 – Зависимости эффективности работы ТОЭ на основе графена от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-2 и СТР-3

Из рисунка 5.21 видно, что кривая эффективности работы ТОЭ на основе графена начинается с некоторого отличного от нуля значения при малом напряжении сток-исток (4,7 % при $V_{DS} = 0,125$ В для приборной структуры СТР-2 на сапфировой подложке), резко возрастает и, достигнув локального максимума (16,5 % при $V_{DS} = 7,5$ В), также резко убывает. После прохождения локального минимума (10,1 % при $V_{DS} = 12,5$ В) эффективность плавно увеличивается как минимум до точки $V_{DS} = 30$ В (11,6 %). Внедрение дополнительного слоя *c*-BN, частично замещающего слой пассивации между затвором и стоком, приводит к ограниченному повышению эффективности отведения тепла из активной области. Так, для приборной структуры СТР-3 на сапфировой подложке максимальная величина, достигаемая при $V_{DS} = 7,5$ В, равна 18,3 %. При $V_{DS} = 30$ В эффективность составляет 13,7 %. Очевидно, влияние ТОЭ на основе графена на выходные характеристики уменьшается по мере увеличения теплопроводности подложки. Для приборной структуры СТР-2 (СТР-3) на кремниевой и карбид-кремниевой подложках эффективность при $V_{DS} = 30$ В достигает значений 8,5 % (9,4 %) и 4,8 % (5,3 %) соответственно.

Определенный интерес вызывает зависимость эксплуатационных характеристик ТВПЭ от расстояния между затвором и ТОЭ на основе графена. Результаты компьютерного моделирования, выполненного для приборной структуры СТР-3 на сапфировой подложке, показывают, что

удлинение слоев графена за сток в сторону затвора оказывает пренебрежимо малое влияние на выходные характеристики по постоянному току [311]. При сокращении расстояния между затвором (нижней частью) и ТОЭ с 6,0 до 0,2 мкм эффективность отведения тепла изменяется всего на 0,03 % (с 13,72 % до 13,69 %). Это указывает на то, что лишь малая часть тепла переносится в сторону ТПЭ через верхнюю поверхность слоя пассивации.

На рисунке 5.22 представлены сток-стоковые характеристики приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3 на сапфировой подложке при напряжении затвор-исток 2 В, рассчитанные с целью определения величины напряжения электрического пробоя V_{br} .

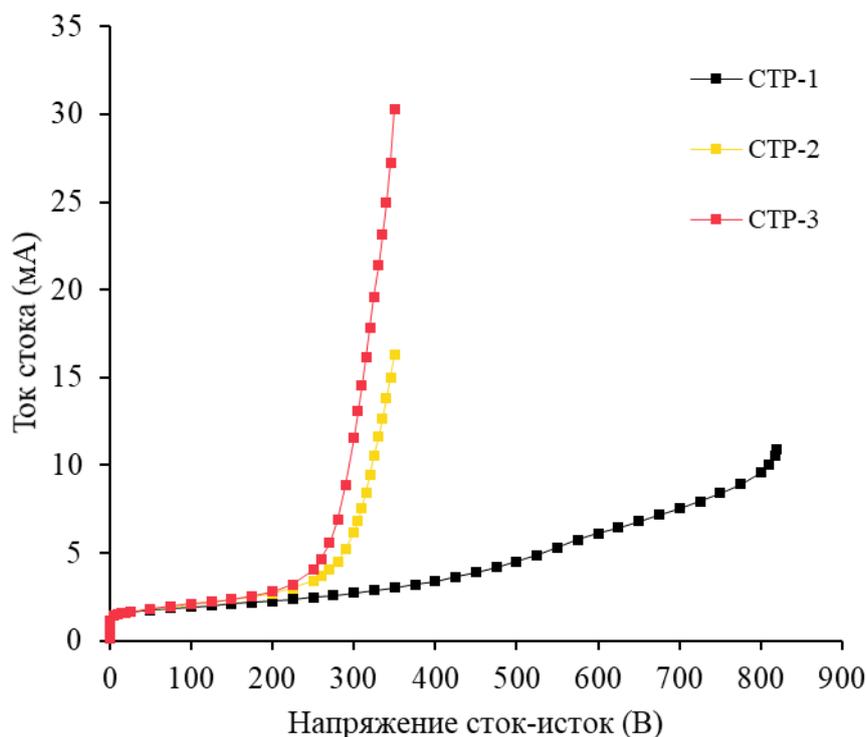


Рисунок 5.22 – Зависимости тока стока от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3 на сапфировой подложке при предпороговом напряжении затвор-исток

Согласно результатам моделирования напряжение пробоя базовой конструкции составляет 777 В. Эта величина намного превышает значения 304 и 280 В, полученные для структур СТР-2 и СТР-3, в которых присутствуют слои графена. С целью выяснения причины столь радикального снижения напряжения пробоя проведена серия расчетов сток-стоковых характеристик структуры СТР-2 при различных расстояниях между затвором и ТОЭ на основе графена. Зависимость напряжения пробоя от этого геометрического параметра приведена на рисунке 5.23. Для сравнения также

показано значение для структуры СТР-1, соответствующее расстоянию 7,5 мкм.

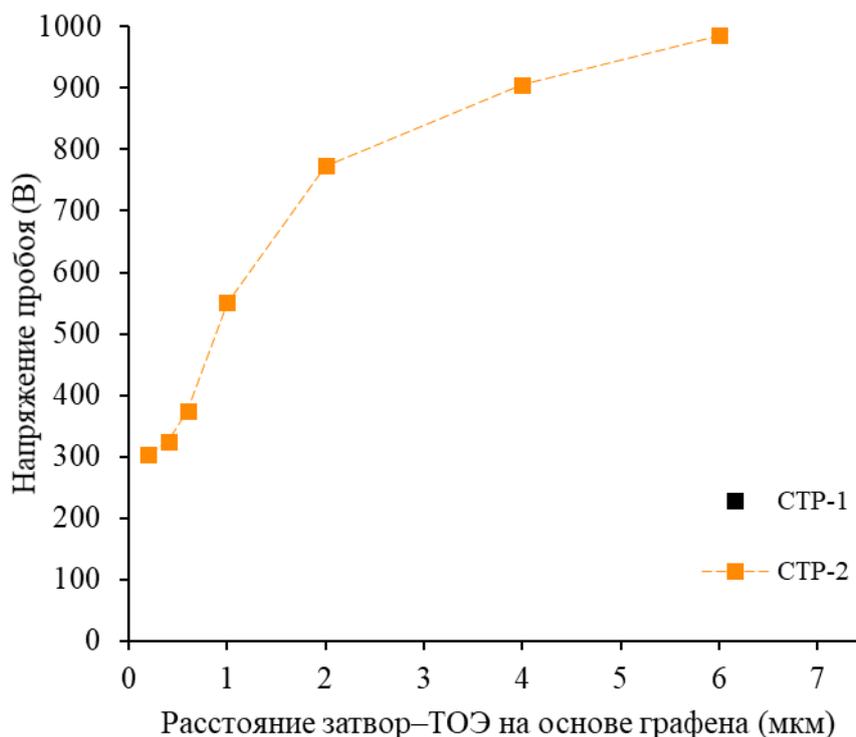


Рисунок 5.23 – Зависимость напряжения пробоя от расстояния между затвором и ТОЭ на основе графена для приборной структуры СТР-2 на сапфировой подложке

Как видно из рисунке 5.23, уменьшение расстояния между затвором и ТОЭ на основе графена с 6,0 до 0,2 мкм вызывает снижение напряжения пробоя с 986 до 304 В. Наблюдаемая зависимость объясняется следующим образом. По мере приближения проводящих слоев графена к затвору резко возрастает напряженность электрического поля у границы затвора со стороны стока. Это в свою очередь приводит к увеличению коэффициентов ударной ионизации и, следовательно, лавинообразному росту скорости генерации электронно-дырочных пар, в результате чего наступает преждевременный пробой.

5.3. Частотные характеристики в режиме малого сигнала транзисторов с высокой подвижностью электронов с теплоотводящим элементом на основе графена

Частотные характеристики приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3 на сапфировой подложке в режиме малого сигнала, включающие зависимости коэффициента усиления по току и коэффициента

однонаправленного усиления по мощности от частоты поданного на вход транзистора сигнала малой амплитуды, представлены на рисунках 5.24 и 5.25 соответственно.

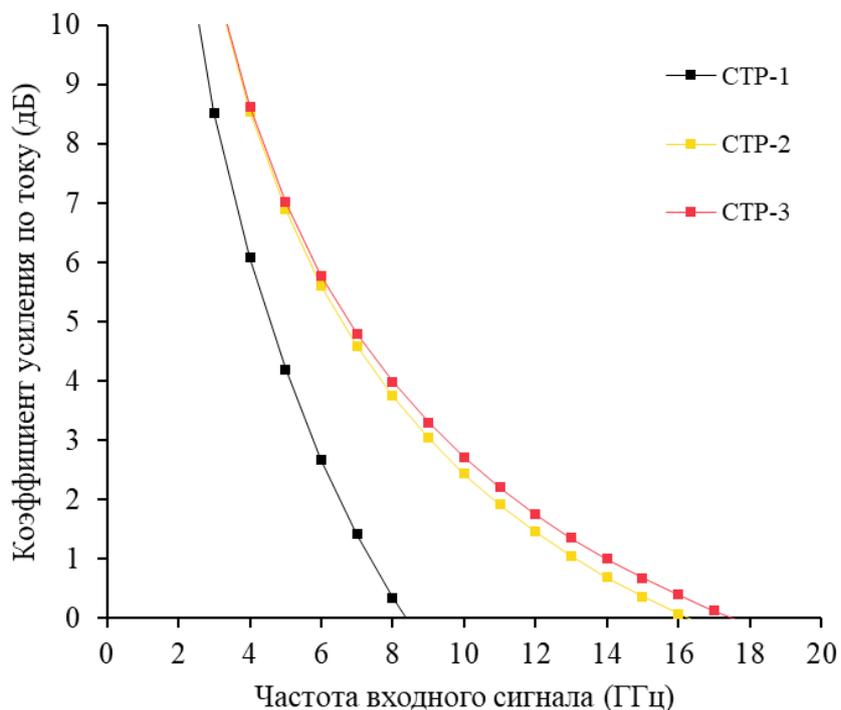


Рисунок 5.24 – Частотные зависимости коэффициента усиления по току для приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3 на сапфировой подложке

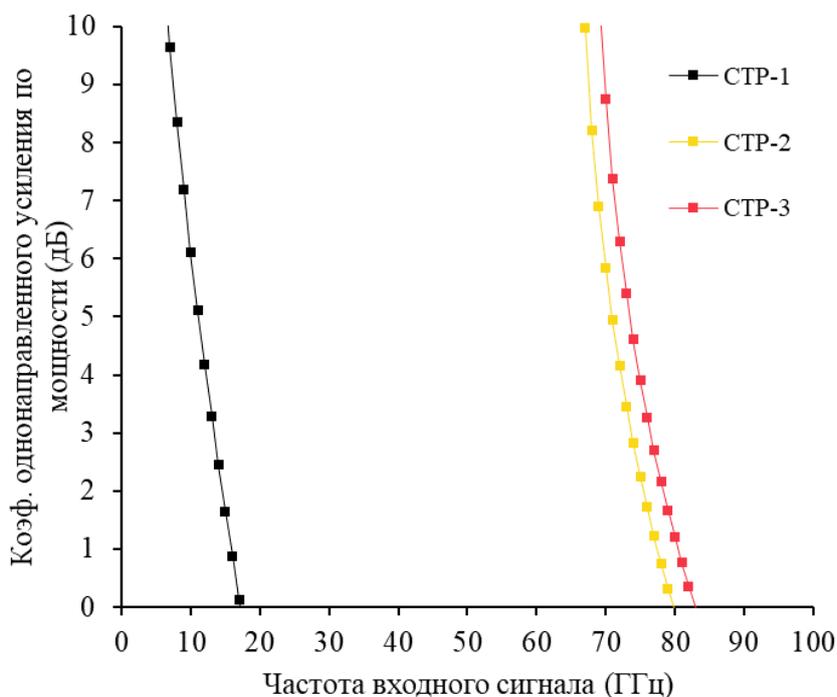


Рисунок 5.25 – Частотные зависимости коэффициента однонаправленного усиления по мощности для приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3 на сапфировой подложке

Результаты анализа по переменному току, который проведен при напряжении затвор-исток 6 В и напряжении сток-исток 30 В, показывают, что для приборной структуры СТР-2 (СТР-3) на сапфировой подложке граничная частота коэффициента усиления по току повышается по отношению к соответствующий величине 8,4 ГГц для базовой конструкции в 2 раза (в 2,1 раза) до 16,3 ГГц (17,6 ГГц). В дополнение к граничной частоте ТОО на основе графена оказывает сильное влияние также на максимальную частоту генерации, при которой транзистор из активного элемента превращается в пассивный. Для приборной структуры СТР-2 (СТР-3) на сапфировой подложке максимальная частота генерации увеличивается относительно величины 17,2 ГГц для базовой конструкции в 4,6 раза (в 4,8 раза) до 79,8 ГГц (82,9 ГГц).

Частотные характеристики приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3 на карбид-кремниевой подложке в режиме малого сигнала, включающие зависимости от частоты входного сигнала коэффициента усиления по току и коэффициента однонаправленного усиления по мощности, приведены на рисунках 5.26 и 5.27 соответственно.

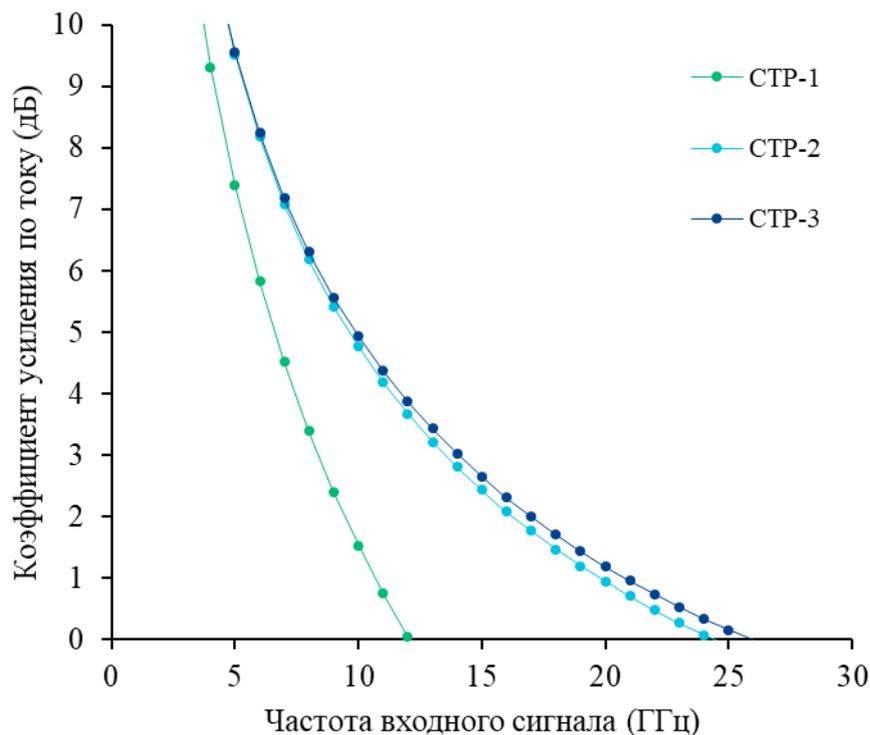


Рисунок 5.26 – Частотные зависимости коэффициента усиления по току для приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3 на карбид-кремниевой подложке

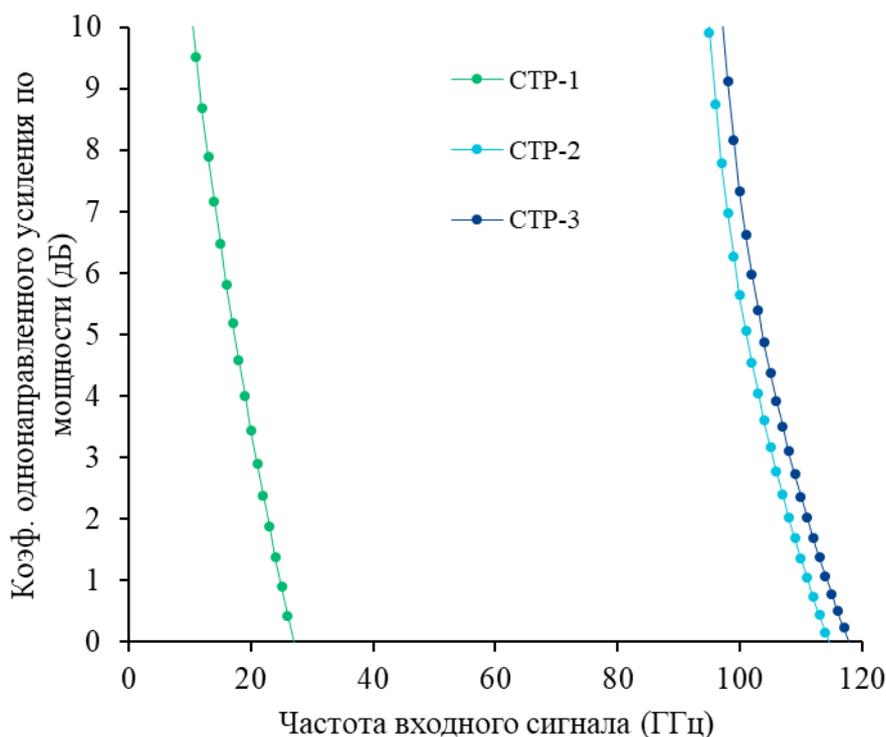


Рисунок 5.27 – Частотные зависимости коэффициента однонаправленного усиления по мощности для приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3 на карбид-кремниевой подложке

В случае приборной структуры СТР-2 (СТР-3) на карбид-кремниевой подложке граничная частота повышается по отношению к величине 12,1 ГГц для структуры СТР-1 в 2 раза (в 2,2 раза) до 24,4 ГГц (25,9 ГГц). В это же время максимальная частота генерации увеличивается относительно величины 26,9 ГГц для структуры СТР-1 в 4,3 раза (в 4,4 раза) до 114,6 ГГц (117,9 ГГц).

Согласно результатам дополнительных расчетов, в случае приборной структуры СТР-2 (СТР-3) на кремниевой подложке граничная частота увеличивается относительно значения 8,9 ГГц для базовой конструкции в 2,3 раза (в 2,5 раза) до 20,5 ГГц (21,8 ГГц). Максимальная частота генерации повышается по отношению к значению 19,2 ГГц для базовой конструкции в 4,8 раза (в 5 раз) до 92,1 ГГц (95,7 ГГц).

В отличие от выходных характеристик по постоянному току расстояние между затвором и ТОЭ на основе графена оказывает большое влияние на частотные характеристики в режиме малого сигнала. Зависимости граничной частоты и максимальной частоты генерации от этого геометрического параметра для приборной структуры СТР-2 на сапфировой подложке показаны на рисунке 5.28. Для сравнения также приведены значения граничной частоты и максимальной частоты генерации для приборной структуры СТР-1.

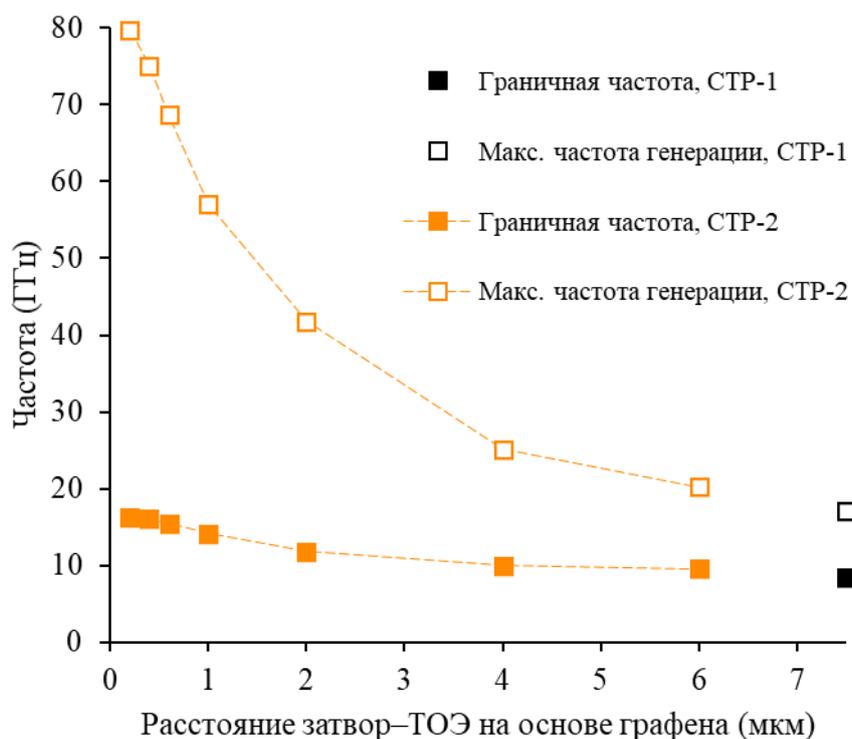


Рисунок 5.28 – Зависимости граничной частоты и максимальной частоты генерации от расстояния между затвором и ТОЭ на основе графена для приборных структур СТР-2 и СТР-3 на сапфировой подложке

Выяснено, что уменьшение расстояния между затвором и ТОЭ на основе графена с 6,0 до 0,2 мкм приводит к повышению граничной частоты с 9,6 до 16,3 ГГц. Таким образом, граничная частота увеличивается в 1,7 раза. Аналогичная ситуация наблюдается с максимальной частотой генерации, которая повышается с 20,3 до 79,8 ГГц, то есть увеличивается в 3,93 раза. Улучшение частотных характеристик по мере приближения проводящих слоев графена к затвору объясняется возрастанием напряженности электрического поля между затвором и стоком и, следовательно, снижением эффективной длины затвора [312; 313]. Максимальная напряженность электрического поля у границы затвора со стороны стока приборной структуры СТР-2 равна 2,73 МВ/см, что в 2,5 раза выше соответствующей величины 1,09 МВ/см для приборной структуры СТР-1. Влияние ТОЭ на основе графена, расположенного на верхней поверхности транзистора, на распределение напряженности электрического поля, продемонстрировано на рисунках 5.29 и 5.30.

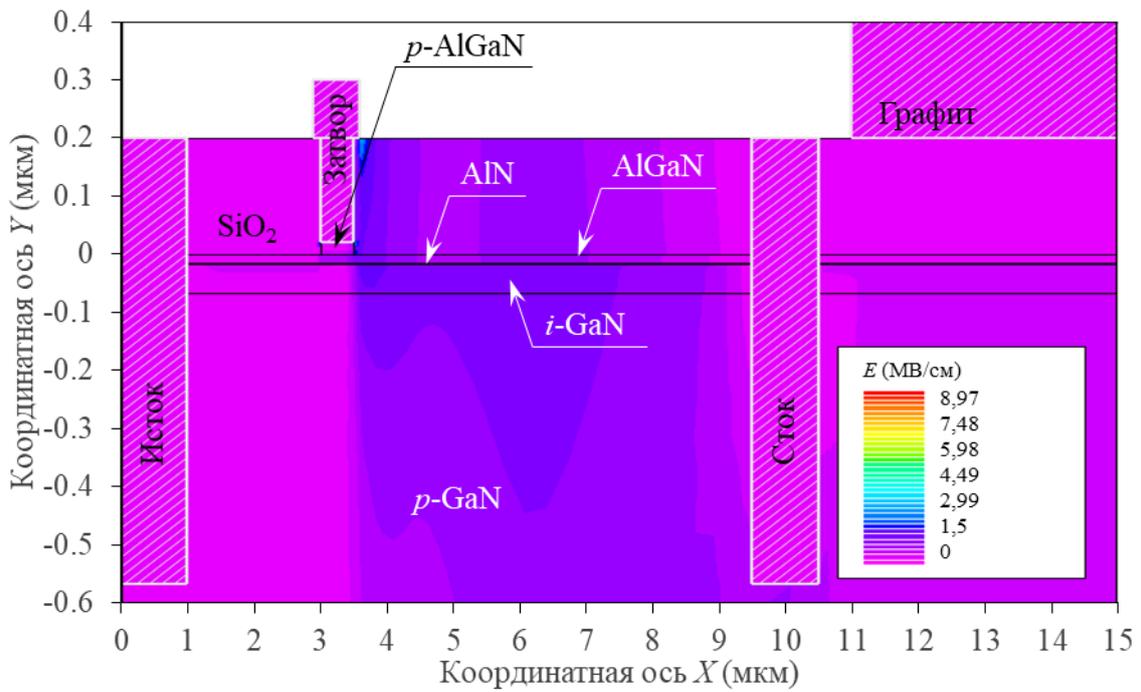


Рисунок 5.29 – Двумерное распределение напряженности электрического поля в приборной структуре СТР-1 на сапфировой подложке при напряжении затвор-исток 0 В и напряжении сток-исток 445 В

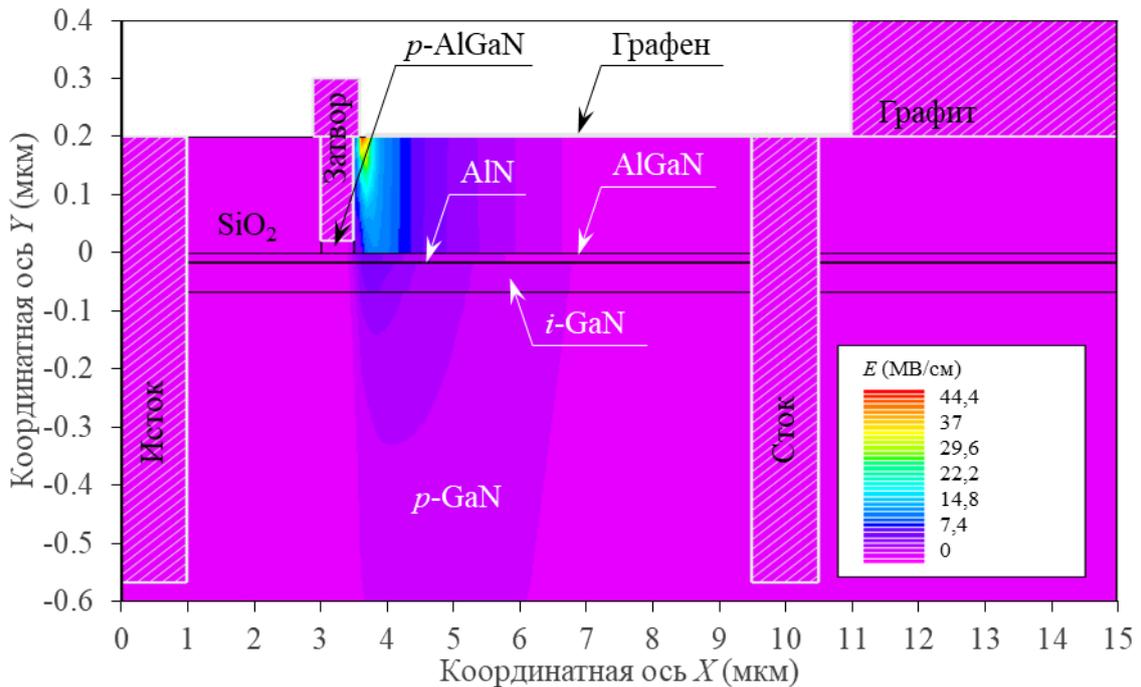


Рисунок 5.30 – Двумерное распределение напряженности электрического поля в приборной структуре СТР-2 на сапфировой подложке при напряжении затвор-исток 0 В и напряжении сток-исток 445 В

5.4. Временные характеристики транзисторов с высокой подвижностью электронов с теплоотводящим элементом на основе графена

Временные зависимости тока стока и достигаемой в активной области транзистора максимальной температуры приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3 на сапфировой подложке при подаче одиночного прямоугольного импульса на затвор представлены на рисунке 5.31. Минимальный уровень импульса равен 0 В, максимальный – 6 В. Ширина (длительность) импульса составляет 0,1 мс. Напряжение сток-исток равно 30 В.

Повышение температуры в рабочей области транзистора непременно приводит к снижению подвижности электронов и, как следствие, деградации тока стока. Результаты моделирования показывают, что ток стока приборной структуры СТР-1 за промежуток времени 1 мс спадает до уровня 0,132 А, что составляет лишь 29,6 % от предельной (при полном отсутствии эффекта саморазогрева) величины 0,446 А. При этом максимальная температура возрастает до значения 468,0 К. В случае приборных структур СТР-2 и СТР-3 ток стока уменьшается до значений 0,144 (31,9 % от величины 0,452 А) и 0,146 А (32,2 % от величины 0,454 А) соответственно, а максимальная температура достигает значений 453,6 и 450,3 К.

В таблице 5.4 приведены результаты расчетов, выполненных с целью определения промежутков времени Δt_{cool} , необходимых для охлаждения (достижения теплового равновесия) транзисторов СТР-1, СТР-2 и СТР-3 после подачи одиночного импульса на затвор. Так как теоретически максимальная температура прибора никогда не достигнет температуры окружающей среды, за установившееся принято значение 300,1 К.

Таблица 5.4 – Время охлаждения приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3

Параметр	Материал подложки	Приборная структура		
		СТР-1	СТР-2	СТР-3
Δt_{cool} (мс)	Al ₂ O ₃	0,779	0,685	0,683
	Si	0,184	0,156	0,156
	6H-SiC	0,127	0,113	0,113

Из указанных в таблице данных следует, что внедрение ТОЭ на основе графена позволяет сократить время охлаждения по отношению к величине для базовой конструкции на 12,1 % для приборной структуры СТР-2 и 12,3 % для приборной структуры СТР-3 на сапфировой подложке. В случае кремниевой и карбид-кремниевой подложек уменьшение времени охлаждения составляет соответственно 15,2 % и 11,0 %.

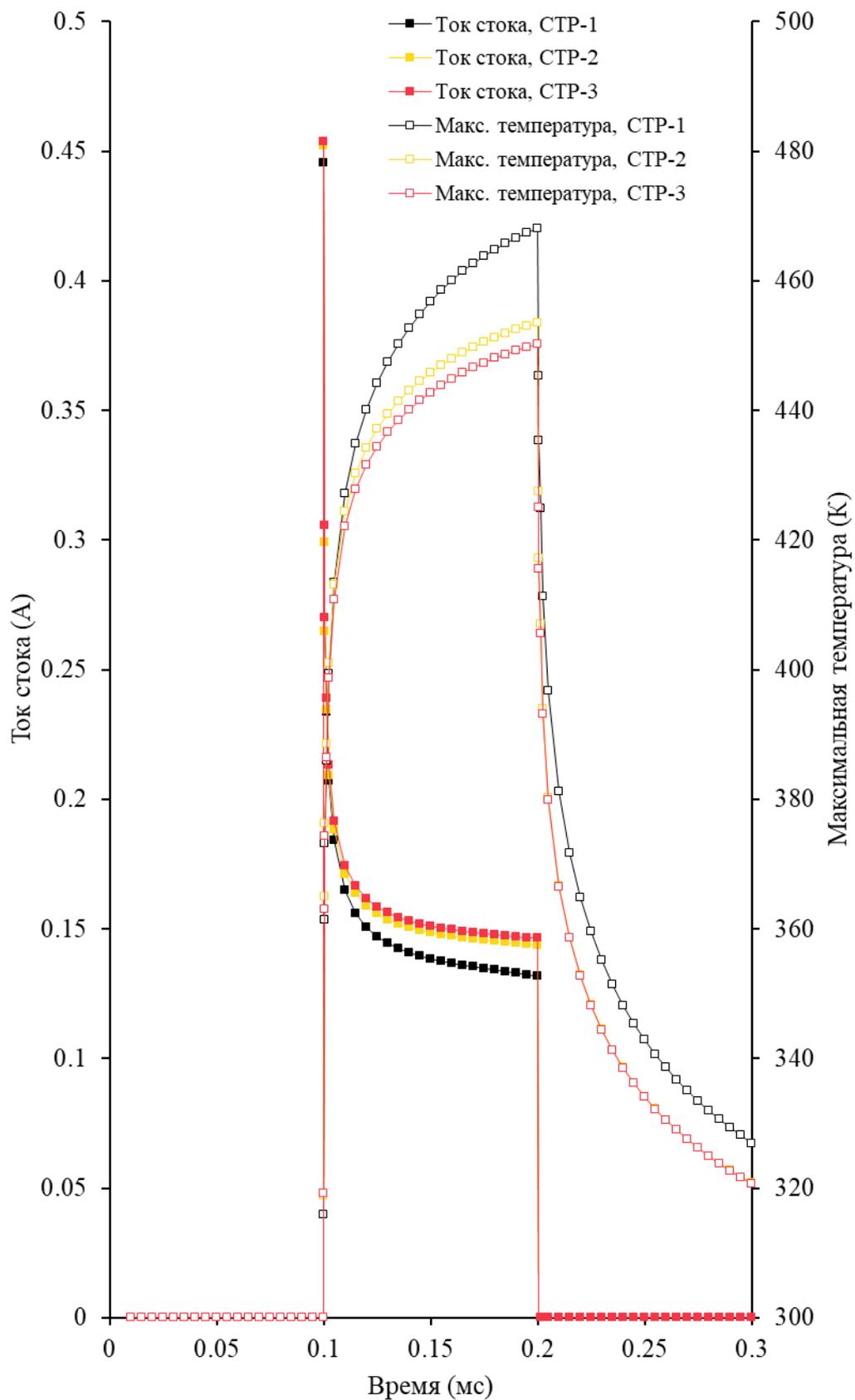


Рисунок 5.31 – Временные зависимости тока стока и максимальной температуры при подаче одиночного импульса на затвор для приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3 на сапфировой подложке

Стандартный способ моделирования эффекта коллапса тока подразумевает одновременную подачу прямоугольных импульсов на входной и выходной электроды транзистора. На рисунке 5.32 показаны прямоугольные импульсы, подаваемые на затвор и сток приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3 для оценки степени коллапса тока в них. Минимальный и максимальный уровни для напряжения затвор-исток равны соответственно 0 и 6 В, для напряжения сток-исток – 30 и 90 В.

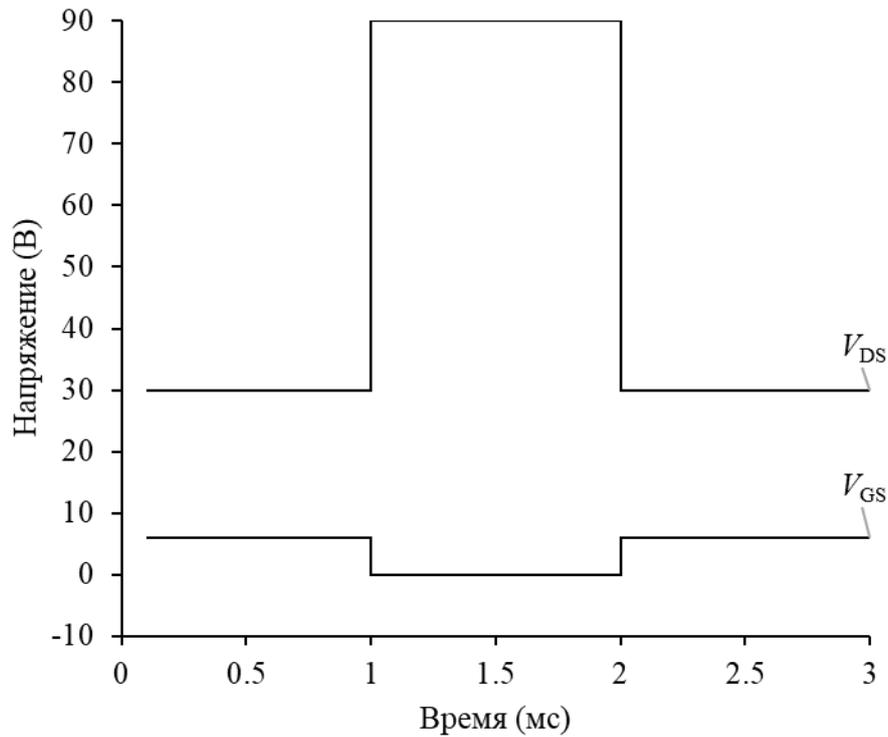


Рисунок 5.32 – Временная зависимость напряжений затвор-исток и сток-исток при исследовании эффекта коллапса тока

Зависимости тока стока от времени для приборных структур на сапфировой подложке представлены на рисунке 5.33.

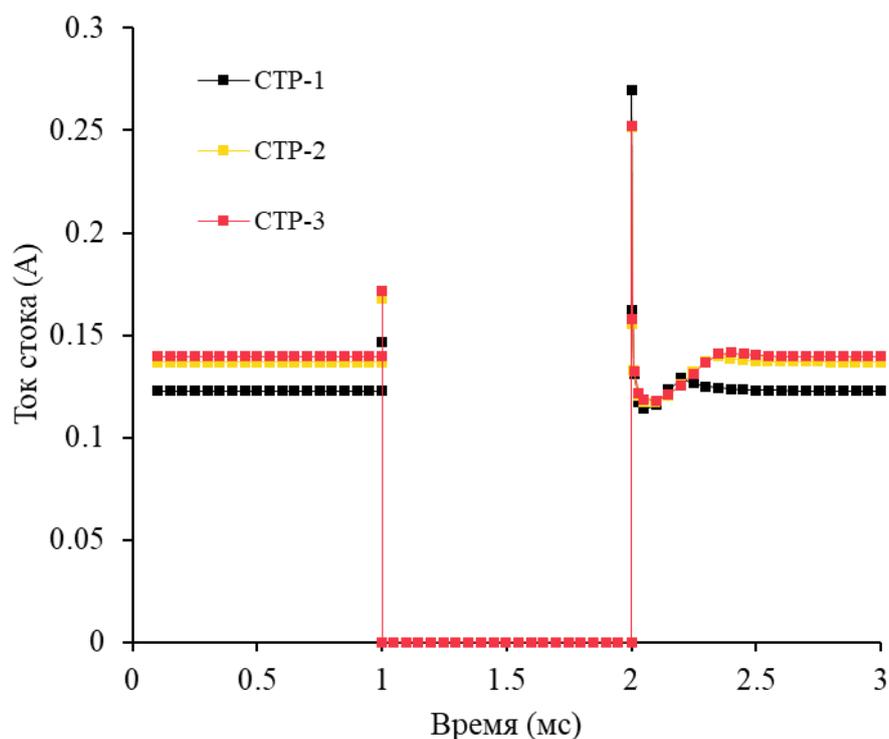


Рисунок 5.33 – Коллапс и восстановление тока стока приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3 на сапфировой подложке

На временной диаграмме в интервале 2–2,5 мс наблюдается провал (коллапс) тока стока с последующим возвращением к исходной величине. Для базовой конструкции максимальное снижение тока составляет 8,1 % (с 0,123 до 0,113 А). В этом случае промежуток времени $\Delta t_{\text{гес}}$, необходимый для восстановления, равен 0,148 мс, если за восстановленное принято значение тока стока, равное 99,9 % от исходного. В соответствии с информацией, указанной в разделе 2.3, причиной этого эффекта является присутствие в объеме буферного слоя акцепторной примеси, которая располагается на 0,7 эВ ниже дна зоны проводимости и играет роль глубоких ловушек. Увеличение тока стока, вызванное внедрением ТОЭ на основе графена, приводит к усугублению коллапса, так как возрастает количество электронов, принимающих участие в заряде и разряде ловушек. Для приборных структур СТР-2 и СТР-3 ток стока снижается на 15,3 % (с 0,137 до 0,116 А) и 15,1 % (с 0,139 до 0,118 А) соответственно. В этих случаях возвращение к исходным величинам тока занимает 0,297 и 0,329 мс.

Серия аналогичных расчетов выполнена также для транзисторов на кремниевой и карбид-кремниевой подложках. Результаты моделирования содержатся в таблице 5.5.

Таблица 5.5 – Время, требуемое для восстановления тока стока после коллапса для приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-3

Параметр	Материал подложки	Приборная структура		
		СТР-1	СТР-2	СТР-3
Δt_{rec} (мс)	Al ₂ O ₃	0,148	0,297	0,329
	Si	0,656	1,050	1,120
	6H-SiC	2,000	2,900	3,010

Согласно результатам, представленным в таблице 5.5, время, необходимое для восстановления тока стока для приборной структуры СТР-3 на карбид-кремниевой подложке превышает соответствующую величину для базовой конструкции на сапфировой подложке в 20,3 раза. Это свидетельствует о том, что некоторые конструктивно-технологические решения, направленные на уменьшение влияния эффекта саморазогрева, могут одновременно приводить к усилению эффекта коллапса тока.

ГЛАВА 6. ПРИБОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНЗИСТОРОВ С ВЫСОКОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ С ТЕПЛОТВОДЯЩИМ ЭЛЕМЕНТОМ НА ОСНОВЕ НИТРИДА БОРА

Электропроводность графена препятствует расположению ТОЭ на его основе в непосредственной близости от активной области транзистора. К тому же, во избежание короткого замыкания этот конструктивный элемент не должен контактировать с другими, кроме стока, электродами. В предыдущей главе было показано, что удлинение слоев графена за сток в сторону затвора практически не способствует увеличению интенсивности отведения тепла. Уменьшение расстояния между ТОЭ на основе графена и затвором позволяет добиться существенного улучшения частотных характеристик в режиме малого сигнала, хотя и приводит одновременно к резкому возрастанию риска преждевременного электрического пробоя. Однако в условиях массового производства технологическая операция осаждения графена на предварительно установленном расстоянии от затвора может быть ненадежной с точки зрения воспроизводимости результатов. В отличие от графена и других проводящих материалов, в случае диэлектрического материала с высокой теплопроводностью к области приборной структуры, в которой возможно формирование дополнительных конструктивных элементов на его основе, предъявляются менее жесткие требования. Так, в работе [314] предлагается конструкция AlGa_N/Ga_N-ТВПЭ с подзатворным диэлектриком, состоящем из двух слоев аморфного и гексагонального нитрида бора. В статье [315] обсуждаются результаты экспериментального исследования AlGa_N/Ga_N-ТВПЭ, где в качестве материала пассивации используется монослой *h*-BN.

Для повышения эффективности отведения тепла из активной области с помощью ТОЭ на основе графена в приборной структуре СТР-3 имеется вспомогательный слой *c*-BN, осажденный между затвором и стоком. Однако значительному улучшению эксплуатационных характеристик при выбранных значениях геометрических параметров не способствует относительно толстый слой пассивации на основе диоксида кремния. На рисунке 6.1 показана конструкция ТВПЭ, отличающаяся от базовой тем, что между стоком и ТПЭ располагается ТОЭ на основе *c*-BN, частично замещающий слой пассивации. Далее данная конструкция обозначается как приборная структура СТР-4. На рисунке 6.2 показана конструкция транзистора (далее – приборная структура СТР-5), содержащая сразу два ТОЭ, первый из которых реализован на основе малослойного графена, а второй – на основе *c*-BN

[316]. Сопоставление результатов приборного моделирования этих структур предоставит возможность выявить механизмы и степень влияния каждого из ТОЭ на различные характеристики ТВПЭ на основе нитридов элементов третьей группы.

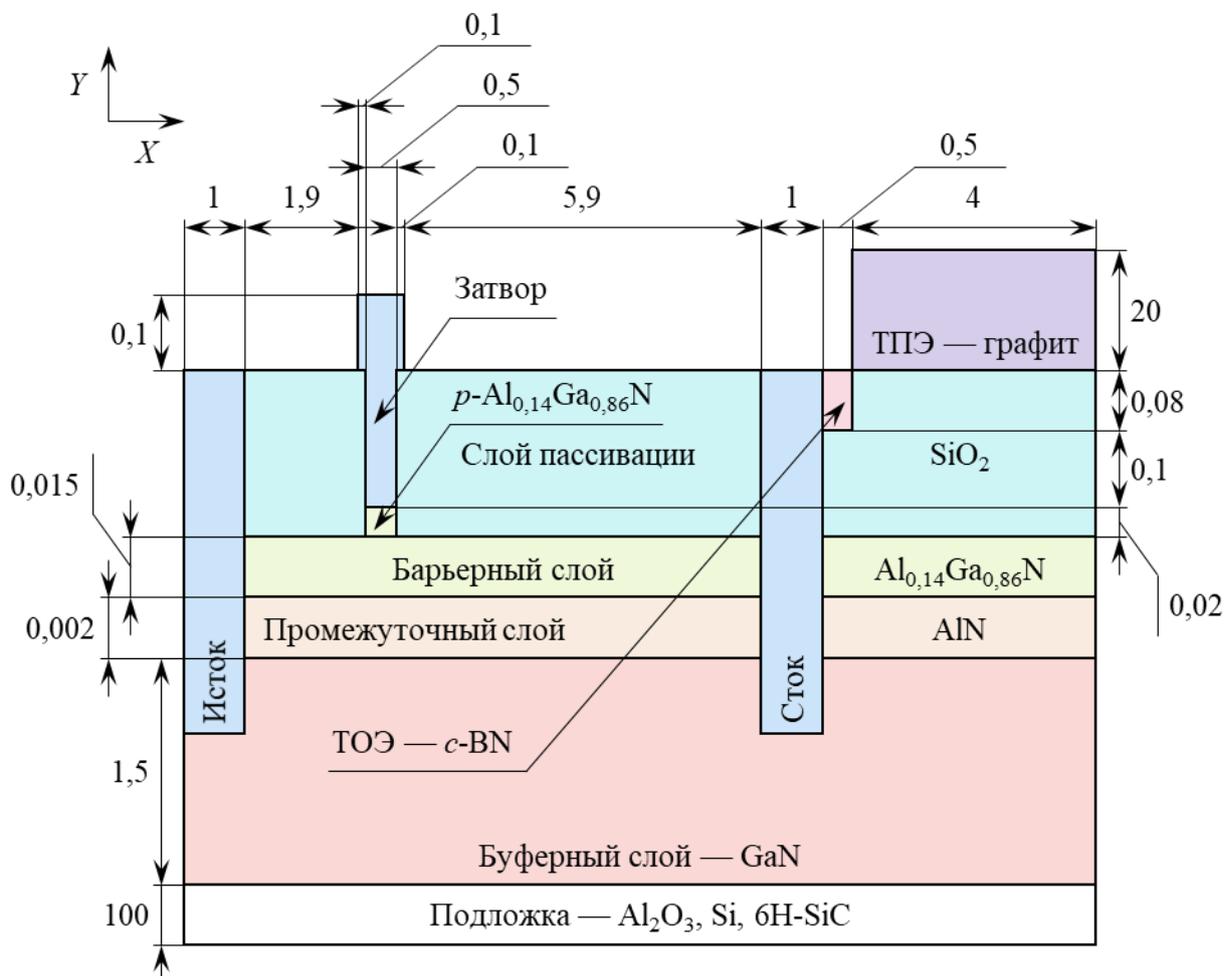


Рисунок 6.1 – Приборная структура СТР-4 (размеры указаны в микрометрах)

Нитрид бора, как и графен, не содержится в базе данных материалов программного комплекса компании Silvaco. Поэтому полный набор его параметров, необходимых для компьютерных экспериментов, задается пользователем. Если при моделировании нитрид бора рассматривать как диэлектрик, что, учитывая его широкую запрещенную зону, допускается при решении ряда задач, то его главными параметрами являются относительная диэлектрическая проницаемость (значения приведены в таблице 1.1), теплопроводность и теплоемкость.

Таблица 6.2 – Параметры для определения объемной теплоемкости нитрида бора [66]

Параметр	Материал	
	<i>h</i> -BN	<i>c</i> -BN
a_C (Дж/(см ³ ·К))	1,38045	1,398
b_C (Дж/(см ³ ·К ²))	$4,8182 \cdot 10^{-3}$	0,009
c_C (Дж/(см ³ ·К ³))	$-2,107 \cdot 10^{-6}$	$-4,091 \cdot 10^{-6}$
d_C (Дж·К/см ³)	-72433,94	-120197,2

Зависимости теплопроводности и объемной теплоемкости гексагональной и кубической модификаций нитрида бора показаны на рисунках 6.3 и 6.4 соответственно.

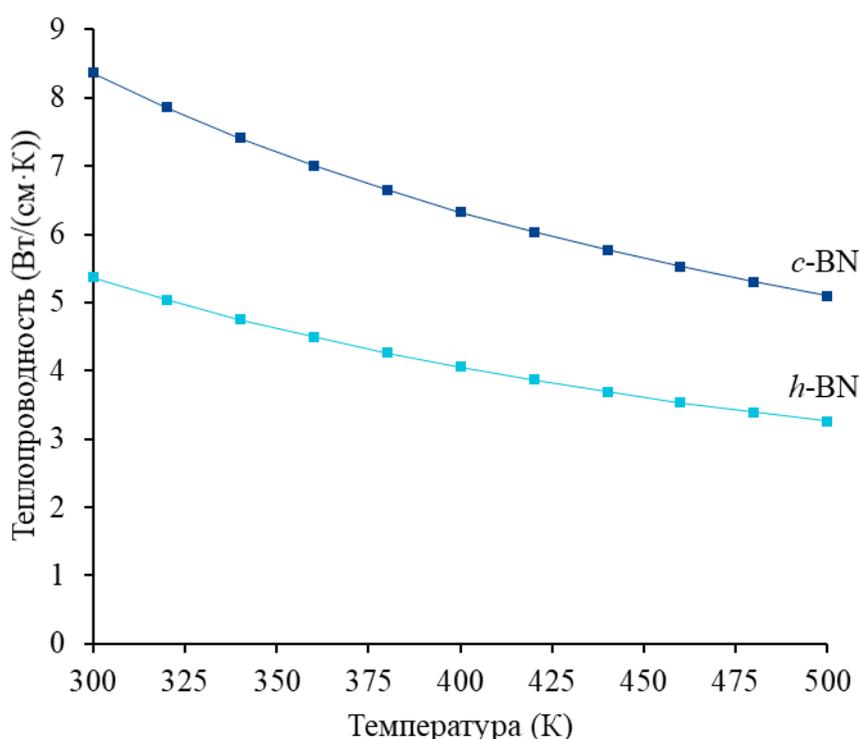


Рисунок 6.3 – Температурная зависимость теплопроводности нитрида бора

Геометрические параметры, относящиеся к приборным структурам СТР-4 и СТР-5, указаны в таблице 6.3 в дополнение к геометрическим и технологическим параметрам, перечисленным в таблице 5.1.

Таблица 6.3 – Геометрические параметры приборных структур СТР-4 и СТР-5

Параметр	Значение
Расстояние между нижней частью затвора и ТОЭ на основе графена (мкм)	0,2
Толщина ТОЭ на основе графена (нм)	3,5
Толщина ТОЭ на основе <i>c</i> -BN (нм)	80

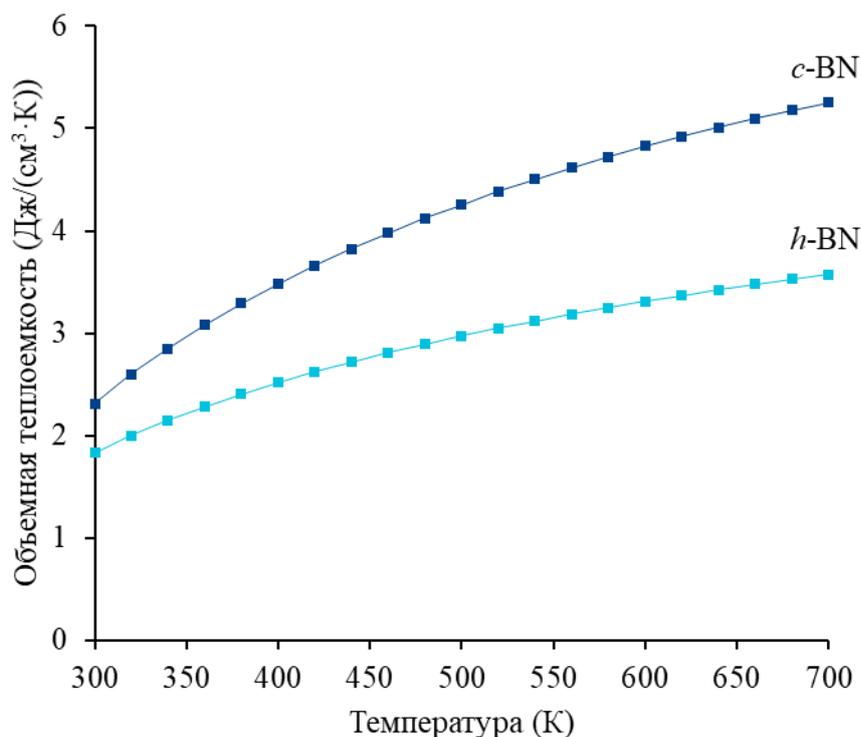


Рисунок 6.4 – Температурная зависимость объемной теплоемкости нитрида бора

6.1. Технологические методы получения тонких пленок кубического нитрида бора

Обладая исключительными механическими, химическими и физическими свойствами, нитрид бора с кубической структурой имеет огромный потенциал для тонкопленочных применений. Величина его твердости оценивается в 60–75 ГПа по шкале Виккерса [318] и уступает таким образом лишь алмазу, благодаря чему *c*-BN является естественным выбором для твердых защитных покрытий, в том числе применительно к оптическим элементам, так как этот материал прозрачен в инфракрасном и видимом диапазонах. В отличие от алмаза, который хорошо растворяется в железе и окисляется при относительно низких температурах, *c*-BN химически инертен по отношению к черным металлам и имеет высокую устойчивость к окислению, что позволяет использовать его для изготовления долговечных абразивных инструментов. Широкая запрещенная зона и очень высокая теплопроводность делают кубический нитрид бора перспективным материалом и главным конкурентом алмаза для передовых мощных и высокотемпературных электронных приложений.

Самый ранний способ получения *c*-BN подразумевал воздействие на гексагональную модификацию высокого давления ($3 \cdot 10^7 - 7 \cdot 10^7$ мм рт. ст.) и высокой температуры (1800–2300 К) [319], аналогично тому, как

синтетический алмаз изготавливается из графита. Однако синтез при таких жестких условиях не совместим с технологическим маршрутом формирования приборных структур. Среди методов физического и химического осаждения из газовой фазы, успешно применяющихся для получения тонких пленок *c*-BN, прежде всего необходимо выделить следующие:

- электронно-лучевое испарение с ионным ассистированием (англ. *ion-assisted electron beam evaporation, IAEBE*);
- импульсное лазерное осаждение с ионным ассистированием (англ. *ion-assisted pulsed laser deposition, IAPLD*);
- магнетронное распыление (англ. *magnetron sputtering*);
- плазменно-химическое осаждение из газовой фазы.

Первые два из перечисленных методов являются разновидностями технологии, которая комбинирует ионную имплантацию с одним из методов физического осаждения из газовой фазы и называется осаждением с ионным (или ионно-лучевым) ассистированием (англ. *ion-beam-assisted deposition, IBAD*).

6.1.1. Электронно-лучевое испарение с ионным ассистированием

Электронно-лучевое испарение представляет собой метод физического осаждения из газовой фазы, в котором мишень (анод) из осаждаемого материала бомбардируется электронным лучом, эмитируемым заряженной вольфрамовой нитью накала (катодом) в условиях высокого вакуума. Электронный луч приводит к нагреву материала мишени до температуры, при которой происходит его превращение в газообразное состояние, в результате чего испаренные из мишени атомы покрывают поверхность подложки тонким слоем в виде твердого осадка. Высокий вакуум необходимо для обеспечения беспрепятственного достижения электронным лучом мишени из осаждаемого материала.

В методах с ионным ассистированием чаще всего применяется ионный источник Кауфмана, в котором используются электростатические сетки для экстракции и ускорения ионов. В результате термоэлектронной эмиссии электроны покидают нагретую нить (катод накала), которая находится в рабочей камере ионного источника этого типа. Электроны, эмитируемые катодом, притягиваются к цилиндрическому аноду, но движутся не по прямой линии, а по циклоиде под действием постоянного магнитного поля, поперечного движению электронов. По пути своего следования электроны

соударяются с молекулами рабочего газа, заполняющего пространство между катодом и анодом, и вызывают его ионизацию, образуя таким образом плазму с высокой плотностью. Часть образовавшихся ионов осаждается на стенках камеры, а другая проникает через отверстия в экранирующей сетке и ускоряется отрицательным потенциалом, который подается на ускоряющую сетку. Экстрагированные в результате этого ионы формируют ионный луч с малым разбросом по энергиям частиц. Для измерения плотности ионного тока обычно применяется цилиндр Фарадея.

Аппаратура, используемая при электронно-лучевом испарении с ионным ассистированием, схематически представлена на рисунке 6.5.

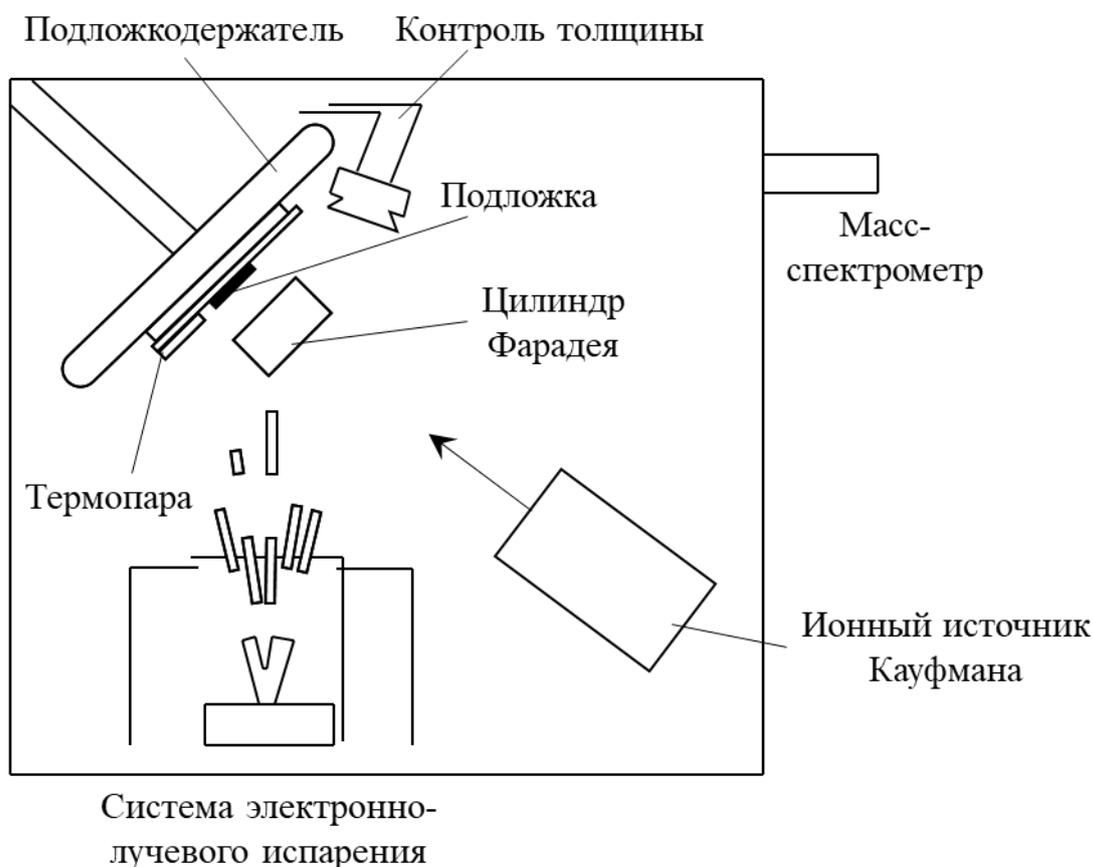


Рисунок 6.5 – Принципиальная схема установки для электронно-лучевого испарения с ионным ассистированием

Результаты использования метода электронно-лучевого испарения с ионным ассистированием для получения тонких пленок *c*-BN толщиной до 0,1 мкм на кремниевой подложке представлены в статье [320]. Процесс осаждения выполнялся при следующих условиях:

- материал мишени – бор;
- бомбардирующие ионы – аргон и азот с равным соотношением потоков;

- ионный источник – Кауфмана;
- энергия ионов – 500 эВ;
- давление в процессе осаждения – 10^{-4} мм рт. ст. (высокий вакуум);
- температура подложки – 670 К;
- скорость осаждения – 0,09 мкм/ч.

В работе [321] приведены результаты осаждения тонких пленок *c*-BN толщиной 0,2–0,3 мкм на кремниевой подложке и пластине из быстрорежущей стали. Процесс проводился при следующих параметрах:

- материал мишени – бор (чистота образца – 99,4 %);
- скорость испарения материала мишени – 0,72 мкм/ч;
- бомбардирующие ионы – аргон и азот (чистота – 99,9 %) с равным соотношением потоков;
- ионный источник – Кауфмана;
- энергия ионов – 200–500 эВ;
- плотность ионного тока – 0,2–0,6 мА/см²;
- давление в процессе осаждения – $7,5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. (высокий вакуум);
- температура подложки – 470–670 К.

Поток ионов аргона и азота был направлен по нормали к подложке, а атомы бора достигали поверхности подложки под углом 45°.

6.1.2. Импульсное лазерное осаждение с ионным ассистированием

Импульсное лазерное осаждение также относится к группе методов физического осаждения из газовой фазы. Эта технология отличается от электронно-лучевого испарения тем, что превращение материала мишени в газообразное состояние осуществляется не электронным лучом, а за счет нагрева в фокусе лазерного луча большой мгновенной мощности. Удаление вещества с поверхности с помощью лазерного импульса называется лазерной абляцией.

Возможность получения на различных подложках, включая кремниевую, пленок *c*-BN методом импульсного лазерного осаждения с ионным ассистированием, используя инфракрасный углекислотный лазер, продемонстрирована в работе [322]:

- мишень – вращающееся с частотой 5–30 об/мин керамическое кольцо с внешним диаметром 3 см из спеченного *h*-BN чистотой 99 %;

- активная среда лазера – CO₂ (излучает в инфракрасном диапазоне на длинах волны 9,6–10,6 мкм);
- режим работы лазера – непрерывный;
- мощность лазера – 200–1000 Вт;
- бомбардирующие ионы – азот (чистота – 99,999 %);
- ионный источник – Кауфмана;
- ускоряющее напряжение для ионов – до 2000 В;
- давление в процессе осаждения – ниже 10⁻⁵ мм рт. ст. (высокий вакуум);
- температура подложки – 770–870 К.

Влияние параметров эксимерного лазера, характеристик бомбардирующих ионов и температуры подложки на свойства осаждаемых на кремниевую подложку пленок нитрида бора с преимущественно гексагональной и кубической структурами обсуждается в работе [323]:

- материал мишени – бор или *h*-BN (чистота образца – 99,9 %);
- активная среда лазера – KrF (излучает в ультрафиолетовом диапазоне на длине волны 248 нм);
- тип лазера – эксимерный;
- бомбардирующие ионы – аргон и азот с равным соотношением потоков;
- энергия ионов – 300–700 эВ;
- давление в процессе осаждения – ниже 3,75·10⁻⁴ мм рт. ст. (высокий вакуум);
- температура подложки – 293–670 К;
- скорость осаждения – 0,18 мкм/ч (в случае использования мишени из бора) и 0,96 мкм/ч (в случае использования мишени из *h*-BN).

6.1.3. Магнетронное распыление

Магнетронное распыление является еще одним методом физического осаждения из газовой фазы, идея которого заключается в кинетическом выбивании (распылении) атомов с поверхности твердого тела при его бомбардировке тяжелыми заряженными или нейтральными частицами. В рабочей камере устройства, предназначенного для магнетронного распыления, предварительно создается высокий вакуум для удаления потенциальных загрязнителей. Далее в камеру поступает газ-распылитель (обычно применяется аргон), который подвергается ионизации. Плазма генерируется путем приложения высокого напряжения между катодом,

который располагается под мишенью, и анодом (или землей). Положительные ионы газа-распылителя притягиваются к мишени и бомбардируют ее поверхность. Выбитые таким образом атомы обладают достаточной кинетической энергией для достижения подложки, которая находится в вакууме. Для эффективного распыления атомная масса газа-распылителя должна быть приблизительно равна атомной массе мишени. Поэтому при распылении легких материалов иногда применяется неон, а тяжелых – криптон или ксенон. Электроны газа-распылителя захватываются магнитным полем и находятся в плазме вблизи мишени, что приводит к более высокой плотности плазмы и не позволяет им повреждать подложку.

Результаты использования магнетронного распыления для получения пленок *c*-BN толщиной 0,1–1 мкм на кремниевой, хлорид-калиевой и кварцевой подложках представлены в статье [324]. Процесс осаждения осуществлялся при перечисленных ниже условиях:

- мишень – круглой формы диаметром 6 см из пиролитического *h*-BN;
- потенциал, подаваемый на мишень – от –350 до –1000 В;
- газ-распылитель – аргон, азот, смесь аргона с азотом;
- давление в процессе осаждения – $2 \cdot 10^{-3}$ или $2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. (средний вакуум);
- температура подложки – 330–800 К;
- потенциал, подаваемый на подложку – от 0 до –200 В;
- расстояние между мишенью и подложкой – 4 см;
- скорость осаждения – 0,18–1,44 мкм/ч.

В работе [325] приведены результаты осаждения пленок *c*-BN на кремниевой подложке. Процесс выполнялся при следующих условиях:

- мишень – круглой формы диаметром 10 см и толщиной 5 мм из бора или *h*-BN чистотой 99,9 %;
- температура мишени – 1070 К (в случае использования мишени из бора);
- газ-распылитель – смесь аргона с азотом (в случае использования мишени из бора концентрация азота составляет 10 %, в случае мишени из *h*-BN – 3 %);
- давление в процессе осаждения – от $1,5 \cdot 10^{-3}$ до $7,5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. (средний вакуум);
- температура подложки – 620 К;
- потенциал, подаваемый на подложку – до –400 В;
- скорость осаждения – 0,1–0,6 мкм/ч.

Разогрев мишени из бора до высокой температуры необходим для достижения ее электрической проводимости. Проводящий характер мишени позволяет использовать источник прямого тока. Альтернативным вариантом мишени из проводящего материала является карбид бора B_4C [325].

6.1.4. Плазменно-химическое осаждение из газовой фазы

Характерная особенность предыдущих методов заключается в том, что кубическая структура формируется путем трансформации растущей гексагональной структуры под действием напряжения сжатия. Как следствие, осажденная пленка состоит из нескольких слоев разных аллотропных модификаций в порядке следования от подложки к поверхности:

- а) аморфная;
- б) турбостратическая;
- в) кубическая;
- г) гексагональная [326; 327].

Для получения пленки, состоящей практически полностью из c -BN, предлагается использовать плазменно-химическое осаждение из газовой фазы, при котором процесс роста происходит на поверхности пленки [327; 328]. Возможность осаждения высококачественной тонкой пленки c -BN толщиной 0,25–0,5 мкм на подложке из кварцевого стекла (SiO_2) с помощью технологии PECVD показана в работе [329]. Процесс проводился при следующих условиях:

- плазма – индуктивно-связанная;
- частота – 13,56 МГц;
- высокочастотная мощность – 400 Вт;
- прекурсоры – диборан B_2H_6 и азот с добавлением аргона;
- давление в процессе осаждения – $3 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. (средний вакуум);
- температура подложки – 960–1080 К;
- потенциал, подаваемый на подложку – от –140 до –170 В;
- скорость осаждения – 0,25–0,5 мкм/ч.

Для синтеза c -BN используются в основном кремниевые или металлические подложки. Оптические свойства пленок, осажденных на подложку диоксида кремния с помощью технологий физического осаждения из газовой фазы, приведены в статьях [324; 330].

Будучи изоморфным графиту, h -BN перспективен для использования в качестве изолирующей подложки для осаждения графена [306; 331]. По этой причине при изготовлении приборных структур СТР-3 и СТР-5 более

привлекательным выглядит формирование слоев *c*-BN методами физического осаждения из газовой фазы. Теоретическая возможность получения графена на подложке *c*-BN показана в работе [332].

6.2. Электрические характеристики по постоянному току транзисторов с высокой подвижностью электронов с теплоотводящим элементом на основе нитрида бора

Ниже приведены результаты сравнительного анализа электрических характеристик по постоянному току приборных структур СТР-4 и СТР-5 и базовой конструкции, выполненного для определения эффективности работы ТОО на основе кубического нитрида бора.

Входные характеристики приборных структур СТР-1, СТР-4 и СТР-5 на сапфировой подложке, включающие сток-затворные характеристики и зависимости передаточной проводимости от напряжения затвор-исток, представлены на рисунках 6.6 и 6.7 соответственно. Напряжение сток-исток составляет 0,1 В. Для большей ясности показана лишь та часть зависимости передаточной проводимости, которая содержит точку экстремума.

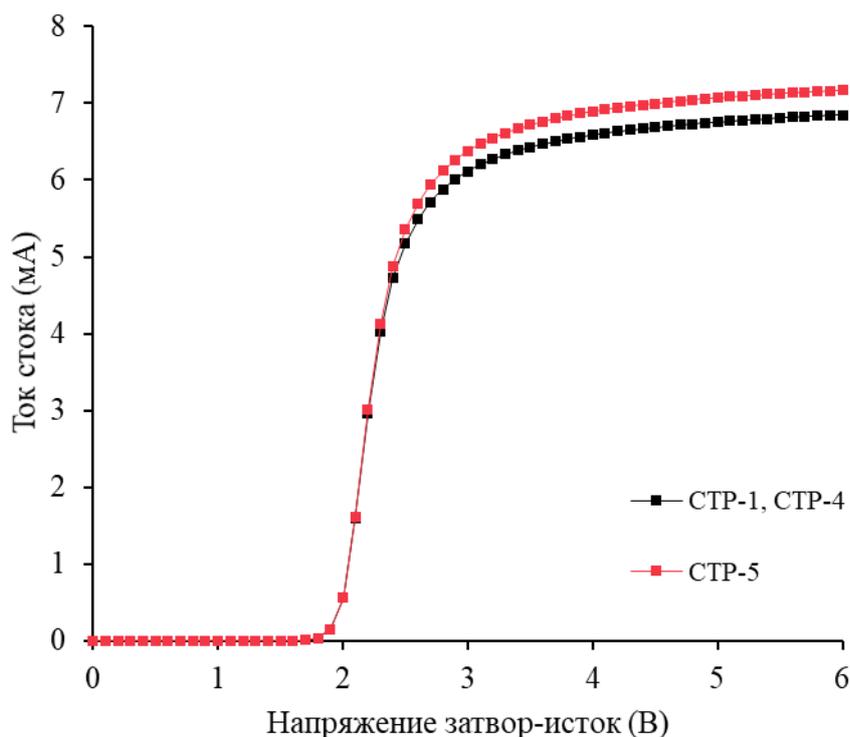


Рисунок 6.6 – Зависимости тока стока от напряжения затвор-исток для приборных структур СТР-1, СТР-4 и СТР-5 на сапфировой подложке

Результаты расчетов показывают, что при малом уровне мощности входные характеристики базовой конструкции и приборной структуры СТР-4 практически совпадают. Кроме того, установлено, что аналогично структурам СТР-2 и СТР-3 приборная структура СТР-5 обладает входными характеристиками, улучшенными по сравнению с характеристиками базовой конструкции. Так, значения тока стока при напряжении затвор-исток 6 В и максимальной передаточной проводимости увеличиваются на 4,7 % (с 6,85 до 7,17 мА) и 2,7 % (с 13,88 до 14,26 мСм). Эти результаты подтверждают сделанное ранее заключение, что наблюдаемое улучшение входных характеристик связано с электропроводностью графена и малым расстоянием между ТОО на его основе и затвором.

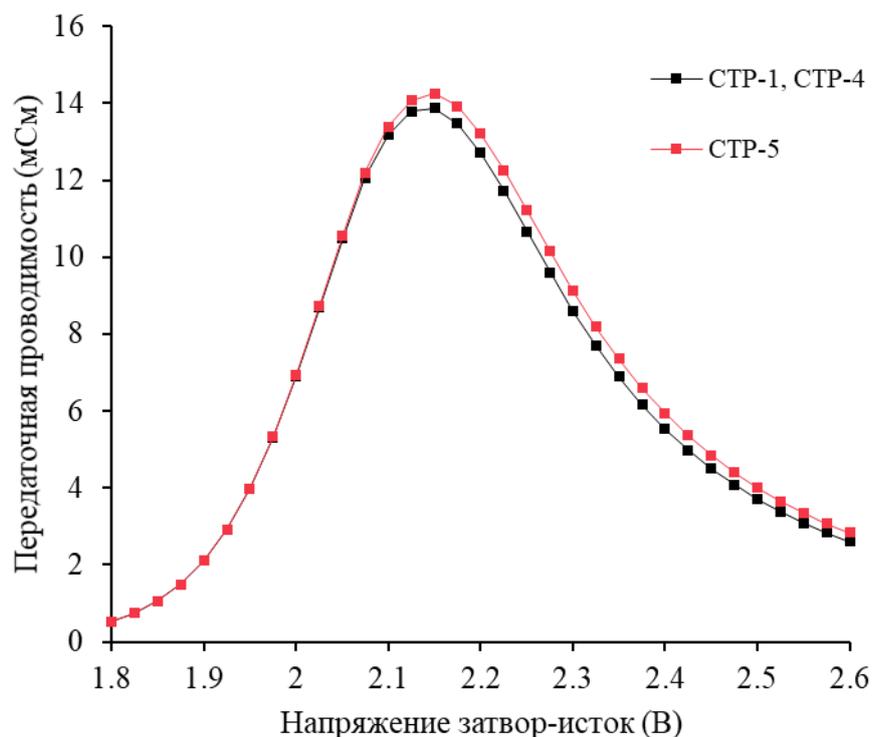


Рисунок 6.7 – Зависимости передаточной проводимости от напряжения затвор-исток для приборных структур СТР-1, СТР-4 и СТР-5 на сапфировой подложке

Эффективность отведения избыточного тепла из активной области ТВПЭ с помощью ТОО на основе *c*-BN, определенная по итогам выполнения серии расчетов при большом уровне мощности, обсуждается в работе [333]. Двумерные распределения температуры в приборных структурах СТР-1, СТР-4 и СТР-5 на карбид-кремниевой подложке при напряжении затвор-исток 6 В и напряжении сток-исток 30 В показаны на рисунках 6.8–6.10.

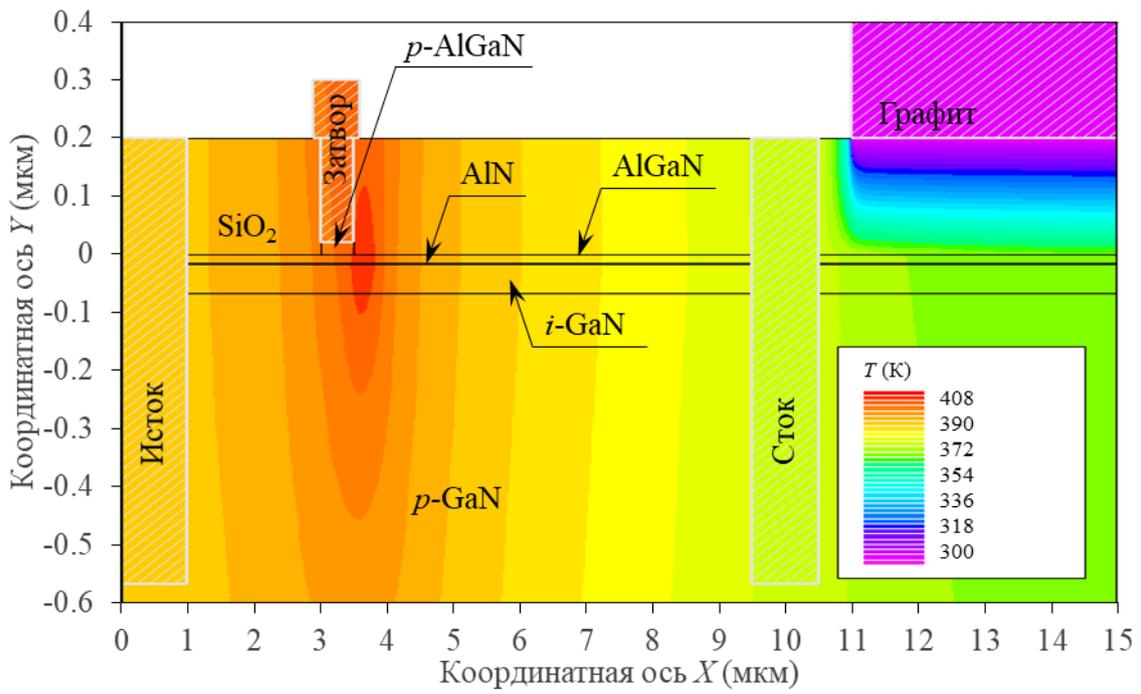


Рисунок 6.8 – Распределение температуры в приборной структуре СТР-1 на карбид-кремниевой подложке при выходной мощности 5,83 Вт

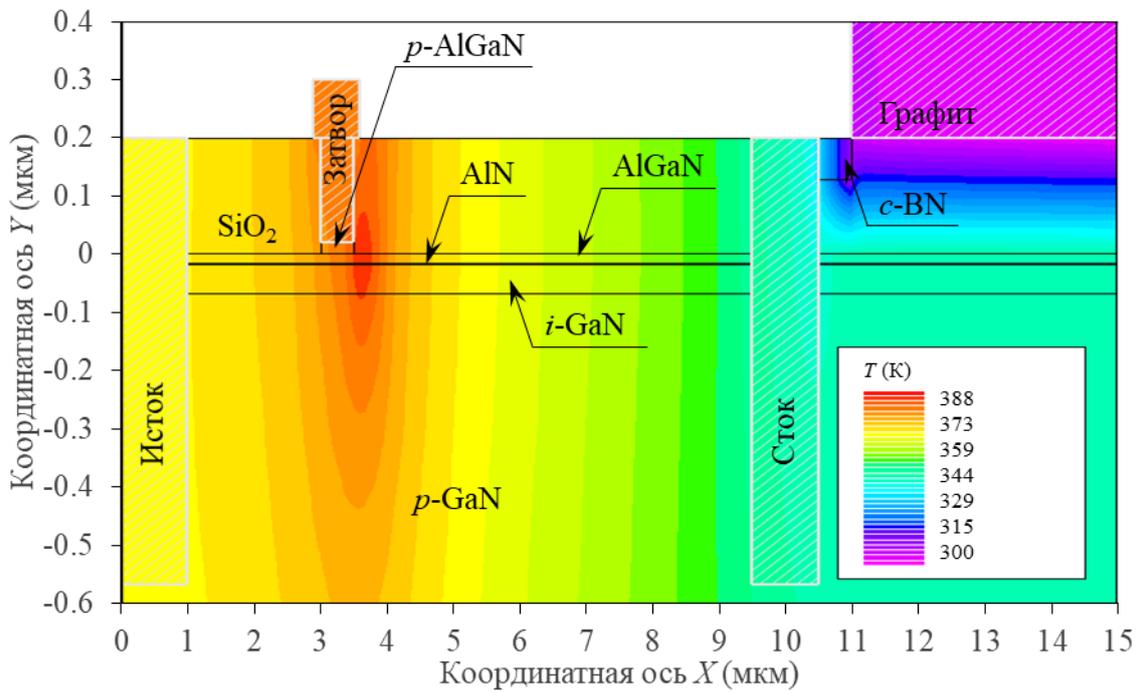


Рисунок 6.9 – Распределение температуры в приборной структуре СТР-4 на карбид-кремниевой подложке при выходной мощности 6,79 Вт

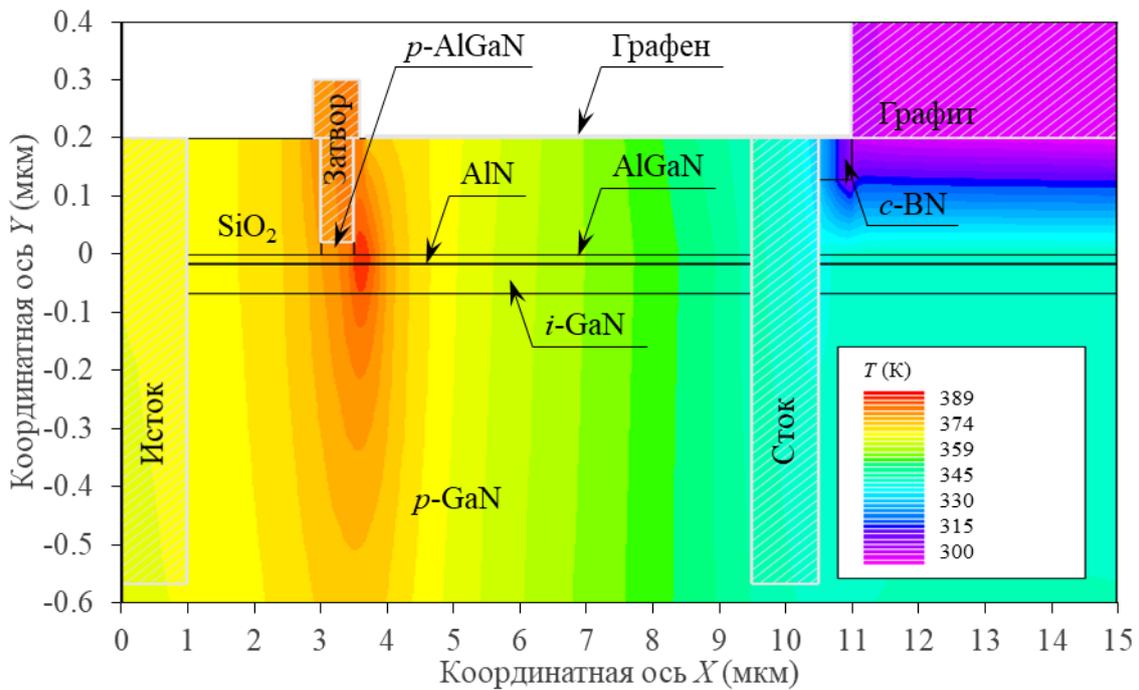


Рисунок 6.10 – Распределение температуры в приборной структуре СТР-5 на карбид-кремниевой подложке при выходной мощности 6,84 Вт

Как видно из рисунков 6.8–6.10, в результате создания дополнительного пути для отведения тепла из активной области температура уменьшается на всем протяжении канала транзистора. Так, у приборных структур СТР-4 и СТР-5 на сапфировой подложке температура в точке, расположенной у истока, достигает соответственно значений 419,2 и 417,3 К, что на 52,8 и 54,7 К меньше, чем приборной структуры СТР-1 (472,0 К). Согласно результатам дополнительных расчетов, у приборных структур на кремниевой подложке температура в этой же точке составляет 392,0 и 391,0 К, что на 38,6 и 39,6 К ниже, чем у базовой конструкции (430,6 К). Для приборных структур на карбид-кремниевой подложке соответствующие значения температуры равны 368,4 и 367,5 К, что на 21,8 и 22,7 К меньше, чем для базовой конструкции (390,2 К).

Семейства выходных характеристик приборных структур СТР-1 и СТР-4 на сапфировой подложке, включающие сток-стоковые характеристики и зависимости максимальной температуры, достигаемой внутри всей структуры, от напряжения сток-исток, представлены на рисунках 6.11 и 6.12 соответственно. Напряжение затвор-исток варьируется от 3 до 6 В. Аналогичные характеристики для приборной структуры СТР-5 на сапфировой подложке приведены на рисунках 6.13 и 6.14, где они также сопоставляются с результатами, полученными для базовой конструкции.

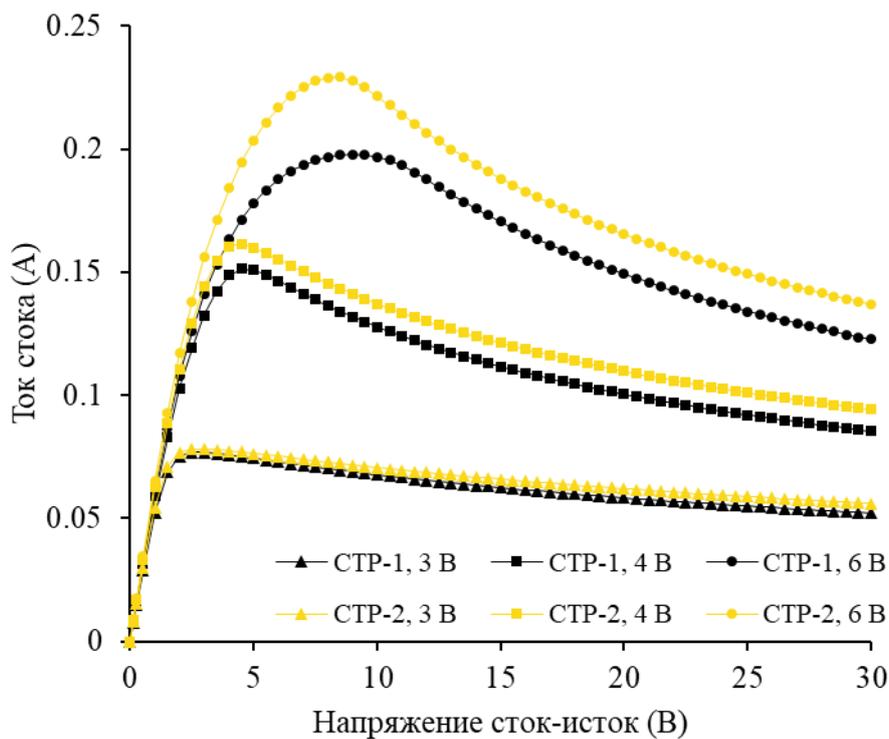


Рисунок 6.11 – Зависимости тока стока от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1 и СТР-4 на сапфировой подложке при различных напряжениях затвор-исток

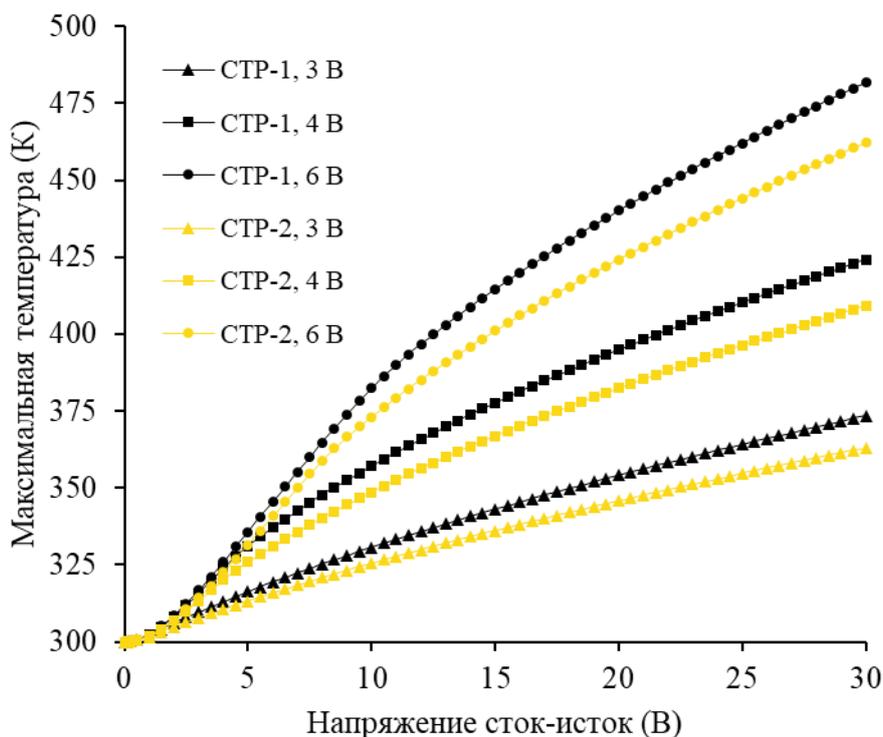


Рисунок 6.12 – Зависимости максимальной температуры от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1 и СТР-4 на сапфировой подложке при различных напряжениях затвор-исток

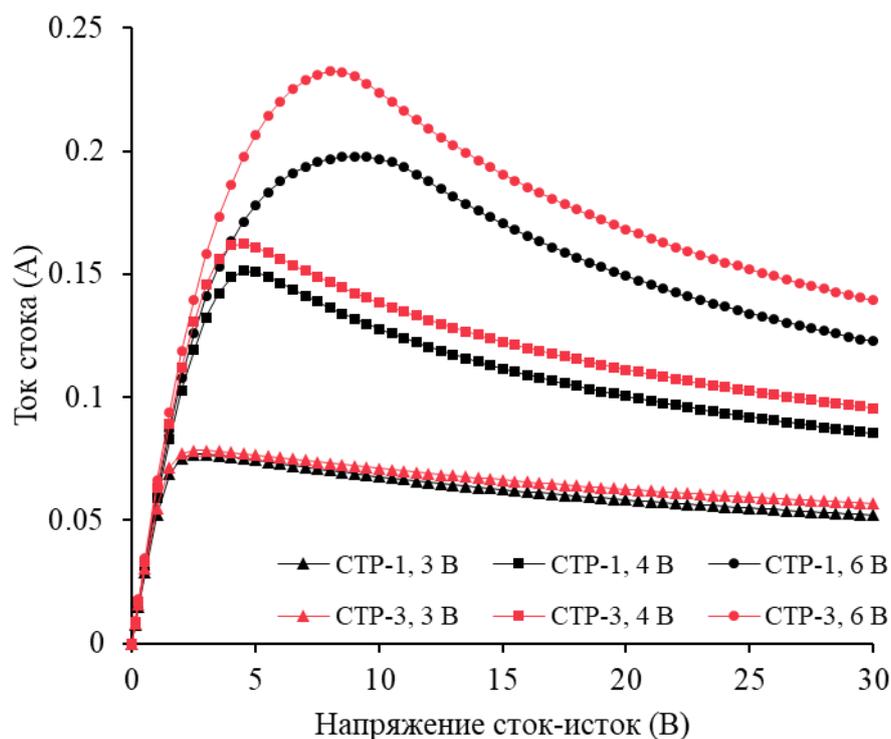


Рисунок 6.13 – Зависимости тока стока от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1 и СТР-5 на сапфировой подложке при различных напряжениях затвор-исток

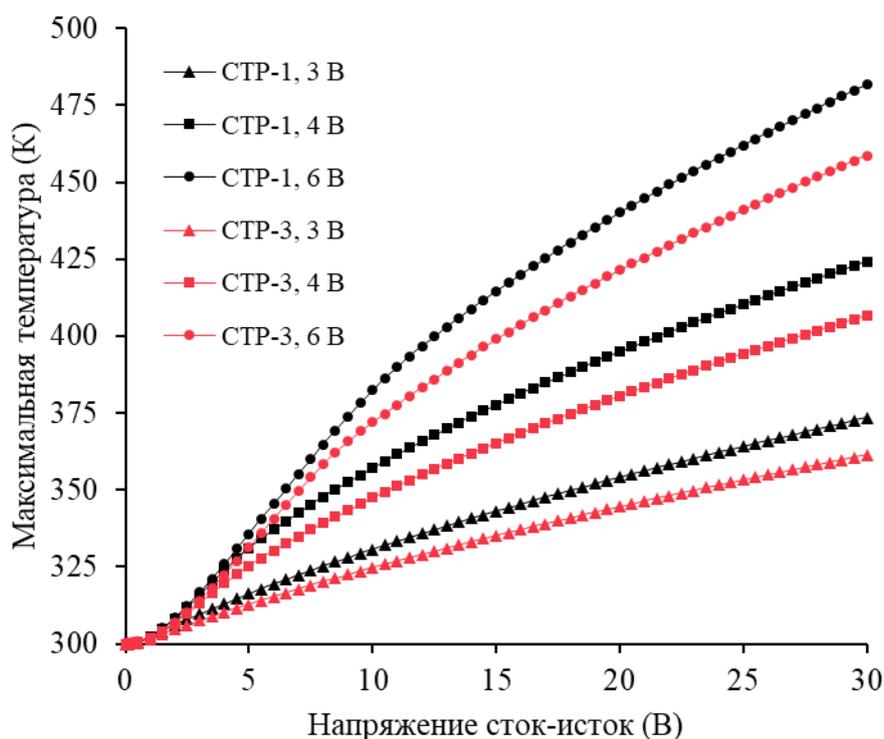


Рисунок 6.14 – Зависимости максимальной температуры от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1 и СТР-5 на сапфировой подложке при различных напряжениях затвор-исток

Согласно результатам моделирования, ток стока приборных структур СТР-4 и СТР-5 на сапфировой подложке при напряжении затвор-исток 6 В и напряжении сток-исток 30 В повышается по отношению к соответствующей величине для базовой конструкции на 32,5 % (с 0,123 до 0,163 А) и 34,2 % (до 0,165 А). При этом максимальная температура снижается на 51,1 К (с 481,8 до 430,7 К) и 51,5 К (до 430,3 К).

Выходные характеристики приборных структур СТР-1 и СТР-4 на карбид-кремниевой подложке, которые включают сток-стоковые характеристики и зависимости максимальной температуры, достигаемой внутри всей структуры, от напряжения сток-исток, представлены на рисунках 6.15 и 6.16 соответственно. Напряжение затвор-исток варьируется от 3 до 6 В. Аналогичные зависимости для приборной структуры СТР-5 на карбид-кремниевой подложке приведены на рисунках 6.17 и 6.18, где они также сопоставляются с данными, полученными для базовой конструкции.

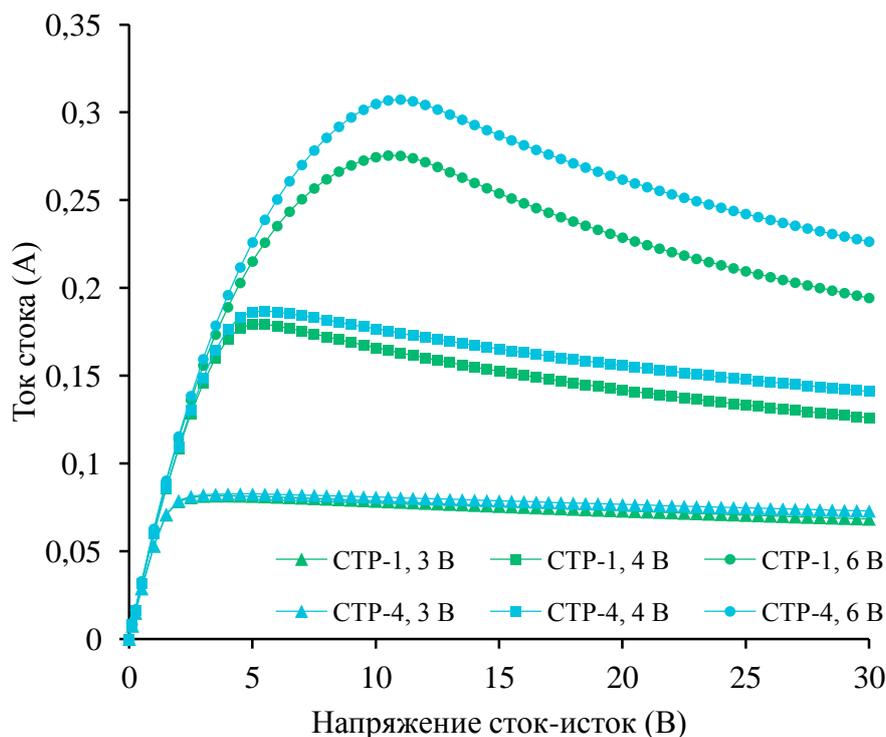


Рисунок 6.15 – Зависимости тока стока от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1 и СТР-4 на карбид-кремниевой подложке при различных напряжениях затвор-исток

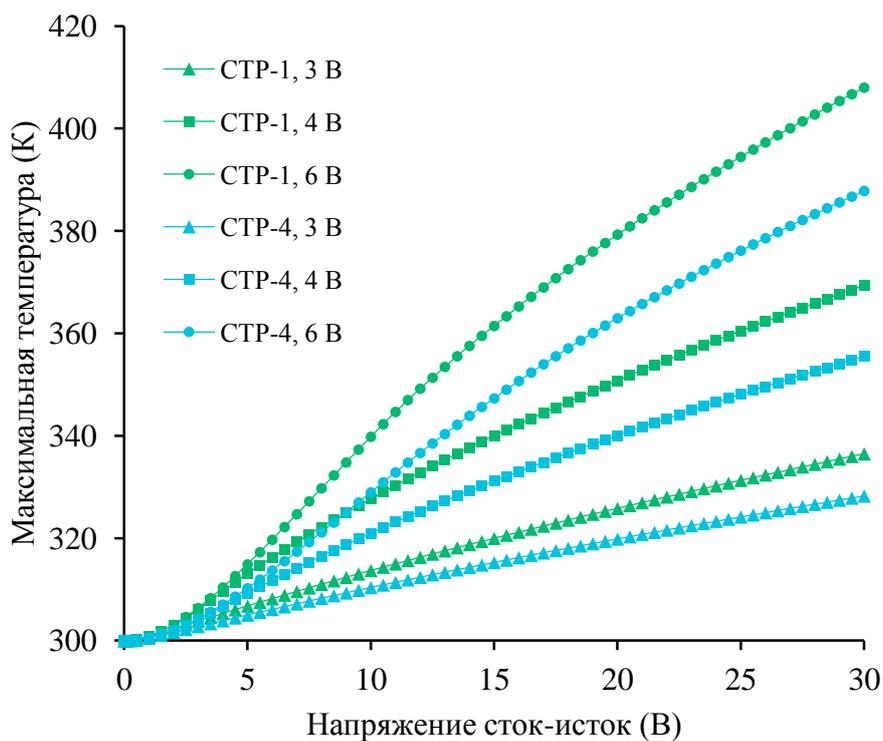


Рисунок 6.16 – Зависимости максимальной температуры от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1 и СТР-4 на карбид-кремниевой подложке при различных напряжениях затвор-исток

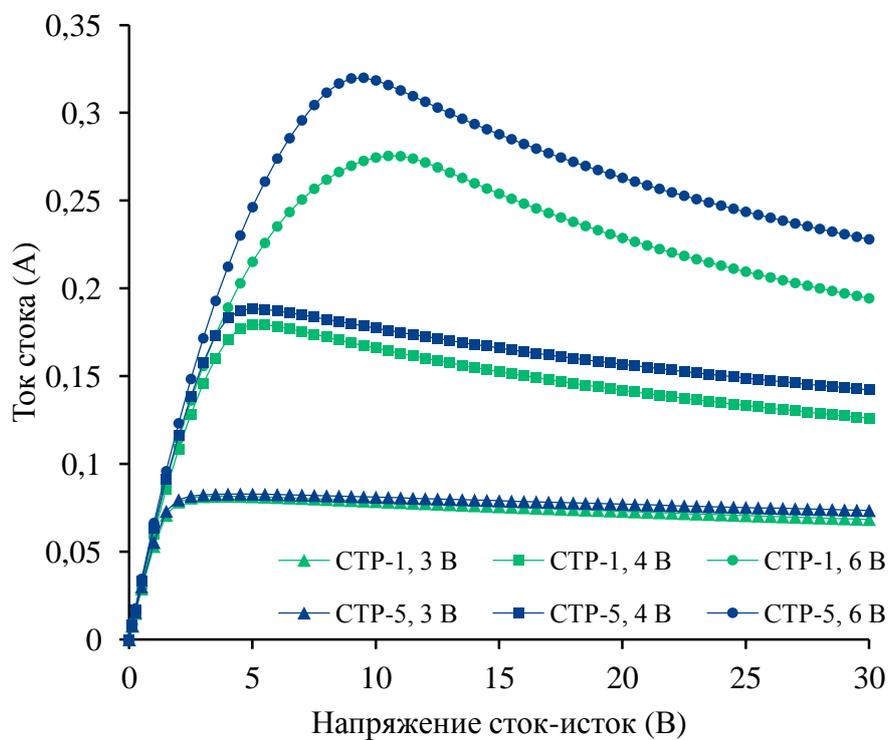


Рисунок 6.17 – Зависимости тока стока от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1 и СТР-5 на карбид-кремниевой подложке при различных напряжениях затвор-исток

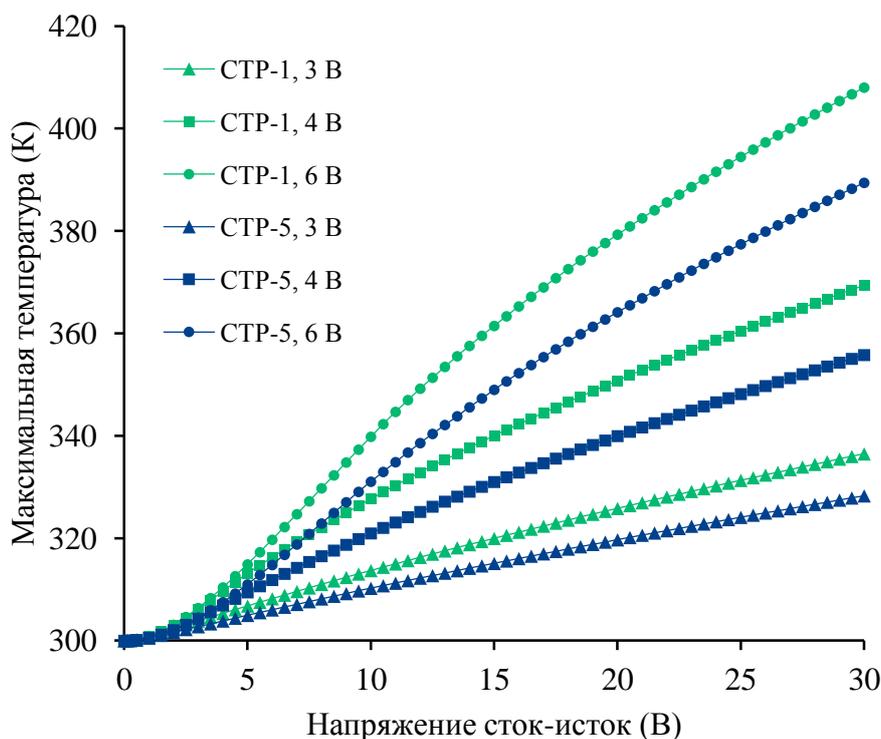


Рисунок 6.18 – Зависимости максимальной температуры от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1 и СТР-5 на карбид-кремниевой подложке при различных напряжениях затвор-исток

Установлено, что ток стока приборных структур СТР-4 и СТР-5 на карбид-кремниевой подложке при напряжении затвор-исток 6 В и напряжении сток-исток 30 В увеличивается относительно соответствующей величины для приборной структуры СТР-1 на 16,5 % (с 0,194 до 0,226 А) и 17,5 % (до 0,228 А). Максимальная температура при этом уменьшается на 20,2 К (с 408,0 до 387,8 К) и 18,6 К (до 389,4 К).

Дополнительные расчеты, проведенные для сформированных на кремниевой подложке транзисторов, показывают, что в случае приборных структур СТР-4 и СТР-5 достигается увеличение тока стока на 26,8% (с 0,153 до 0,194 А) и 28,1 % (до 0,196 А), а также уменьшение максимальной температуры на 37,3 К (с 444,0 до 406,7 К) и 35,7 К (до 408,3 К).

Как и в случае с ТОО на основе графена, для эффективности работы ТОО на основе *c*-BN свойственна сильная зависимость от напряжения сток-исток, что продемонстрировано на рисунке 6.19. Приведенные графики относятся к приборным структурам СТР-4 и СТР-5 на сапфировой и карбид-кремниевой подложках. Напряжение затвор-исток равно 6 В.

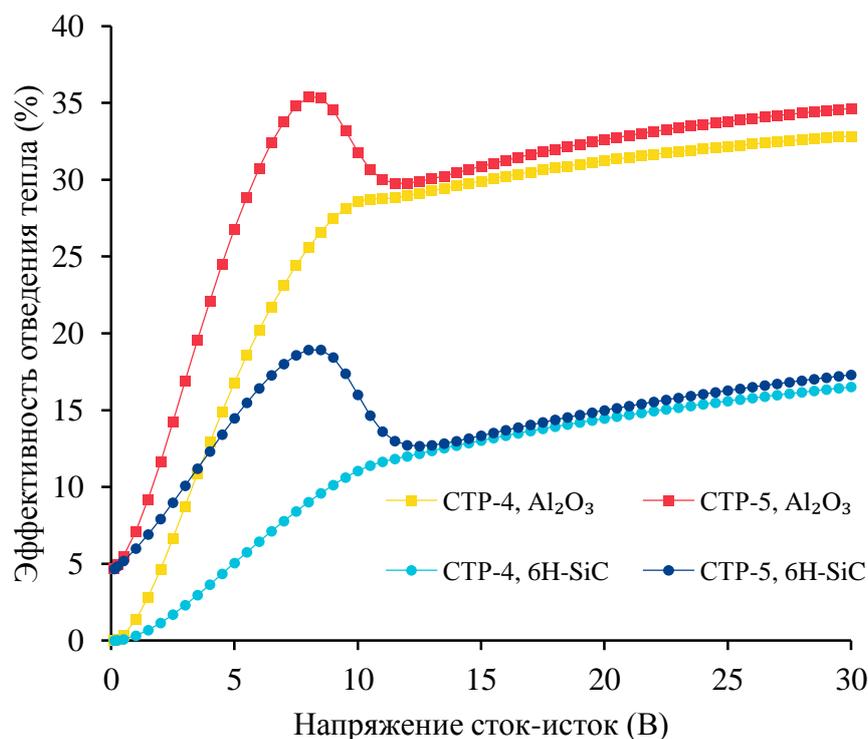


Рисунок 6.19 – Зависимости эффективности работы ТОЭ на основе *c*-BN (и графена) от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-4 и СТР-5

Из рисунка 6.19 видно, что для структуры СТР-4, в которой используется только ТОЭ на основе *c*-BN, зависимость эффективности отведения тепла из активной области от напряжения сток-исток описывается монотонно возрастающей функцией. Кривая эффективности начинается с нулевого значения и по мере повышения напряжения сток-исток постепенно возрастает как минимум до точки $V_{DS} = 30$ В. При этом напряжении эффективность достигает значений 32,8 % и 16,5 % для транзисторов на сапфировой и карбид-кремниевой подложках соответственно. Для структуры СТР-5, где используются оба варианта ТОЭ, зависимость эффективности отведения тепла имеет форму, идентичную той, которая была получена для структур СТР-2 и СТР-3. Кривая эффективности начинается с некоторого ненулевого значения при малом напряжении сток-исток (4,7 % при $V_{DS} = 0,125$ В для транзистора на сапфировой подложке), резко возрастает и, достигнув локального максимума (35,5 % при $V_{DS} = 8,25$ В), также резко убывает. После прохождения локального минимума (29,7 % при $V_{DS} = 11,75$ В) эффективность плавно увеличивается по крайней мере до точки $V_{DS} = 30$ В (34,6 %). Для транзистора на карбид-кремниевой подложке максимальная величина, достигаемая при $V_{DS} = 8,25$ В, равна 19,0 %. При $V_{DS} = 30$ В эффективность составляет 17,3 %.

На рисунке 6.20 представлены зависимости максимальной температуры от плотности выходной мощности для приборных структур СТР-1, СТР-2 и СТР-4 на сапфировой подложке, которые сопоставляются с результатами, изложенными в публикациях [200; 201].

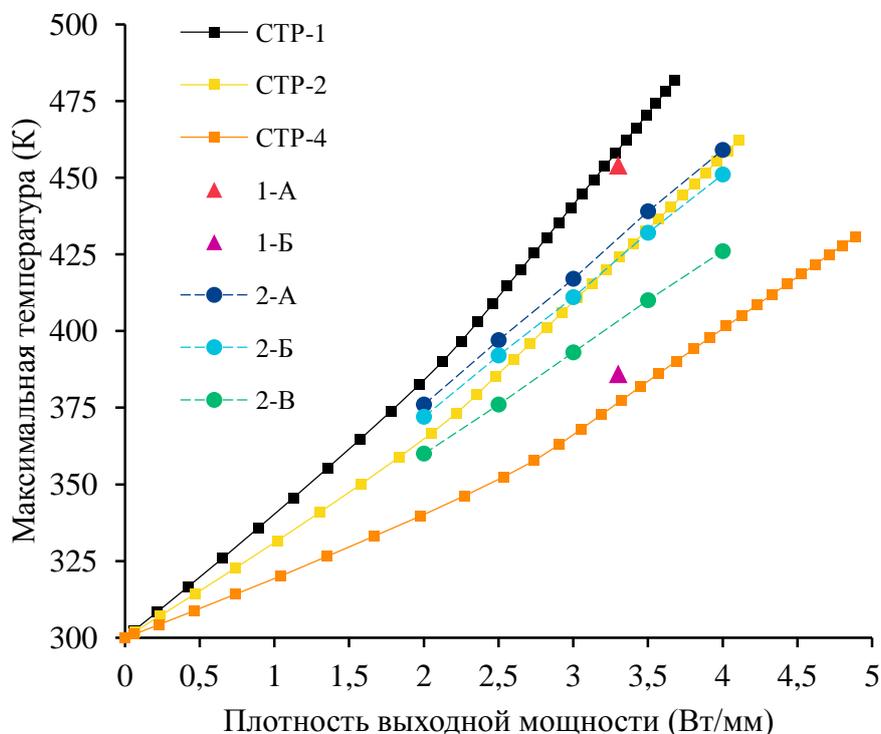


Рисунок 6.20 – Зависимости максимальной температуры от плотности выходной мощности ТВПЭ с различными системами теплоотвода

В первой работе для отведения тепла из активной области AlGaIn/GaN-ТВПЭ использовался ТОЭ на основе малослойного графена, осажденный на стоке и конструктивно соединенный с графитовым ТПЭ, расположенным за стоком (рис. 6.21, а). Максимальная температура, достигаемая в структуре прибора на сапфировой подложке при мощности 3,3 Вт/мм, равнялась 454 и 386 К в отсутствие (точка 1-А на графике) и при наличии (точка 1-Б) ТОЭ соответственно. Во второй работе для уменьшения влияния эффекта саморазогрева в AlGaIn/GaN-ТВПЭ применялась осажденная на всю верхнюю поверхность прибора пленка, состоящая из нескольких слоев гексагонального нитрида бора (рис. 6.21, б, в). График 2-А соответствует зависимости, полученной для транзистора на сапфировой подложке без системы теплоотвода. Авторами рассматривались варианты, при которых ТПЭ на основе *h*-BN располагается как за стоком (график 2-Б), так и дополнительно над активной областью (график 2-В). Максимальная температура при мощности 3 Вт/мм в первом случае снижалась лишь на 6 К (с 417 до 411 К), во втором – на 24 К (до 393 К). Для приборной структуры

СТР-2, имеющей наибольшие сходства с первым вариантом, максимальная температура уменьшается на 31,6 К (с 441,1 до 409,5 К). Даже учитывая тот факт, что на эффективность работы ТОО оказывает влияние множество факторов, можно утверждать, что главной причиной несовпадения результатов является относительно низкая теплопроводность *h*-BN (использовалось значение 4 Вт/(см·К)).

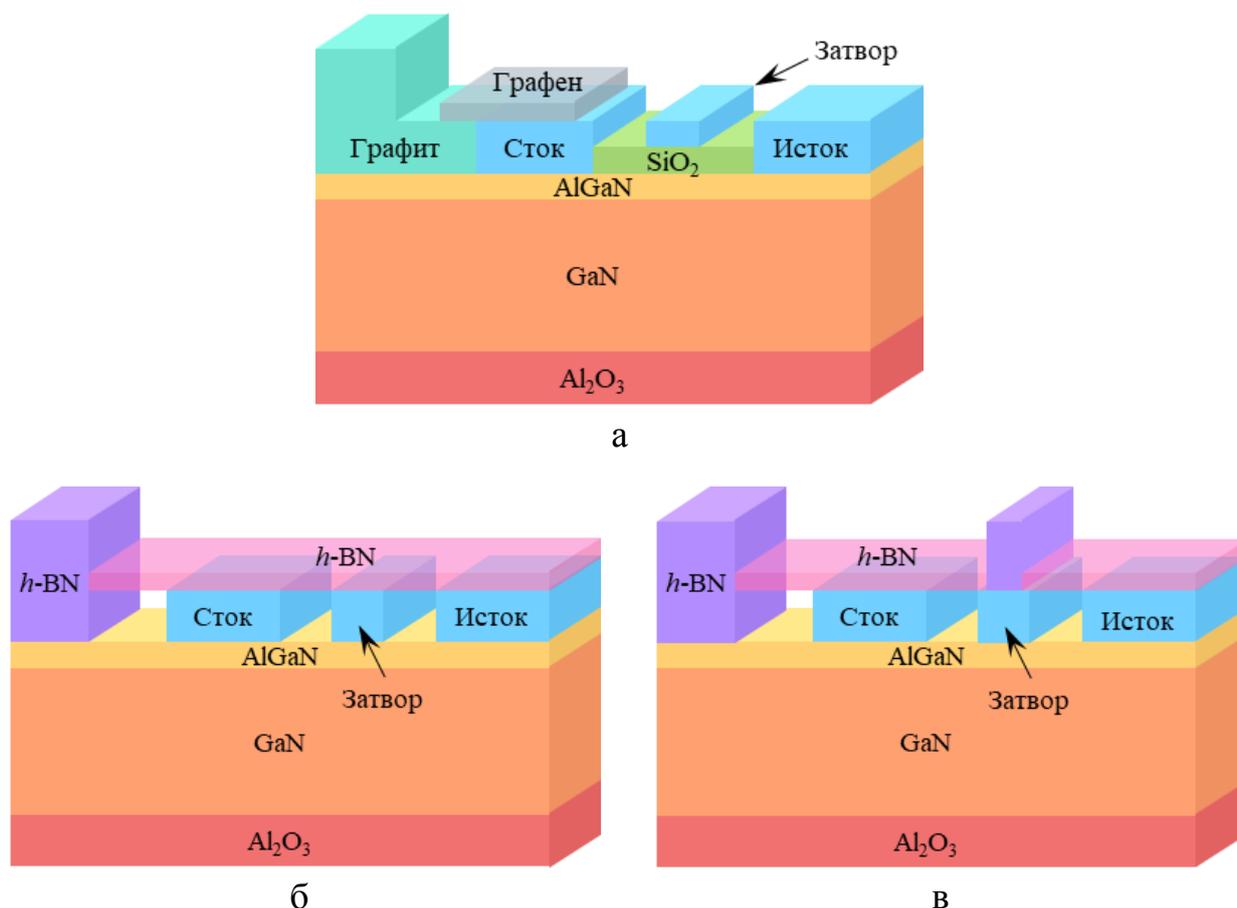


Рисунок 6.21 – Конструкции AlGaIn/GaN-ТВПЭ с ТОО на основе материалов с высокой теплопроводностью: а – приборная структура с ТОО на основе малослойного графена; б – приборная структура с ТОО на основе *h*-BN и одним ТПЭ за стоком; в – приборная структура с ТОО на основе *h*-BN и двумя ТПЭ за стоком и над активной областью

Сток-стоковые характеристики приборных структур СТР-1, СТР-4 и СТР-5 на сапфировой подложке при напряжении затвор-исток 2 В, рассчитанные для определения величины напряжения электрического пробоя, представлены на рисунке 6.22.

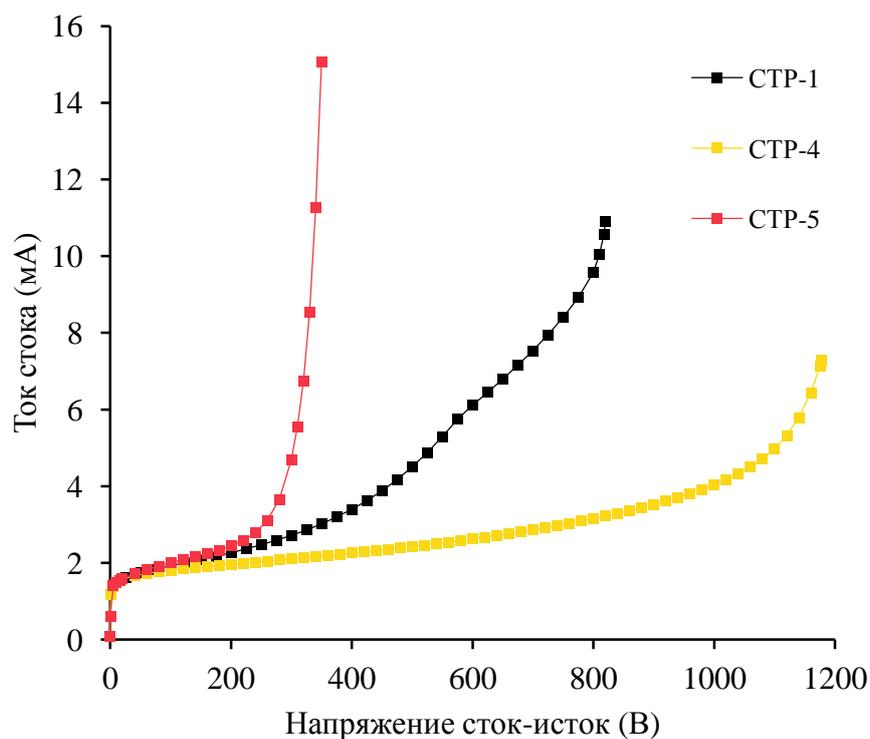


Рисунок 6.22 – Зависимости тока стока от напряжения сток-исток для приборных структур СТР-1, СТР-4 и СТР-5 на сапфировой подложке при предпороговом напряжении затвор-исток

Установлено, что при внедрении ТОЭ на основе *c*-BN напряжение пробоя повышается до значения 1093 В, что на 316 В больше соответствующей величины 777 В для базовой конструкции. Однако напряжение пробоя приборной структуры СТР-5, в которой дополнительно присутствует ТОЭ на основе графена, составляет всего 322 В. Такое низкое значение согласуется с результатами, полученными для приборных структур СТР-2 (304 В) и СТР-3 (280 В).

6.3. Частотные характеристики в режиме малого сигнала транзисторов с высокой подвижностью электронов с теплоотводящим элементом на основе нитрида бора

Частотные характеристики приборных структур СТР-1, СТР-4 и СТР-5 на сапфировой подложке в режиме малого сигнала, включающие зависимости коэффициента усиления по току и коэффициента однонаправленного усиления по мощности от частоты поданного на вход транзистора сигнала малой амплитуды, представлены на рисунках 6.23 и 6.24 соответственно.

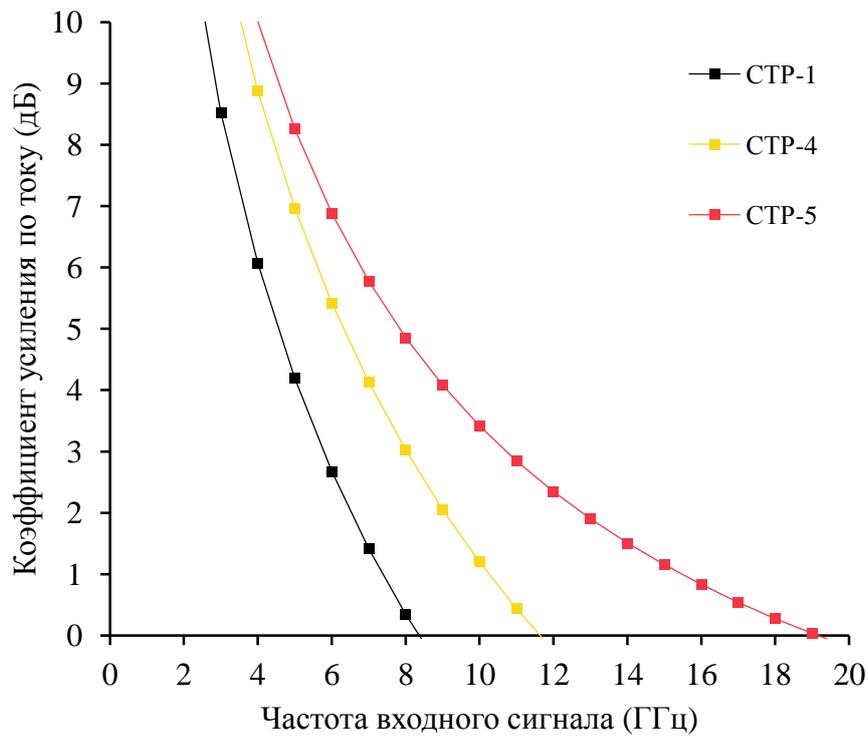


Рисунок 6.23 – Частотная зависимость коэффициента усиления по току для приборных структур СТР-1, СТР-4 и СТР-5 на сапфировой подложке

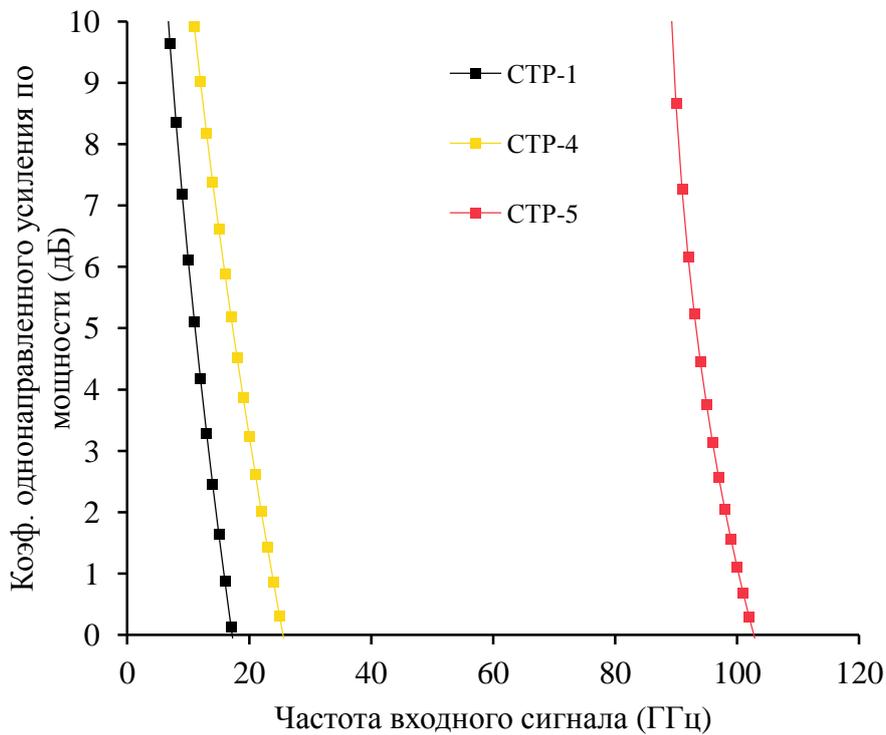


Рисунок 6.24 – Частотная зависимость коэффициента однонаправленного усиления по мощности для приборных структур СТР-1, СТР-4 и СТР-5 на сапфировой подложке

Результаты анализа по переменному току, который проведен при напряжении затвор-исток 6 В и напряжении сток-исток 30 В, показывают, что для приборной структуры СТР-4 (СТР-5) на сапфировой подложке граничная частота коэффициента усиления по току повышается по отношению к соответствующей величине 8,4 ГГц для базовой конструкции в 1,4 раза (в 2,3 раза) до 11,6 ГГц (19,2 ГГц). В дополнение к граничной частоте ТОО на основе *c*-BN оказывает влияние и на максимальную частоту генерации. Для приборной структуры СТР-4 (СТР-5) на сапфировой подложке максимальная частота генерации увеличивается относительно величины 17,2 ГГц для базовой конструкции в 1,5 раза (в 6,0 раз) до 25,6 ГГц (102,7 ГГц).

Частотные характеристики приборных структур СТР-1, СТР-4 и СТР-5 на карбид-кремниевой подложке в режиме малого сигнала, включающие зависимости от частоты входного сигнала коэффициента усиления по току и коэффициента однонаправленного усиления по мощности, приведены на рисунках 6.25 и 6.26 соответственно.

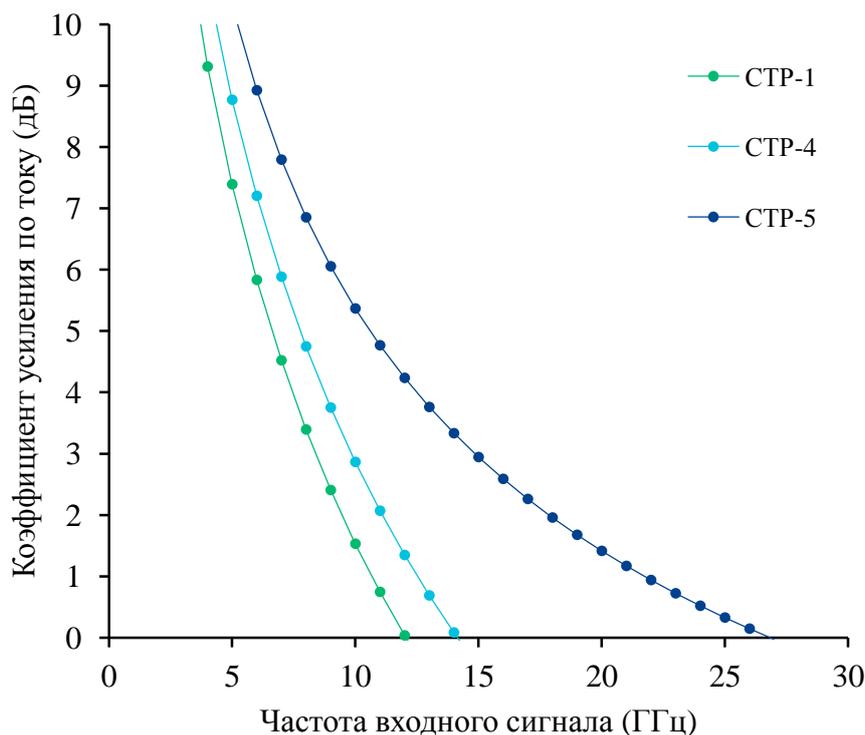


Рисунок 6.25 – Частотная зависимость коэффициента усиления по току для приборных структур СТР-1, СТР-4 и СТР-5 на карбид-кремниевой подложке

В случае приборной структуры СТР-4 (СТР-5) на карбид-кремниевой подложке граничная частота повышается по отношению к величине 12,1 ГГц для структуры СТР-1 в 1,2 раза (в 2,2 раза) до 14,2 ГГц (26,9 ГГц). В то же

время максимальная частота генерации увеличивается относительно величины 26,9 ГГц для структуры СТР-1 в 1,2 раза (в 4,9 раза) до 32,9 ГГц (131,3 ГГц).

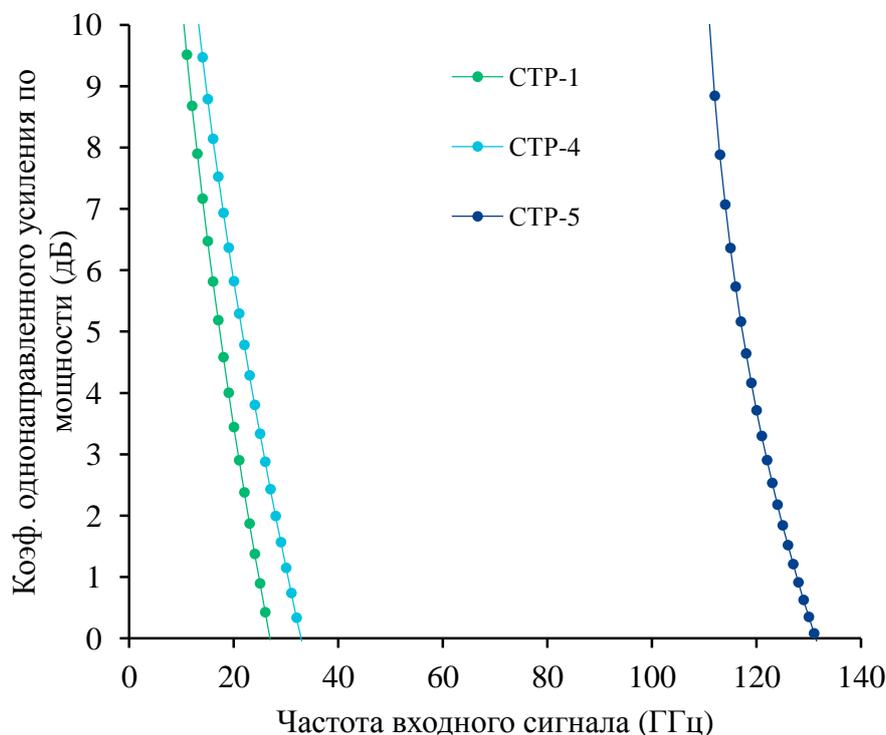


Рисунок 6.26 – Частотная зависимость коэффициента однонаправленного усиления по мощности для приборных структур СТР-1, СТР-4 и СТР-5 на карбид-кремниевой подложке

Согласно результатам дополнительных расчетов, в случае приборной структуры СТР-4 (СТР-5) на кремниевой подложке граничная частота увеличивается относительно значения 8,9 ГГц для базовой конструкции в 1,2 раза (в 2,7 раза) до 11,0 ГГц (24,1 ГГц). Максимальная частота генерации повышается по отношению к значению 19,2 ГГц для базовой конструкции в 1,3 раза (в 5,8 раза) до 25,3 ГГц (111,0 ГГц).

6.4. Временные характеристики транзисторов с высокой подвижностью электронов с теплоотводящим элементом на основе нитрида бора

Временные зависимости тока стока и максимальной температуры приборных структур СТР-1, СТР-4 и СТР-5 на сапфировой подложке при подаче одиночного прямоугольного импульса на затвор представлены на рисунке 6.27. Минимальный уровень импульса равен 0 В, максимальный – 6 В. Ширина импульса составляет 0,1 мс. Напряжение сток-исток равно 30 В.

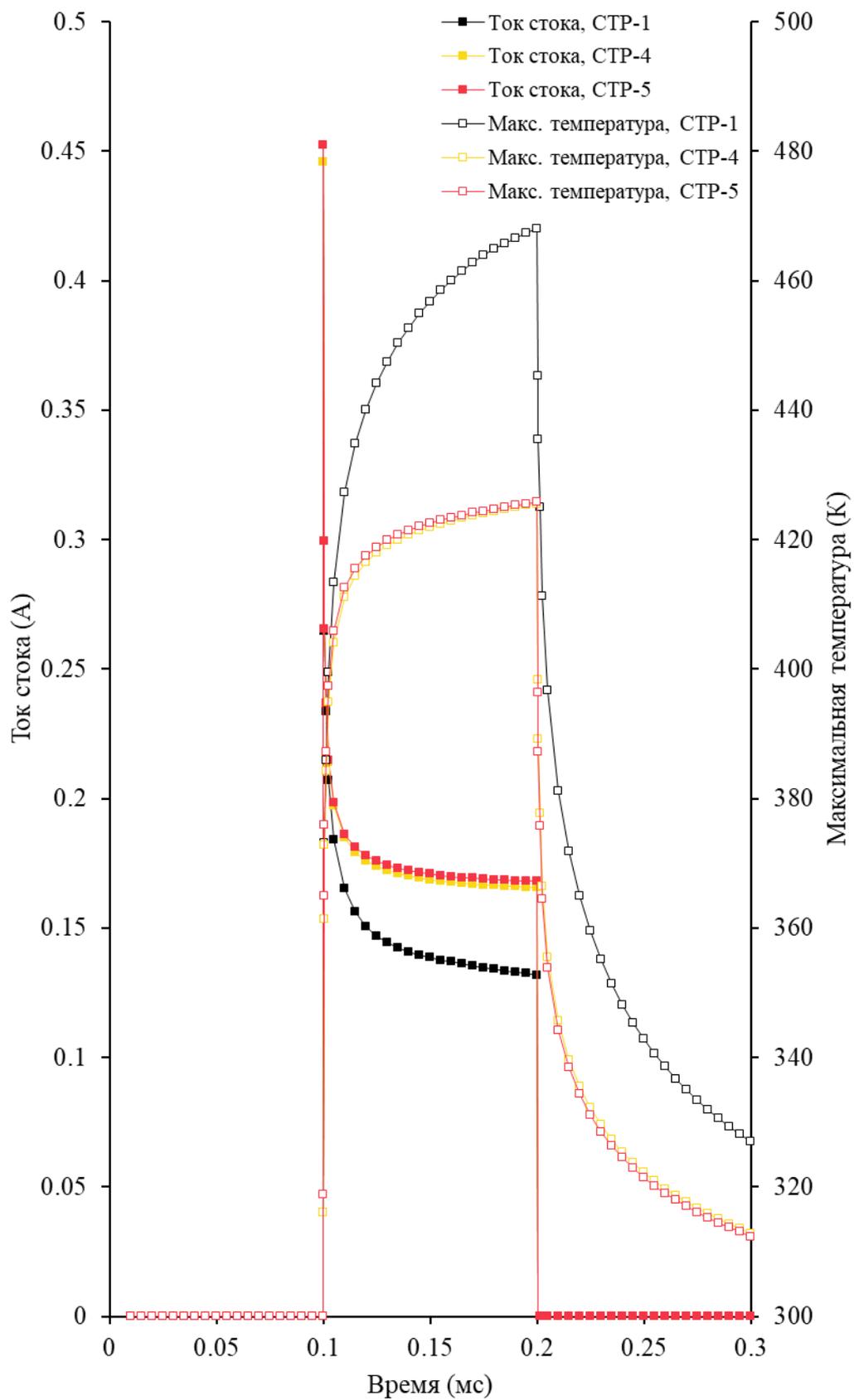


Рисунок 6.27 – Временные зависимости тока стока и максимальной температуры при подаче одиночного импульса на затвор для приборных структур СТР-1, СТР-4 и СТР-5 на сапфировой подложке

Как видно из рис. 6.27, приборные структуры, в которых используется ТОЭ на основе *c*-BN, в меньшей степени по сравнению со структурой СТР-1 подвержены эффекту саморазогрева, заключающемуся в постепенном возрастании температуры в рабочей области транзистора и деградации выходных характеристик вследствие ухудшения подвижности электронов. В случае структуры СТР-4 (СТР-5) ток стока за промежуток времени 1 мс уменьшается до уровня 0,166 А (0,168 А), что составляет 37,2 % (37,2 %) от предельной (при полном отсутствии омического нагрева) величины 0,446 А (0,452 А). Максимальная температура при этом повышается до 425,5 К (425,8 К). Таким образом, относительно величины для базовой конструкции (0,132 А) ток стока структуры СТР-4 (СТР-5) больше на 25,8 % (27,3 %). Снижение же максимальной температуры с 468,0 К составляет 42,5 К (42,2 К).

Результаты расчетов, выполненных с целью определения промежутков времени, необходимых для охлаждения транзисторов СТР-4 и СТР-5 после подачи одиночного импульса на затвор, приведены в таблице 6.4.

Таблица 6.4 – Время охлаждения приборных структур СТР-1, СТР-4 и СТР-5

Параметр	Материал подложки	Приборная структура		
		СТР-1	СТР-4	СТР-5
Δt_{cool} (мс)	Al ₂ O ₃	0,779	0,566	0,558
	Si	0,184	0,115	0,112
	6H-SiC	0,127	0,085	0,082

Из указанных в таблице данных следует, что структура СТР-4 (СТР-5) на сапфировой подложке охлаждается на 27,3 % (28,4 %) быстрее, чем структура СТР-1. Если применяется кремниевая подложка, время охлаждения сокращается на 37,5 % (39,1 %). Если же используется карбид-кремниевая подложка, время охлаждения уменьшается на 33,1 % (35,4 %).

Исследование коллапса тока в приборных структурах СТР-4 и СТР-5 также проведено путем синхронной подачи на затвор и сток прямоугольных импульсов, показанных на рисунке 5.32. Соответствующие зависимости тока стока от времени для транзисторов на сапфировой подложке представлены на рисунке 6.28.

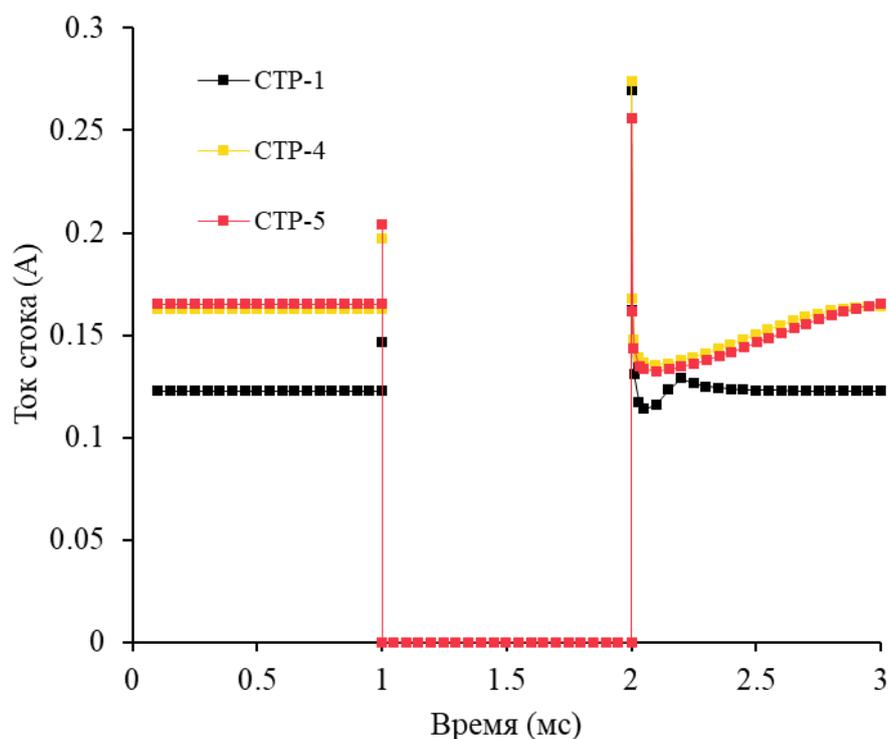


Рисунок 6.28 – Коллапс и восстановление тока стока приборных структур СТР-1, СТР-4 и СТР-5 на сапфировой подложке

Как видно на временной диаграмме, внедрение ТОЭ на основе *c*-BN, аналогично ситуации с ТОЭ на основе графена, приводит не только к увеличению исходного тока стока, но и к усугублению коллапса тока, так как возрастает количество электронов, принимающих участие в заряде и разряде глубоких ловушек в буферном слое. Для приборных структур СТР-4 и СТР-5 ток стока уменьшается на 16,6 % (с 0,163 до 0,136 А) и 19,4 % (с 0,165 до 0,133 А) соответственно. Восстановление тока стока к исходным величинам занимает 0,836 и 0,981 мс.

Серия аналогичных расчетов проведена также для транзисторов на кремниевой и карбид-кремниевой подложках (табл. 6.5).

Таблица 6.5 – Время, требуемое для восстановления тока стока после коллапса для приборных структур СТР-1, СТР-4 и СТР-5

Параметр	Материал подложки	Приборная структура		
		СТР-1	СТР-4	СТР-5
Δt_{rec} (мс)	Al ₂ O ₃	0,148	0,836	0,981
	Si	0,656	3,230	3,310
	6H-SiC	2,000	6,380	6,700

Согласно данным, представленным в таблице 6.5, время, необходимое для восстановления тока стока для приборной структуры СТР-5 на карбид-кремниевой подложке превышает соответствующую величину для базовой конструкции на сапфировой подложке в 45,3 раза.

Результаты компьютерного моделирования приборных структур СТР-1–СТР-5 сведены в итоговую таблицу. 6.6.

Таблица 6.6 – Результаты моделирования приборных структур СТР-1–СТР-5

Показатель	Материал подложки	Приборная структура				
		СТР-1	СТР-2	СТР-3	СТР-4	СТР-5
I_D (А)	Al ₂ O ₃	0,123	0,137	0,139	0,163	0,165
T_{max} (К)		481,8	462,2	458,7	430,7	430,3
η (%)		–	11,6	13,7	32,8	34,6
f_T (ГГц)		8,4	16,3	17,6	11,6	19,2
f_{max} (ГГц)		17,2	79,8	82,9	25,6	102,7
V_{br} (В)		777	304	280	1093	322
Δt_{cool} (мс)		0,779	0,685	0,683	0,566	0,558
Δt_{rec} (мс)		0,148	0,297	0,329	0,836	0,981
I_D (А)	Si	0,153	0,166	0,168	0,194	0,196
T_{max} (К)		444,0	432,8	431,1	406,7	408,3
η (%)		–	8,5	9,4	26,9	27,8
f_T (ГГц)		8,9	20,5	21,8	11,0	24,1
f_{max} (ГГц)		19,2	92,1	95,7	25,3	111,0
Δt_{cool} (мс)		0,184	0,156	0,156	0,115	0,112
Δt_{rec} (мс)		0,656	1,050	1,120	3,230	3,310
I_D (А)	6H-SiC	0,194	0,204	0,205	0,226	0,228
T_{max} (К)		408,0	403,9	403,2	387,8	389,4
η (%)		–	4,8	5,3	16,5	17,3
f_T (ГГц)		12,1	24,4	25,9	14,2	26,9
f_{max} (ГГц)		26,9	114,6	117,9	32,9	131,3
Δt_{cool} (мс)		0,127	0,113	0,113	0,085	0,082
Δt_{rec} (мс)		2,000	2,900	3,010	6,380	6,700

6.5. Оптимизация геометрических параметров транзистора с высокой подвижностью электронов с теплоотводящими элементами на основе графена и нитрида бора

Современные программные средства приборно-технологического проектирования, являющиеся международным стандартом в полупроводниковой промышленности, предоставляют широкие возможности для моделирования и оптимизации различных приборов микроэлектроники [212; 213; 334]. Компьютерное моделирование позволяет добиться лучшего качественного и количественного понимания работы конечного продукта без необходимости проведения дорогостоящих и трудоемких натуральных экспериментов. Задача оптимизационных расчетов заключается в определении совокупности условий, при которых достигаются наилучшие эксплуатационные характеристики прибора.

На эксплуатационные характеристики приборных структур со сложной конструкцией, в том числе ТВПЭ на основе нитридов элементов третьей группы, влияют различные параметры (факторы), однако лишь некоторые из них оказываются действительно значимыми. При наличии большого списка потенциальных факторов процедура оптимизации, как правило, начинается с выявления наиболее значимых параметров, что реализуется с помощью отсеивающих экспериментов. Одним из самых популярных методов планирования отсеивающего эксперимента является семейство планов Плакетта–Бермана, основанных на применении матриц Адамара и разработанных для анализа зависимости выходной переменной от большого числа независимых переменных при необходимости выполнения относительно небольшой серии опытов. В случае составления плана двухуровневого эксперимента используется построение Палея для получения ортогональной матрицы, все элементы которой принимают нормированные значения $+1$ или -1 , соответствующие максимальному и минимальному значениям независимых переменных. План эксперимента полностью задается конфигурацией элементов первого столбца или строки матрицы. Каждый следующий столбец (строка) представляет собой предыдущий столбец (строку), сдвинутый на один шаг вниз (вправо). При этом последний элемент предыдущего столбца (строки) перемещается в начало формируемого столбца (строки). Все элементы последнего столбца принимают значение -1 . Алгоритм обработки выходных данных, которые получаются в результате выполнения серии опытов согласно плану Плакетта–Бермана, представлен на рисунке 6.29 [335].

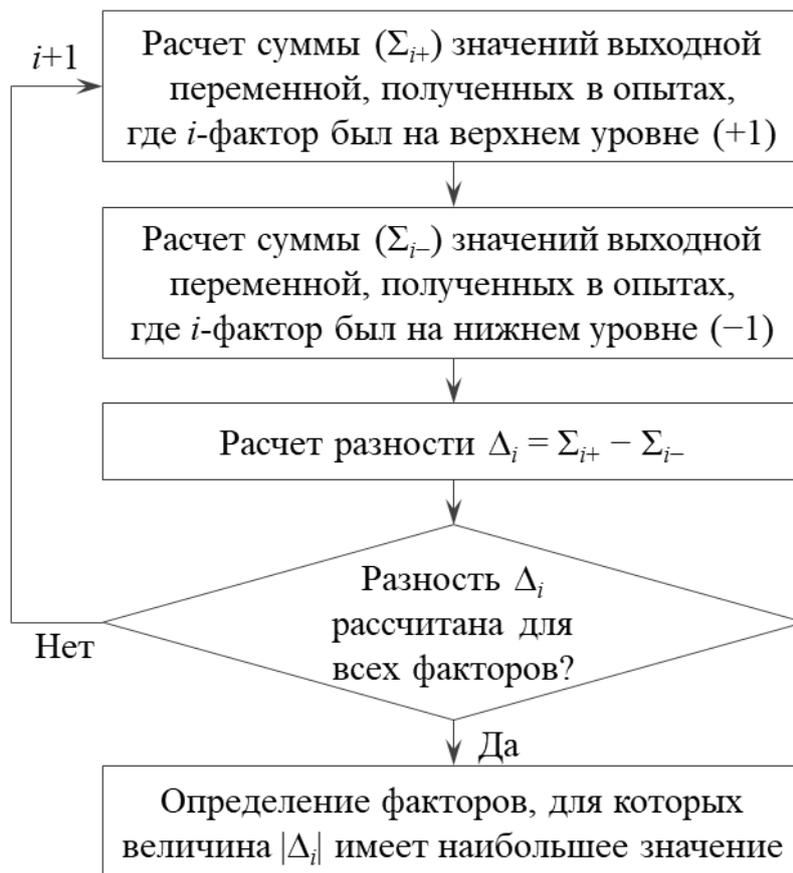


Рисунок 6.29 – Алгоритм обработки результатов серии опытов, выполненных по плану Плакетта–Бермана

Следующим за установлением наиболее значимых параметров этапом оптимизации является нахождение их оптимальных значений, что осуществляется, например, с помощью полного двухуровневого факторного эксперимента. Процедура оптимизации завершается после проведения приборного моделирования с использованием набора оптимизированных параметров.

С целью получения наилучших эксплуатационных характеристик для приборной структуры СТР-5 на сапфировой подложке проведена оптимизация геометрических параметров [305]. Для выявления наиболее значимых факторов из списка параметров $X_1 \dots X_{10}$, $Y_1 \dots Y_8$, указанных на рисунок 6.30, выполнен отсеивающий эксперимент на основе плана Плакетта–Бермана, представленный в таблице 6.7. Максимальное и минимальное значения каждого из параметров составляют соответственно +10 % и –10 % от его исходного значения. В качестве исследуемой выходной величины выбрана выходная мощность P_{out} при напряжении сток-исток 15 В.

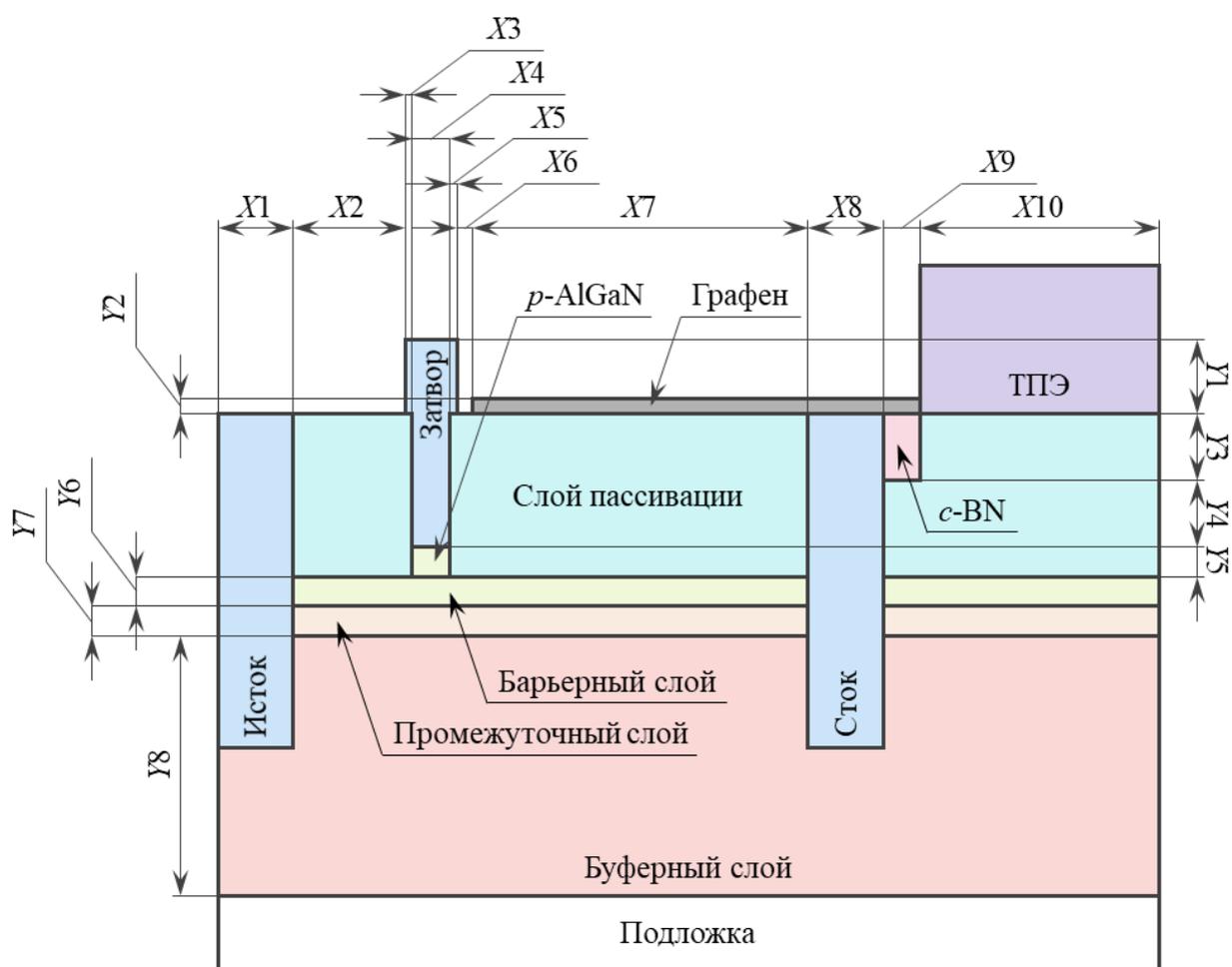


Рисунок 6.30 – Геометрические параметры приборной структуры СТР-5

Таблица 6.7 – Отсеивающий эксперимент

Фактор	Номер опыта							
	1	2	3	4	5	6	7	8
X1	+1	+1	-1	-1	+1	+1	+1	+1
X2	-1	+1	+1	-1	-1	+1	+1	+1
X3	+1	-1	+1	+1	-1	-1	+1	+1
X4	+1	+1	-1	+1	+1	-1	-1	+1
X5	-1	+1	+1	-1	+1	+1	-1	-1
X6	-1	-1	+1	+1	-1	+1	+1	-1
X7	-1	-1	-1	+1	+1	-1	+1	+1
X8	-1	-1	-1	-1	+1	+1	-1	+1
X9	+1	-1	-1	-1	-1	+1	+1	-1
X10	-1	+1	-1	-1	-1	-1	+1	+1
Y1	+1	-1	+1	-1	-1	-1	-1	+1
Y2	-1	+1	-1	+1	-1	-1	-1	-1
Y3	+1	-1	+1	-1	+1	-1	-1	-1
Y4	+1	+1	-1	+1	-1	+1	-1	-1

Продолжение таблицы 6.7

Y5	+1	+1	+1	-1	+1	-1	+1	-1
Y6	+1	+1	+1	+1	-1	+1	-1	+1
Y7	-1	+1	+1	+1	+1	-1	+1	-1
Y8	-1	-1	+1	+1	+1	+1	-1	+1
P_{out}	3,06	3,05	3,17	3,59	3,25	3,29	3,00	3,23
Фактор	Номер опыта							
	9	10	11	12	13	14	15	16
X1	-1	+1	-1	+1	-1	-1	-1	-1
X2	+1	-1	+1	-1	+1	-1	-1	-1
X3	+1	+1	-1	+1	-1	+1	-1	-1
X4	+1	+1	+1	-1	+1	-1	+1	-1
X5	+1	+1	+1	+1	-1	+1	-1	+1
X6	-1	+1	+1	+1	+1	-1	+1	-1
X7	-1	-1	+1	+1	+1	+1	-1	+1
X8	+1	-1	-1	+1	+1	+1	+1	-1
X9	+1	+1	-1	-1	+1	+1	+1	+1
X10	-1	+1	+1	-1	-1	+1	+1	+1
Y1	+1	-1	+1	+1	-1	-1	+1	+1
Y2	+1	+1	-1	+1	+1	-1	-1	+1
Y3	-1	+1	+1	-1	+1	+1	-1	-1
Y4	-1	-1	+1	+1	-1	+1	+1	-1
Y5	-1	-1	-1	+1	+1	-1	+1	+1
Y6	-1	-1	-1	-1	+1	+1	-1	+1
Y7	+1	-1	-1	-1	-1	+1	+1	-1
Y8	-1	+1	-1	-1	-1	-1	+1	+1
P_{out}	3,28	3,52	3,15	3,03	2,80	3,58	3,25	3,16
Фактор	Номер опыта				Σ_{i+}	Σ_{i-}	Δ_i	$ \Delta_i $
	17	18	19	20				
X1	+1	+1	-1	-1	32,57	32,42	0,14	0,14
X2	-1	+1	+1	-1	31,34	33,65	-2,31	2,31
X3	-1	-1	+1	-1	32,44	32,55	-0,10	0,10
X4	-1	-1	-1	-1	32,18	32,81	-0,62	0,62
X5	-1	-1	-1	-1	32,49	32,50	-0,01	0,01
X6	+1	-1	-1	-1	32,53	32,46	0,08	0,08
X7	-1	+1	-1	-1	32,20	32,79	-0,59	0,59
X8	+1	-1	+1	-1	32,41	32,58	-0,17	0,17
X9	-1	+1	-1	-1	32,33	32,66	-0,32	0,32
X10	+1	-1	+1	-1	32,65	32,34	0,31	0,31
Y1	+1	+1	-1	-1	32,47	32,52	-0,06	0,06
Y2	+1	+1	+1	-1	32,54	32,45	0,08	0,08
Y3	+1	+1	+1	-1	32,63	32,36	0,27	0,27
Y4	-1	+1	+1	-1	32,37	32,62	-0,25	0,25

Окончание таблицы 6.7

Y5	-1	-1	+1	-1	30,74	34,25	-3,51	3,51
Y6	+1	-1	-1	-1	32,67	32,33	0,34	0,34
Y7	+1	+1	-1	-1	33,31	31,68	1,63	1,63
Y8	-1	+1	+1	-1	32,83	32,16	0,68	0,68
P_{out}	3,73	3,40	2,97	3,47	-	-	-	-

По итогам отсеивающего эксперимента установлено, что наибольшее влияние на выходную мощность приборной структуры СТР-5, имеющей ТОЭ на основе малослойного графена и кубического нитрида бора, оказывают следующие геометрические параметры в порядке убывания значимости:

- толщина слоя $p\text{-Al}_{0,14}\text{Ga}_{0,86}\text{N}$ под затвором (Y5);
- расстояние от истока до верхней части затвора (X2);
- толщина промежуточного слоя AlN (Y7).

Зависимости выходной мощности от каждого из этих параметров и соответствующие графики приближенных (аппроксимирующих) функций показаны на рисунке 6.31.

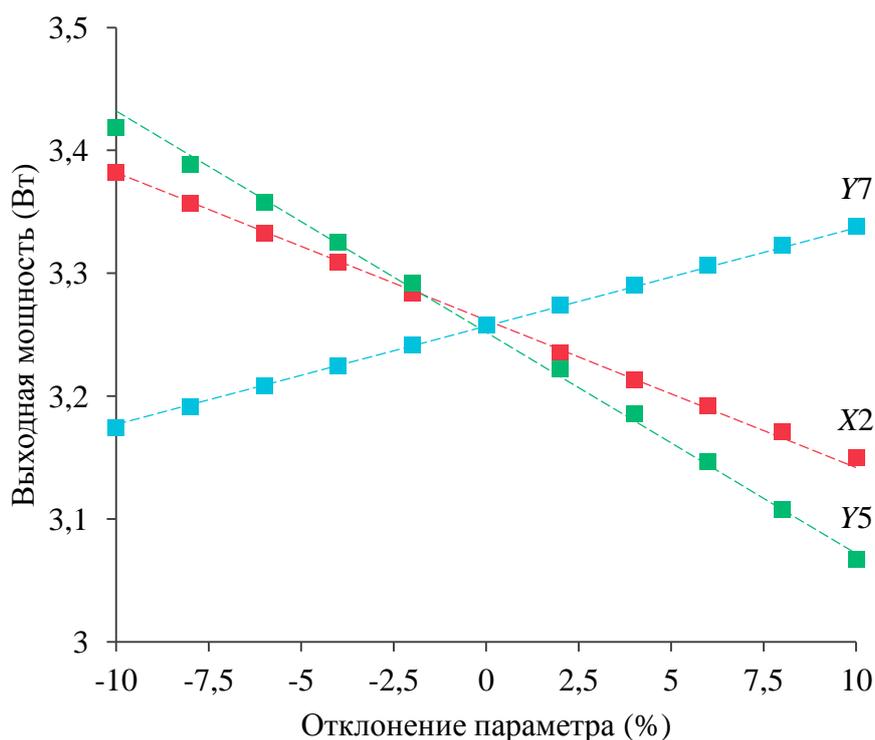


Рисунок 6.31 – Зависимости выходной мощности приборной структуры СТР-5 от наиболее значимых геометрических параметров

Как видно из рисунка 6.31, выходная мощность линейно зависит от каждого из параметров X2, Y5 и Y7 при условии, что их отклонение от исходных значений не превышает $\pm 10\%$. Характер влияния этих факторов согласуется с результатами, полученными ранее. Так, уменьшение

расстояния между истоком и затвором приводит к возрастанию напряженности электрического поля вдоль проводящего канала, в результате чего повышается концентрация электронов под затвором и, как следствие, увеличивается выходная мощность [336]. В свою очередь, уменьшение толщины слоя p -AlGaN под затвором приводит к сдвигу порогового напряжения в отрицательном направлении, обеспечивая таким образом более высокую выходную мощность при том же напряжении затвор-исток [142]. Концентрация электронов в канале может быть также повышена путем увеличения толщины промежуточного слоя AlN. В этом случае, однако, наблюдается эффект снижения подвижности электронов [337].

Для нахождения оптимальных значений наиболее значимых геометрических параметров выполнен полный двухуровневый факторный эксперимент, представленный в таблице 6.8.

Таблица 6.8 – Полный факторный эксперимент

Фактор	Номер опыта							
	1	2	3	4	5	6	7	8
X2 (мкм)	2,09	2,09	2,09	2,09	1,71	1,71	1,71	1,71
Y5 (мкм)	0,022	0,022	0,018	0,018	0,022	0,022	0,018	0,018
Y7 (мкм)	0,0022	0,0018	0,0022	0,0018	0,0022	0,0018	0,0022	0,0018
P_{out} (Вт)	3,05	2,88	3,38	3,23	3,27	3,09	3,63	3,47

Согласно полному факторному эксперименту, наибольшее значение выходной мощности достигается с помощью комбинации $X2 = 1,71$ мкм; $Y5 = 0,018$ мкм и $Y7 = 0,0022$ мкм. В результате оптимизации геометрических параметров приборной структуры СТР-5 на сапфировой подложке выходная мощность при напряжении сток-исток 15 В, увеличивается на 11,4 % (с 3,26 до 3,63 Вт). Необходимо отметить, что комбинация наиболее значимых геометрических параметров не содержит никаких факторов, относящихся к ТОЭ. Несмотря на это, интенсивность отведения тепла из активной области с помощью ТОЭ на основе графена и c -BN, выполняющих роль связующего звена между каналом и ТПЭ, во многом определяется их размерами. На рисунке 6.32 приведена зависимость эффективности работы ТОЭ на основе c -BN от его толщины. Также показана соответствующая зависимость максимальной температуры. Результаты относятся к приборной структуре СТР-4 на сапфировой подложке. Максимальная толщина слоя пассивации остается неизменной.

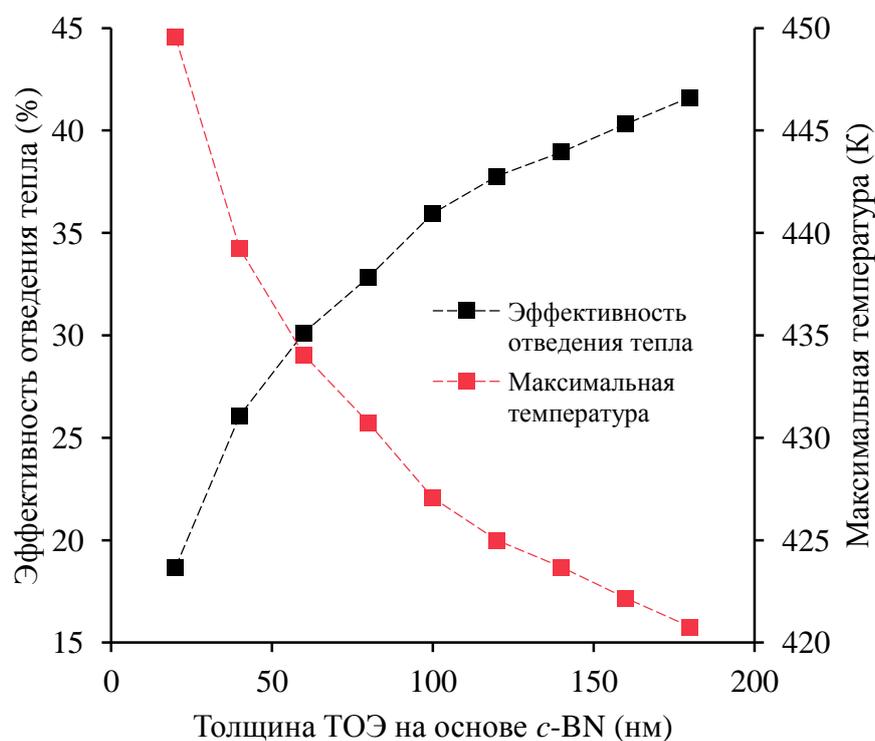


Рисунок 6.32 – Зависимости эффективности работы ТОЭ на основе *c*-BN и максимальной температуры для приборной структуры СТР-4 на сапфировой подложке от толщины слоя *c*-BN

Увеличение толщины слоя *c*-BN с 20 до 180 нм приводит к повышению эффективности отведения тепла на 23,0 % (с 18,7 % до 41,6 %). При этом максимальная температура в структуре уменьшается на 28,8 К (с 449,6 до 420,8 К). Наблюдаемые зависимости объясняются увеличением площади соприкосновения ТОЭ со стоком и частичным замещением слоя пассивации на основе диоксида кремния, обладающего очень низкой теплопроводностью.

На рисунке 6.33 приведена зависимость эффективности работы ТОЭ на основе *c*-BN от его длины. Также показана соответствующая зависимость максимальной температуры.

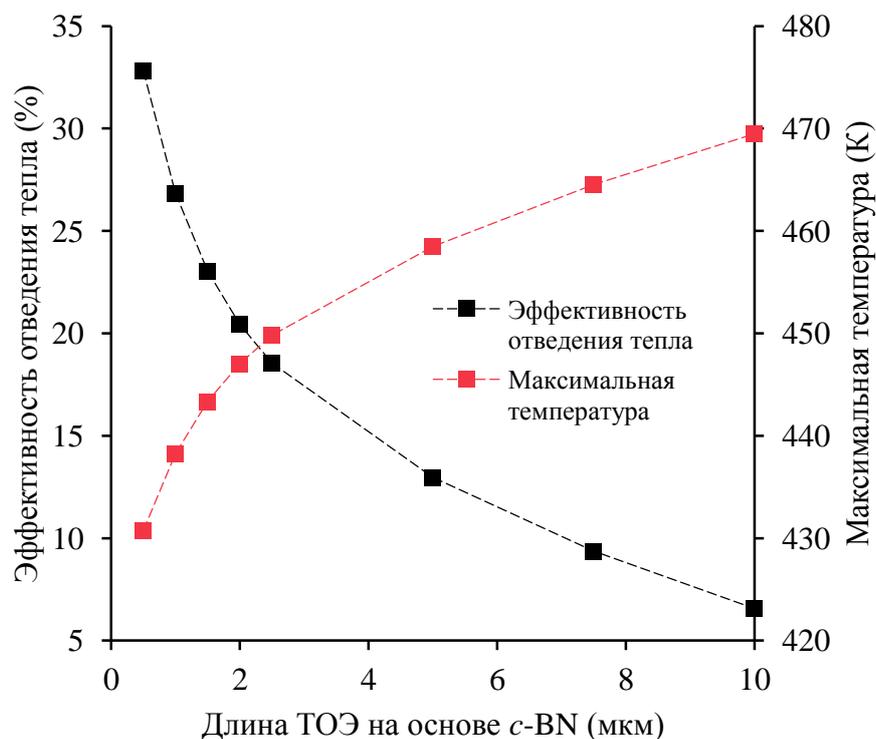


Рисунок 6.33 – Зависимости эффективности работы ТОЭ на основе *c*-BN и максимальной температуры для приборной структуры СТР-4 на сапфировой подложке от длины слоя *c*-BN

В результате увеличения длины слоя *c*-BN с 0,5 до 10 мкм эффективность отведения тепла снижается на 26,3 % (с 32,8 % до 6,6 %). При этом максимальная температура в структуре повышается на 38,8 К (с 430,7 до 469,5 К). Это связано с увеличением расстояния между активной областью транзистора и ТПЭ.

ГЛАВА 7. ИНФРАКРАСНЫЕ ФОТОДЕТЕКТОРЫ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ МЕЖПОДЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

Разработка оптоэлектронных приборов, функционирующих в инфракрасном диапазоне электромагнитного излучения, неуклонно продвигается на протяжении нескольких десятилетий. Детекторы инфракрасного излучения в настоящее время активно применяются во многих технологически важных областях, таких как: ночное видение, термография, слежение за состоянием окружающей среды и обнаружение космических объектов. Первые инфракрасные фотодетекторы изготавливались из антимонида индия InSb [338] и теллурида кадмия–ртути HgCdTe [339; 340], а физическим механизмом, лежащим в основе их работы, являлись межзонные электронные переходы из валентной зоны в зону проводимости. Оба материала подходят для создания приборов, функционирующих при длинах волн 2–5 мкм, охватывающих коротковолновый и средневолновый инфракрасные диапазоны. Однако длинноволновый диапазон доступен только для фотодетекторов на основе HgCdTe , так как путем изменения относительного содержания ртути и кадмия ширина запрещенной зоны этого соединения может быть настроена в пределах от 1,5 до 0 эВ. Несмотря на то, что фотодетекторы на основе HgCdTe считаются вполне устоявшейся технологией, высокая неравномерность распределения химических элементов в соединении HgCdTe и относительно низкая эффективность детектирования остаются главными факторами, препятствующими их дальнейшему развитию [339]. Кроме того, в последнее время появились обоснованные опасения, связанные с безопасностью их использования для окружающей среды в силу крайне высокой токсичности ртути и кадмия [341]. Указанные недостатки являются серьезным стимулом к разработке инфракрасных фотодетекторов нового типа.

Благодаря высокому уровню развития технологий осаждения и обработки арсенида галлия перспективным оптоэлектронным прибором является инфракрасный фотодетектор, использующий межподзонные переходы в квантовых ямах, сформированных на основе системы материалов $(\text{Al,Ga,In})\text{As}$. По сравнению с приборами на основе HgCdTe фотодетекторы этого типа обладают улучшенными характеристиками при пониженных температурах в инфракрасных диапазонах длинных и сверхдлинных волн [342; 343]. В последние годы в качестве потенциальной технологии для получения QWIP начала рассматриваться технология на основе нитрида

галлия. Вследствие высоких частот продольных оптических фононов в нитриде галлия фотодетекторы из этого материала способны работать в терагерцовом диапазоне, который физически недоступен для аналогичных приборов на основе арсенида галлия [10].

Принцип работы QWIP основан на физических явлениях, протекающих при нахождении частицы в прямоугольной квантовой яме. Геометрические и технологические параметры периодической структуры, состоящей из чередующихся квантовых ям и потенциальных барьеров, могут быть подобраны таким образом, что каждая квантовая яма будет содержать для электронов лишь одно связанное состояние, а вся периодическая структура будет представлять собой сверхрешетку с континуумом делокализованных состояний, имеющих конечный импульс. Под воздействием фотонов электроны, находящиеся в связанном состоянии, переносятся на делокализованные состояния, где создают фотоэлектрический ток. Такие переходы между связанными и делокализованными состояниями являются фундаментальным механизмом оптического поглощения в фотодетекторах класса QWIP и определяют их спектр поглощения и коэффициент квантовой эффективности. Среди преимуществ этих фотодетекторов стоит отметить возможность настройки спектра поглощения путем изменения толщины квантовых ям и композиционного состава барьерных слоев. С другой стороны, для того, чтобы получить приборную структуру, имеющую практическое применение, она должна состоять из нескольких десятков квантовых ям. Эта задача остается достаточно сложной с технологической точки зрения, так как возможности эпитаксиального осаждения многослойных структур по-прежнему ограничены.

7.1. Методика моделирования инфракрасных фотодетекторов, использующих межподзонные переходы в квантовых ямах

Двумерная приборная структура исследуемого AlGaN/GaN-QWIP схематично показана на рисунке 7.1 [344]. Активная область фотодетектора состоит из чередующихся квантовых ям, которые образуются в материале с меньшей шириной запрещенной зоны – GaN, и барьерных слоев из материала с большей шириной запрещенной зоны – $\text{Al}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{N}$. Для обеспечения наличия необходимого числа электронов в квантовых ямах слой GaN легирован донорной примесью до уровня $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В идеализированной приборной структуре предполагается, что барьерные слои являются

нелегированными. Однако для получения более реалистичной структуры слой $\text{Al}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{N}$ легированы донорной примесью до уровня $1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

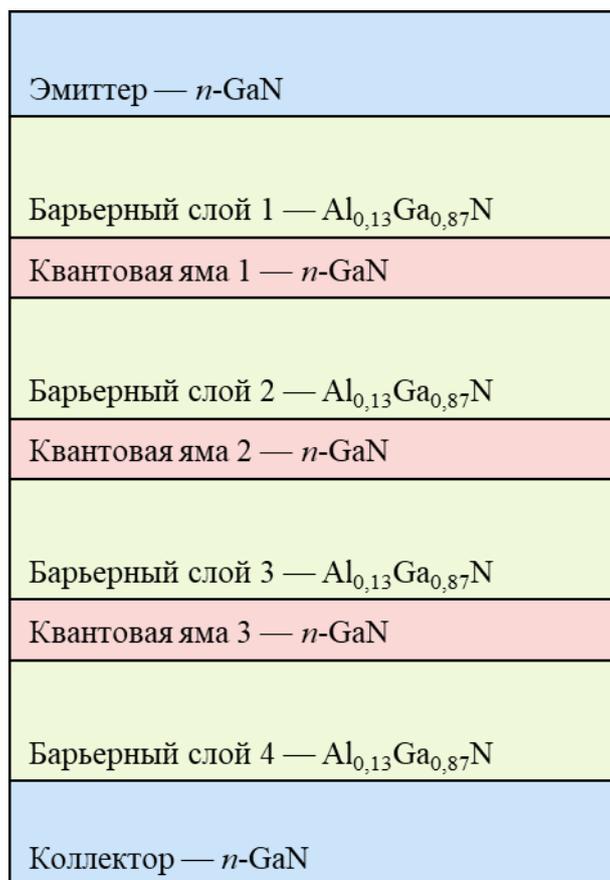


Рисунок 7.1 – Приборная структура $\text{Al}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{N}/\text{GaN}$ -QWIP

Толщина каждой квантовой ямы равна 3 нм. Эта величина определяется путем уменьшения толщины квантовой ямы до тех пор, пока она не будет содержать для электронов только одно связанное состояние. Толщина каждого барьерного слоя составляет 0,1 мкм. Такое значение толщины является достаточным для полного устранения взаимодействия между связанными состояниями в соседних квантовых ямах, что позволяет рассматривать их как полностью независимыми друг от друга. Верхняя и нижняя контактные области – эмиттер и коллектор соответственно – добавлены главным образом для того, чтобы была возможность создавать разность потенциалов в активной области приборной структуры. Толщина каждой контактной области равна 0,1 мкм. Эмиттер легирован донорной примесью с концентрацией $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а коллектор – до уровня $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Ширина приборной структуры составляет 0,2 мкм.

На рисунке 7.2 представлен профиль пространственного распределения дна зоны проводимости и квазиуровня Ферми для электронов при напряжении коллектор-эмиттер 0,4 В.

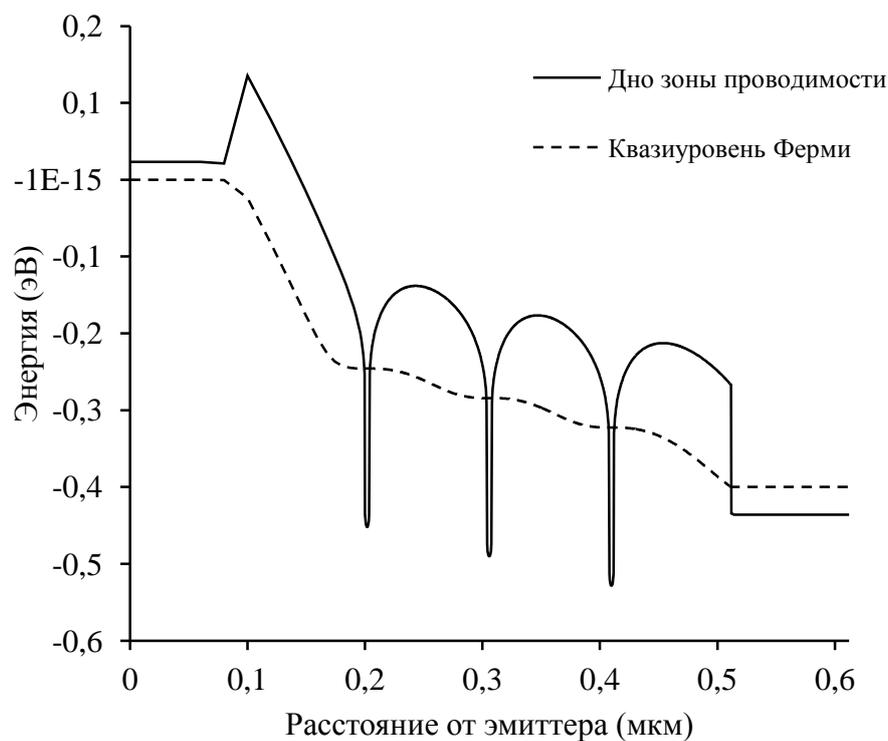


Рисунок 7.2 – Зонная диаграмма Al_{0,13}Ga_{0,87}N/GaN-QWIP

На рисунке 7.3 приведены волновые функции связанных состояний, которые играют роль исходных состояний для электронов в каждой квантовой яме.

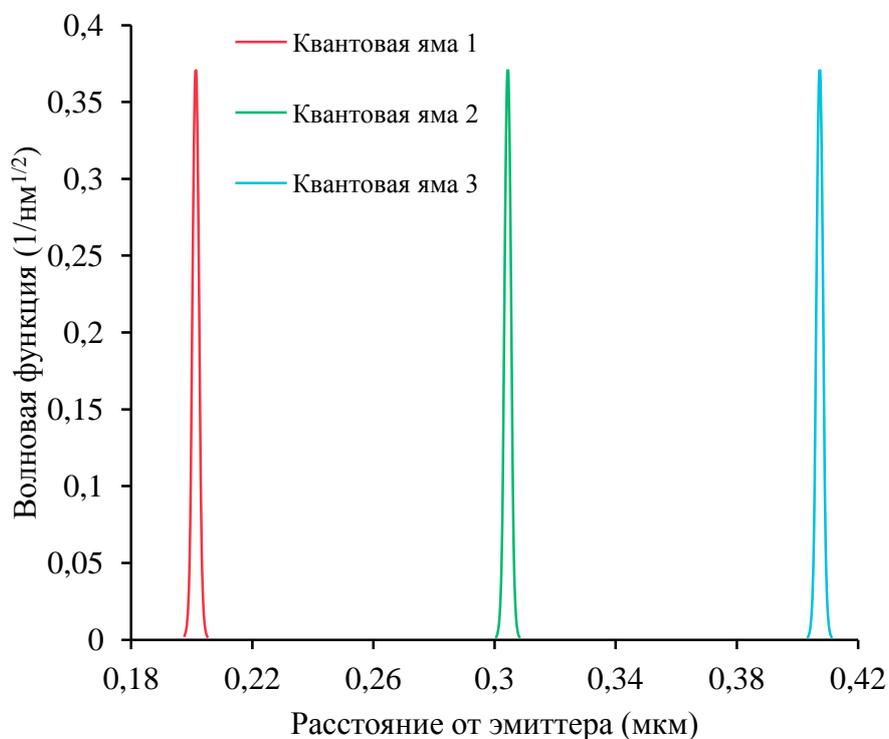


Рисунок 7.3 – Волновые функции связанных состояний для электронов

Так как амплитуда колебаний связанных состояний достигает больших значений, для адекватного моделирования профилей пространственного распределения волновых функций в области квантовой ямы необходимо устанавливать вычислительную сетку с шагом не менее 1 нм. При таких жестких условиях время, затрачиваемое на моделирование, становится ограниченным вычислительными способностями. По этой причине вместо моделирования полной приборной структуры, включающей несколько десятков квантовых ям, можно рассматривать фотодетектор, состоящий из, например, трех квантовых ям. Если сделать допущение, что квантовые ямы являются независимыми и не взаимодействуют друг с другом, то сокращение таким образом активной области фотодетектора выглядит вполне разумным. Следствием этого допущения будет аддитивность коэффициентов поглощения, то есть суммарный коэффициент поглощения фотодетектора будет равен сумме коэффициентов поглощения всех квантовых ям прибора. Сокращение активной области также приводит к замене континуума делокализованных состояний на дискретный спектр. Поскольку делокализованные состояния также колеблются с большой амплитудой, сходимость матричных элементов оптического перехода сильно зависит от шага вычислительной сетки. Однако эта зависимость сказывается только на амплитуде оптического отклика, в то время как сходимость его формы достигается быстро и на относительно грубой сетке. Таким образом, вычислительная сетка имеет критическое значение для адекватного моделирования спектра поглощения и определения длины волны, на которую приходится максимум поглощения.

Для расчета оптических характеристик фотодетектора необходимо использовать математическую модель, которая дискретизирует уравнение Шредингера по направлению от эмиттера к коллектору, и ограничить область ее действия квантовыми ямами. Нахождение решения дискретизированного уравнения выполняется с помощью метода конечных разностей. Для моделирования делокализованных состояний нужно использовать модель сверхрешетки, которая также дискретизирует уравнение Шредингера, но его решения при каждом значении энергии должны удовлетворять граничным условиям плоской волны, несущей такую же энергию при ее проникновении в контактные области. В результате применения этих моделей электронами, обладающими энергией, превышающей энергию потенциального барьера, формируется трехмерный (в общем случае) полуклассический фотоэлектрический ток. В квантовых ямах протекают два противоположно направленных процесса: электроны могут как захватываться связанными состояниями посредством фононной эмиссии, так и покидать эти состояния

посредством фононного поглощения. Моделирование этих процессов осуществляется путем добавления к диффузионно-дрейфовым уравнениям модели захвата – вылета, в которой время захвата электрона используется в качестве параметра. С внедрением этой модели трехмерная полуклассическая и двумерная квантово-механическая плотности связанных состояний становятся более сбалансированными. Итоговая система уравнений, включающая уравнение Пуассона, уравнение Шредингера и диффузионно-дрейфовые уравнения с моделью захвата – вылета, рассчитывается до тех пор, пока не будет найдено ее самосогласованное решение.

В качестве источника света выбрано абсолютно черное тело, расположенное на расстоянии 0,4 мкм от эмиттера. Спектральная плотность излучения, которое создается абсолютно черным телом определенной температуры, полностью описывается формулой Планка. Это излучение поглощается в каждой квантовой яме фотодетектора через переходы между связанными и делокализованными состояниями. Для расчета межподзонного поглощения инфракрасного излучения электромагнитное поле моделируется в виде плоской волны с частотой:

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}, \quad (7.1)$$

где c – скорость света, м/с.

Формула для определения коэффициента поглощения, который равен отношению числа фотонов, поглощенных телом, к общему числу фотонов, упавших на тело, выводится из золотого правила Ферми и имеет следующий вид:

$$\alpha(\hbar\omega) = \left(\frac{\omega}{n_r \varepsilon \varepsilon_0 c} \right) \frac{|d_{a,b}|^2 (\Gamma / 2)}{(E_b - E_a - \hbar\omega)^2 + (\Gamma / 2)^2} (N_a - N_b), \quad (7.2)$$

где n_r – действительная часть показателя преломления;

$d_{a,b}$ – дипольный момент между начальным и конечным межподзонами состояниями, Кл·м;

Γ – уширение спектральной линии, Дж;

$E_{a,b}$ – энергия начальной E_a и конечной E_b подзоны, Дж;

$N_{a,b}$ – число электронов, приходящееся на единицу объема, в начальной N_a и конечной N_b подзоне, $1/\text{м}^3$.

Для действительной части показателя преломления нитрида галлия выбрано значение 2,38 [33]. Зависимость показателя преломления от длины волны не учитывается. Чтобы исключить фоновое поглощение света с поперечно-электрической составляющей поляризации мнимая часть показателя преломления принята равной нулю.

7.2. Результаты моделирования инфракрасных фотодетекторов, использующих межподзонные переходы в квантовых ямах

На рисунке 7.4 представлены зависимости коэффициентов поглощения для каждой квантовой ямы фотодетектора от длины волны падающего света.

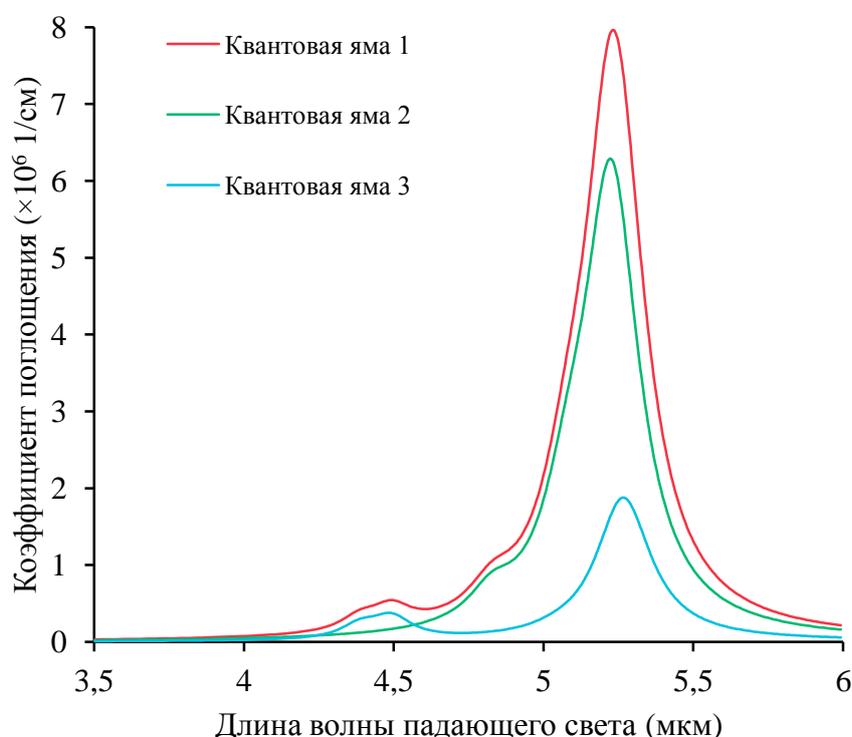


Рисунок 7.4 – Зависимости коэффициентов поглощения квантовых ям от длины волны падающего света

Из рисунка 7.4 следует, что исследуемый фотодетектор является фоточувствительным в спектральном интервале от 4 до 6 мкм. Ширина полосы поглощения приблизительно составляет 0,5 мкм, а максимум поглощения наблюдается при длине волны 5,2 мкм.

При комнатной температуре можно ожидать, что благодаря слабому тепловому возбуждению делокализованные состояния практически не заполняются электронами. Следствием этого является очень малый темновой ток. Обратный процесс захвата электронов связанными состояниями

регулируется фоновыми процессами с постоянной времени, равной 1 пс. Незначительный вклад в темновой ток также вносит эмиссия фотонов – механизм, обратный генерации фотоэлектрического тока. На рисунке 7.5 приведены зависимости скоростей излучательного захвата для каждой квантовой ямы фотодетектора от энергии.

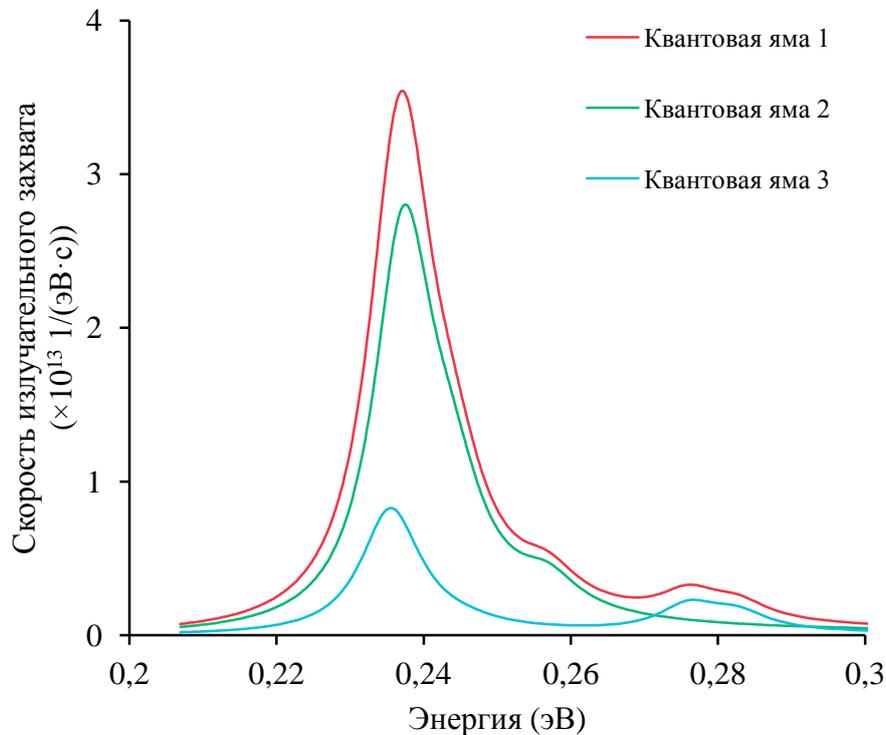


Рисунок 7.5 – Зависимости скоростей излучательного захвата от энергии

Интегрирование скоростей излучательного захвата по энергии дает постоянную времени, равную 8 пс. Это позволяет сделать заключение, что излучательными межподзонными переходами в фотодетекторах класса QWIP можно пренебречь.

Зависимость темнового тока от разности потенциалов между эмиттером и коллектором $\text{Al}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{N}/\text{GaN-QWIP}$ при различных температурах представлена на рисунке 7.6. Характеристики построены в логарифмическом масштабе для отображения их типичной формы.

Как видно из рисунка 7.6, плотность темнового тока находится в пределах 10^{-18} – 10^{-14} А/мм при нулевом напряжении и при любой температуре линейно возрастает с повышением напряжения. Увеличение температуры с 77 до 300 К приводит к повышению теплового возбуждения и, следовательно, росту плотности темнового тока. Например, при напряжении 0,4 В плотность темнового тока увеличивается с $3,4 \cdot 10^{-15}$ до $5,4 \cdot 10^{-6}$ А/мм.

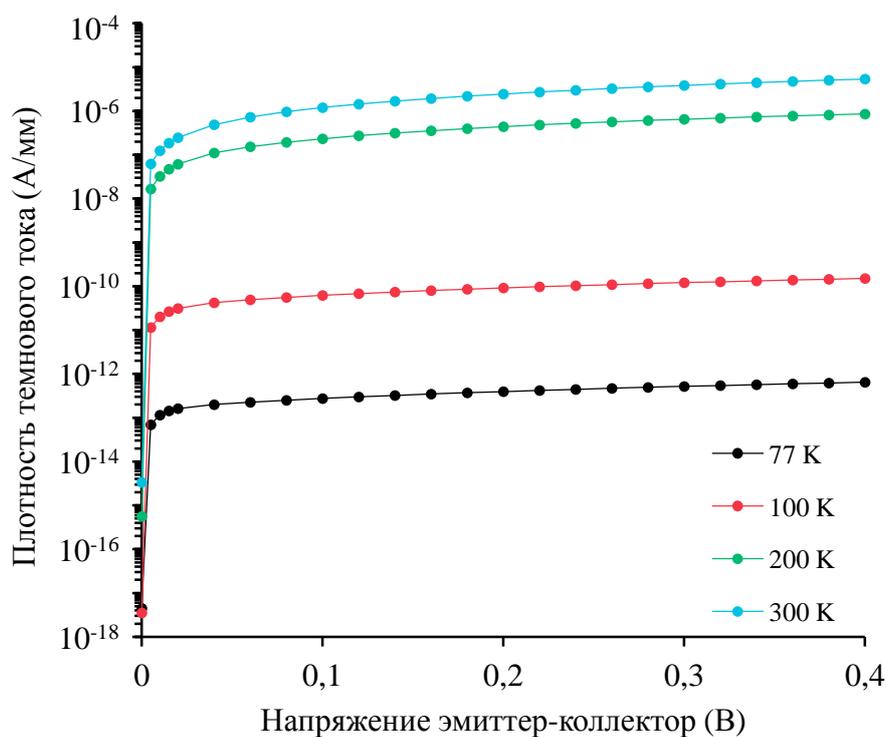


Рисунок 7.6 – Зависимость плотности темного тока от напряжения эмиттер-коллектор при различных температурах

На рис. 7.7 показана зависимость доступного фотоэлектрического тока (гипотетический фототок, который наблюдался бы, если бы все электромагнитное излучение, поглощаемое фотодетектором, затрачивалось бы на генерацию электрического тока) от длины волны неполяризованного монохроматического луча света, падающего на приборную структуру под постоянным углом 60° к нормали. Разность потенциалов на электродах фотодетектора равна нулю.

Результаты моделирования показывают, что форма зависимости доступного фотоэлектрического тока от длины волны падающего света повторяет форму зависимости коэффициента поглощения, так как единственным механизмом поглощения в рассматриваемом диапазоне спектра являются межподзонные переходы. Максимальное значение доступного фототока $8,5 \cdot 10^{-7}$ А/мм достигается при длине волны 4,6 мкм. Здесь стоит отметить, что сдвиг максимума фототока в отрицательном направлении относительно максимума коэффициента поглощения (5,2 мкм) является следствием отсутствия разности потенциалов между эмиттером и коллектором фотодетектора. Также можно обратить внимание на то, что основная часть фотоэлектрического тока генерируется первой квантовой ямой, которая находится ближе всех к источнику света.

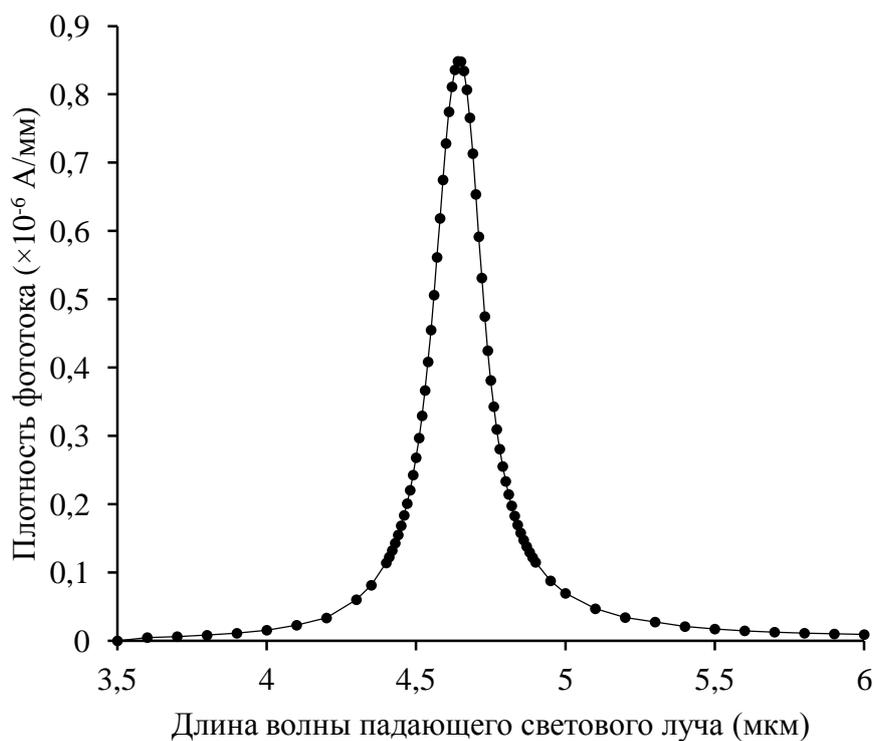


Рисунок 7.7 – Зависимость плотности фототока от длины волны светового луча, падающего под углом 60° к нормали

На рисунке 7.8 приведена зависимость доступного фотоэлектрического тока от угла падения неполяризованного луча света с длиной волны 4,6 мкм.

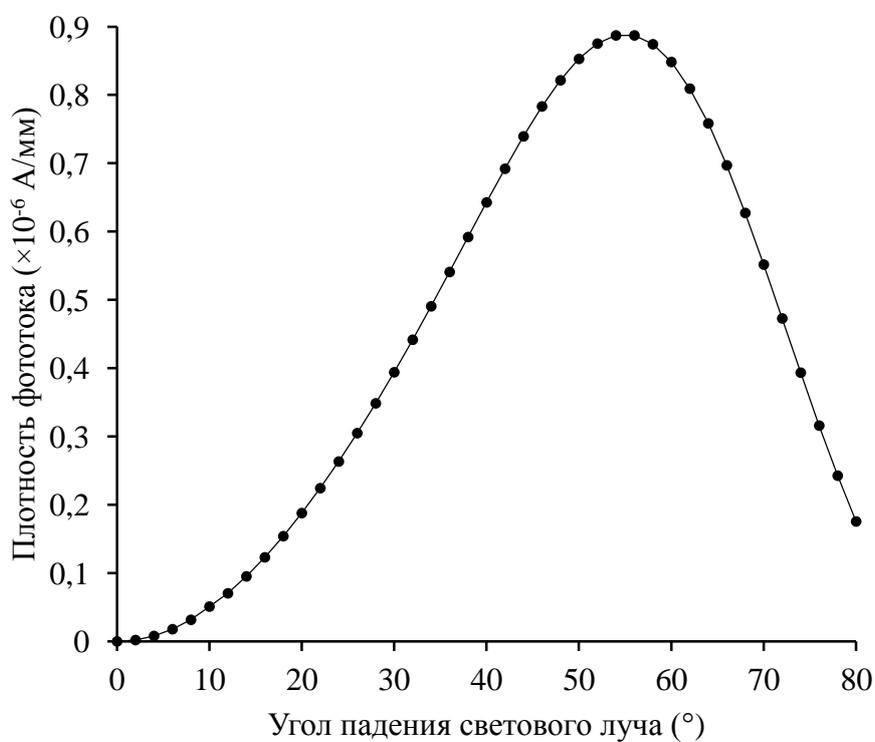


Рисунок 7.8 – Зависимость плотности фототока от угла падения светового луча с длиной волны 4,6 мкм

Из результатов моделирования следует, что максимальное значение доступного фототока $8,9 \cdot 10^{-7}$ А/мм наблюдается при падении луча света не под прямым углом к поверхности приборной структуры, как можно было ожидать, а под углом 56° к нормали. Связано это с тем, что световой луч, падающий под острым углом, может пройти в объеме материала более короткое расстояние, прежде чем он начнет взаимодействовать с квантовой ямой.

* * *

Представленные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Компьютерное моделирование является мощным инструментом для решения задач, связанных с разработкой новых или совершенствованием уже существующих полупроводниковых приборов. Проведение моделирования позволяет сократить объем натуральных экспериментов, обычно требующих существенных временных и финансовых затрат. Используемые в современных программных средствах физико-математические модели обладают достаточной точностью для адекватного описания процессов, протекающих в различных приборных структурах, в том числе на основе нитридов элементов третьей группы.

2. Для учета различных механизмов генерации тепла в полупроводниковых приборах, в том числе транзисторах с высокой подвижностью электронов на основе нитрида галлия, обязательным является нахождение самосогласованного решения системы уравнений, состоящей из уравнения Пуассона, уравнений непрерывности и уравнения теплового потока. Так как получаемое вследствие эффекта саморазогрева распределение температуры в структуре прибора, работающего при высоком уровне мощности, характеризуется высокой чувствительностью к значениям теплопроводности в отдельных областях этой структуры, с целью получения адекватных результатов компьютерного моделирования в программный комплекс компании Silvaco встроены пользовательские физико-математические модели, предназначенные для описания температурной зависимости теплопроводности материалов, используемых для формирования приборной структуры.

3. Разработана система теплоотвода, состоящая из теплопоглощающего элемента на основе пиролитического графита и двух теплоотводящих элементов на основе малослойного графена и кубического нитрида бора, предназначенных для отведения избыточного тепла из активной области транзистора с высокой подвижностью электронов на основе нитрида галлия.

Установлено, что внедрение в конструкцию транзистора теплоотводящего элемента на основе графена оказывает влияние на распределение рассеиваемой мощности и напряженности электрического поля в структуре прибора, что приводит к снижению максимальной температуры в области канала, улучшению частотных характеристик в режиме малого сигнала, но в то же время может служить причиной преждевременного электрического пробоя. Также установлено, что внедрение в конструкцию транзистора теплоотводящего элемента на основе нитрида бора позволяет сформировать дополнительный путь отведения тепла из активной области транзистора и тем самым существенно уменьшить влияние эффекта саморазогрева.

4. Технология на основе нитрида галлия является перспективной для создания инфракрасных фотодетекторов, использующих межподзонные переходы в квантовых ямах. Вследствие высоких частот продольных оптических фононов в нитриде галлия фотодетекторы из этого материала способны работать в терагерцовом диапазоне, который физически недоступен для аналогов на основе арсенида галлия. Для компьютерного моделирования приборов этого класса используется сбалансированная система уравнений, состоящая из уравнения Пуассона, уравнения Шредингера и диффузионно-дрейфовых уравнений с моделью захвата–вылета. Среди допущений, существенно упрощающих моделирование, необходимо выделить независимость квантовых ям друг от друга, что приводит к аддитивности коэффициентов поглощения квантовых ям, и возможность пренебрежения излучательными межподзонными переходами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Semiconductor Industry Association [Electronic resource]. – Mode of access: <https://www.semiconductors.org>. – Date of access: 01.04.2024.
2. Fortune Business Insights [Electronic resource]. – Mode of access: <https://www.fortunebusinessinsights.com>. – Date of access: 26.10.2022.
3. Keshmiri, N. Current status and future trends of GaN HEMTs in electrified transportation / N. Keshmiri, D. Wang, B. Agrawal, R. Hou, A. Emadi // *IEEE Access*. – 2020. – Vol. 8. – P. 70553–70571.
4. SNS Insider [Electronic resource]. – Mode of access: <https://www.snsinsider.com>. – Date of access: 09.09.2023.
5. Nakamura, S. High-power GaN p-n junction blue-light-emitting diodes / S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 1991. – Vol. 30, № 12A. – P. L1998–L2001.
6. Levine, B. F. New 10 μm infrared detector using intersubband absorption in resonant tunneling GaAlAs superlattices / B. F. Levine, K. K. Choi, C. G. Bethea, J. Walker, R. J. Malik // *Applied Physics Letters*. – 1987. – Vol. 50, № 16. – P. 1092–1094.
7. ReportPrime [Electronic resource]. – Mode of access: <https://www.reportprime.com/>. – Date of access: 13.06.2024.
8. West, L. C. First observation of an extremely large-dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well / L. C. West, S. J. Eglash // *Applied Physics Letters*. – 1985. – Vol. 46, № 12. – P. 1156–1158.
9. Machhadani, H. GaN/AlGaIn intersubband optoelectronic devices / H. Machhadani, P. Kandaswamy, S. Sakr, A. Vardi, A. Wirtmüller, L. Nevou, F. Guillot, G. Pozzovivo, M. Tchernycheva, A. Lupu, L. Vivien, P. Crozat, E. Warde, C. Bougerol, S. Schacham, G. Strasser, G. Bahir, E. Monroy, F. H. Julien // *New Journal of Physics*. – 2009. – Vol. 11. – Art. no. 125023.
10. Durmaz, H. Terahertz intersubband photodetectors based on semi-polar GaN/AlGaIn heterostructures / H. Durmaz, D. Nothorn, G. Brummer, T. D. Moustakas, R. Paiella // *Applied Physics Letters*. – 2016. – Vol. 108, № 20. – Art. no. 201102.
11. Нанотехнологии. Часть 12. Квантовые явления. Термины и определения : ГОСТ Р 57257-2016/ISO/TS 80004-12:2016. – Введ. РБ 01.07.17. – Минск : Белорус. гос. ин-т стандартизации и сертификации, 2017. – 20 с.
12. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика : учеб. пособие : в 10 т. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – 5-е изд., стереот. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2002. – Т. 3 : Квантовая механика (нерелятивистская теория). – 808 с.
13. Нанoeлектроника: теория и практика : учебник / В. Е. Борисенко [и др.]. – 2-е изд., перераб. и доп. – М. : БИНОМ. Лаборатория знаний, 2013. – 366 с. : ил.
14. Sai-Halasz, G. A. InAs-GaSb superlattice energy structure and its semiconductor-semimetal transition / G. A. Sai-Halasz, L. Esaki, W. A. Harrison // *Physical Review B*. – 1978. – Vol. 18, № 6. – P. 2812–2818.
15. Van de Walle, C. G. Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory / C. G. Van de Walle // *Physical Review B*. – 1989. – Vol. 39, № 3. – P. 1871–1883.

16. Chung, Y. J. Ultra-high-quality two-dimensional electron systems / Y. J. Chung, K. A. Villegas Rosales, K. W. Baldwin, P. T. Madathil, K. W. West, M. Shayegan, L. N. Pfeiffer // *Nature Materials*. – 2021. – Vol. 20. – P. 632–637.
17. Горбацевич, А. А. Гетероструктуры нитридов элементов третьей группы: физические свойства и применение в электронике / А. А. Горбацевич, В. И. Егоркин, В. Е. Земляков // *Нанотехнологии в электронике-3.1* ; под ред. Ю. А. Чаплыгина. – М. : ТЕХНОСФЕРА, 2016. – Гл. 6. – С. 145–175.
18. Smorchkova, I. P. Polarization-induced charge and electron mobility in AlGaIn/GaN heterostructures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy / I. P. Smorchkova, C. R. Elsass, J. P. Ibbetson, R. Vetryu, B. Heying, P. Fini, E. Haus, S. P. DenBaars, J. S. Speck, U. K. Mishra // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – Vol. 86, № 8. – P. 4520–4526.
19. Ibbetson, J. P. Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaIn/GaN 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.
20. Gaska, R. Electron transport in AlGaIn-GaN heterostructures grown on 6H-SiC substrates / R. Gaska, J. W. Yang, A. Osinsky, Q. Chen, M. Asif Khan, A. O. Orlov, G. L. Snider, M. S. Shur // *Applied Physics Letters*. – 1998. – Vol. 72, № 6. – P. 707–709.
21. Артеев, Д. С. Многослойные AlGaIn/GaN гетероструктуры с низким слоевым сопротивлением на основе двумерного электронного газа / А. В. Сахаров, А. Е. Николаев, Е. Е. Заварин, А. Ф. Цацульников // *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки*. – 2023. – Т. 16, № 1.1. – С. 380–384.
22. Jena, D. Polarization-engineering in group III-nitride heterostructures: new opportunities for device design / D. Jena, J. Simon, A. Wang, Y. Cao, K. Goodman, J. Verma, S. Ganguly, G. Li, K. Karda, V. Protasenko, C. Lian, T. Kosel, P. Fay, H. Xing // *Physica Status Solidi A*. – 2011. – Vol. 208, № 7. – P. 1511–1516.
23. Li, Y. III-nitride materials: properties, growth, and applications / Y. Li // *Crystals*. – 2024. – Vol. 14, № 5. – Art. no. 390.
24. Quay, R. Gallium nitride electronics / R. Quay. – Berlin ; Heidelberg : Springer, 2008. – XXIX, 470 p.
25. Vurgaftman, I. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys / I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan // *Journal of Applied Physics*. – 2001. – Vol. 89, № 11. – P. 5815–5875.
26. Van Camp, P. E. Pressure dependent properties of boron nitride / P. E. Van Camp, V. E. Van Doren, J. T. Devreese // *High Pressure Research: An International Journal*. – 1990. – Vol. 5, № 1–6. – P. 944–946.
27. Wu, J. Unusual properties of the fundamental band gap of InN / J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. Yu, J. W. Ager, E. E. Haller, H. Lu, W. J. Schaff, Y. Saito, Y. Nanishi // *Applied Physics Letters*. – 2002. – Vol. 80, № 21. – P. 3967–3969.
28. Wu, J. Temperature dependence of the fundamental band gap of InN / J. Wu, W. Walukiewicz, W. Shan, K. M. Yu, J. W. Ager, S. X. Li, E. E. Haller, H. Lu, W. J. Schaff // *Journal of Applied Physics*. – 2003. – Vol. 94, № 7. – P. 4457–4460.
29. Perry, P. B. The optical absorption edge of single-crystal AlN prepared by a close-spaced vapor process / P. B. Perry, R. F. Rutz // *Applied Physics Letters*. – 1978. – Vol. 33, № 4. – P. 319–321.

30. Wide bandgap semiconductors: fundamental properties and modern photonic and electronic devices ; ed.: K. Takahashi, A. Yoshikawa, A. Sandhu. – Berlin ; Heidelberg : Springer, 2007. – XXV, 460 p.
31. Jang, K.-W. Thermal analysis and operational characteristics of an AlGaN/GaN high electron mobility transistor with copper-filled structures: a simulation study / K.-W. Jang, I.-T. Hwang, H.-J. Kim, S.-H. Lee, J.-W. Lim, H.-S. Kim // *Micromachines*. – 2020. – Vol. 11. – Art. no. 53.
32. Akasaki, I. Infrared lattice vibration of vapour-grown AlN / I. Akasaki, M. Hashimoto // *Solid State Communications*. – 1967. – Vol. 5. – P. 851–853.
33. Barker, Jr., A. S. Infrared lattice vibrations and free-electron dispersion in GaN / A. S. Barker, Jr., M. Ilegems // *Physical Review B*. – 1973. – Vol. 7, № 2. – P. 743–750.
34. Davydov, V. Yu. Phonons in hexagonal InN. Experiment and theory / V. Yu. Davydov, A. A. Klochikhin, M. B. Smirnov, V. V. Emtsev, V. D. Petrikov, I. A. Abroyan, A. I. Titov, I. N. Goncharuk, A. N. Smirnov, V. V. Mamutin, S. V. Ivanov, T. Inushima // *Physica Status Solidi (b)*. – 1999. – Vol. 216. – P. 779–783.
35. Cassabois, G. Hexagonal boron nitride is an indirect bandgap semiconductor / G. Cassabois, P. Valvin, B. Gil // *Nature Photonics*. – 2016. – Vol. 10. – P. 262–266.
36. Geick, R. Normal modes in hexagonal boron nitride / R. Geick, C. H. Perry // *Physical Review*. – 1966. – Vol. 146, № 2. – P. 543–547.
37. Litvinov, D. Semiconducting cubic boron nitride / D. Litvinov, C. A. Taylor II, R. Clarke // *Diamond and Related Materials*. – 1998. – Vol. 7. – P. 360–364.
38. Eremets, M. I. Optical properties of cubic boron nitride / M. I. Eremets, M. Gauthier, A. Polian, J. C. Chervin, J. M. Besson, G. A. Dubitskii, Ye. Ye. Semenova // *Physical Review B*. – 1995. – Vol. 52, № 12. – P. 8854–8863.
39. Thurmond, C. D. The standard thermodynamic functions for the formation of electrons and holes in Ge, Si, GaAs, and GaP / C. D. Thurmond // *Journal of the Electrochemical Society*. – 1975. – Vol. 122, № 8. – P. 1133–1141.
40. Wang, C. S. First-principles electronic structure of Si, Ge, GaP, GaAs, ZnS, and ZnSe. II. Optical properties / C. S. Wang, B. M. Klein // *Physical Review B*. – 1981. – Vol. 24, № 6. – P. 3417–3429.
41. Properties of aluminium gallium arsenide ; ed.: S. Adachi. – London : INSPEC, IEE, 1993. – 344 p.
42. Pavesi, L. Temperature dependence of the InP band gap from a photoluminescence study / L. Pavesi, F. Piazza, A. Rudra, J. F. Carlin, M. Ilegems // *Physical Review B*. – 1991. – Vol. 44, № 16. – P. 9052–9055.
43. Bose, D. Electron velocity in indium phosphide single-heterojunction quantum wells / D. Bose, B. R. Nag // *Semiconductor Science and Technology*. – 1991. – Vol. 6. – P. 1135–1140.
44. Choyke, W. J. Optical properties of polytypes of SiC: interband absorption, and luminescence of nitrogen-exciton complexes / W. J. Choyke // *Materials Research Bulletin*. – 1969. – Vol. 4. – P. S 141–S 152.
45. Patrick, L. Static dielectric constant of SiC / L. Patrick, W. J. Choyke // *Physical Review B*. – 1970. – Vol. 2, № 6. – P. 2255–2256.
46. Clark, C. D. Intrinsic edge absorption in diamond / C. D. Clark, P. J. Dean, P. V. Harris // *Proceedings of the Royal Society A*. – 1964. – Vol. 277. – P. 312–329.

47. Ibarra, A. Wide frequency dielectric properties of CVD diamond / A. Ibarra, M. Gonzalez, R. Vila, J. Molla // *Diamond and Related Materials*. – 1997. – Vol. 6. – P. 856–859.

48. Farahmand, M. Monte Carlo simulation of electron transport in the III-nitride wurtzite phase materials system: binaries and ternaries / M. Farahmand, C. Garetto, E. Bellotti, K. V. Brennan, M. Goano, E. Ghillino, G. Ghione, J. D. Albrecht, P. P. Ruden // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2001. – Vol. 48, № 3. – P. 535–542.

49. Foutz, B. E. Transient electron transport in wurtzite GaN, InN, and AlN / B. E. Foutz, S. K. O’Leary, M. S. Shur, L. F. Eastman // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – Vol. 85, № 11. – P. 7727–7734.

50. Wang, C.-X. High quality heterojunction between p-type diamond single-crystal film and n-type cubic boron nitride bulk single crystal / C.-X. Wang, G.-W. Yang, T.-C. Zhang, H.-W. Liu, Y.-H. Han, J.-F. Luo, C.-X. Gao, G.-T. Zou // *Applied Physics Letters*. – 2003. – Vol. 83, № 23. – P. 4854–4856.

51. Siddiqua, P. Electron transport within bulk cubic boron nitride: a Monte Carlo simulation analysis / P. Siddiqua, M. S. Shur, S. K. O’Leary // *Journal of Applied Physics*. – 2020. – Vol. 128. – Art. no. 185704.

52. Handbook series on semiconductor parameters : in 5 vol. / ed.: M. Levinshtein, S. Rumyantsev, M. Shur. – 2nd ed. – Singapore : World Scientific, 2000. – Vol. 1 : Si, Ge, C (diamond), GaAs, GaP, GaSb, InAs, InP, InSb. – 232 p.

53. Smith, P. M. Electron velocity in Si and GaAs at very high electric fields / P. M. Smith, M. Inoue, J. Frey // *Applied Physics Letters*. – 1980. – Vol. 37, № 9. – P. 797–798.

54. Windhorn, T. H. Electron transport in InP at high electric fields / T. H. Windhorn, L. W. Cook, M. A. Haase, G. E. Stillman // *Applied Physics Letters*. – 1983. – Vol. 42, № 8. – P. 725–727.

55. Adachi, S. Properties of semiconductor alloys: group-IV, III-V and II-VI semiconductors / S. Adachi. – Chichester ; Hoboken : Wiley, 2009. – 424 p.

56. Muench, W. V. Saturated electron drift velocity in 6H silicon carbide / W. V. Muench, E. Pettenpaul // *Journal of Applied Physics*. – 1977. – Vol. 48, № 11. – P. 4823–4825.

57. Isberg, J. High carrier mobility in single-crystal plasma-deposited diamond / J. Isberg, J. Hammersberg, E. Johansson, T. Wikstrom, D. J. Twitchen, A. J. Whitehead, S. E. Coe, G. A. Scarsbrook // *Science*. – 2002. – Vol. 297. – P. 1670–1672.

58. Nava, F. Electron effective masses and lattice scattering in natural diamond / F. Nava, C. Canali, C. Jacoboni, L. Reggiani, S. F. Kozlov // *Solid State Communications*. – 1980. – Vol. 33. – P. 475–477.

59. Pierret, A. Dielectric permittivity, conductivity and breakdown field of hexagonal boron nitride / A. Pierret, D. Mele, H. Graef, J. Palomo, T. Taniguchi, K. Watabane, Y. Li, B. Toury, C. Journet, P. Steyer, V. Garnier, A. Loiseau, J.-M. Berroir, E. Bocquillon, G. Feve, C. Voisin, E. Baudin, M. Rosticher, B. Placais // *Materials Research Express*. – 2022. – Vol. 9. – Art. no. 065901.

60. Properties of advanced semiconductor materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe / ed.: M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, M. S. Shur. – New York ; Chichester ; Weinheim ; Brisbane ; Singapore ; Toronto : Wiley, 2001. – 194 p.

61. Slack, G. A. The intrinsic thermal conductivity of AlN / G. A. Slack, R. A. Tanzilli, R. O. Pohl, J. W. Vandersande // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1987. – Vol. 48, № 7. – P. 641–647.

62. Palankovski, V. Analysis and simulation of heterostructure devices / V. Palankovski, R. Quay ; ed.: S. Selberherr. – Vienna : Springer, 2004. – XX, 289 p.

63. Slack, G. A. Some effects of oxygen impurities on AlN and GaN / G. A. Slack, L. J. Schowalter, D. Morelli, J. A. Freitas Jr. // *Journal of Crystal Growth*. – 2002. – Vol. 246, № 3–4. – P. 287–298.

64. Krukowski, S. Thermal properties of indium nitride / S. Krukowski, A. Witek, J. Adamczyk, J. Jun, M. Bockowski, I. Grzegory, B. Lucznik, G. Nowak, M. Wroblewski, A. Presz, S. Gierlotka, S. Stelmach, B. Palosz, S. Porowski, P. Zinn // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1998. – Vol. 59, № 3. – P. 289–295.

65. Yuan, C. Modulating the thermal conductivity in hexagonal boron nitride via controlled boron isotope concentration / C. Yuan, J. Li, L. Lindsay, D. Cherns, J. W. Pomeroy, S. Liu, J. H. Edgar, M. Kuball // *Communications Physics*. – 2019. – Vol. 2. – Art. no. 43.

66. Wide band gap electronic materials ; ed.: M. A. Prelas, P. Gielisse, G. Popovici, B. V. Spitsyn, T. Stacy. – Dordrecht : Springer, 1995. – XV, 531 p.

67. Chen, K. Ultrahigh thermal conductivity in isotope-enriched cubic boron nitride / K. Chen, B. Song, N. K Ravichandran, Q. Zheng, X. Chen, H. Lee, H. Sun, S. Li, G. A. Gamage, F. Tian, Z. Ding, Q. Song, A. Rai, H. Wu, P. Koirala, A. J Schmidt, K. Watanabe, B. Lv, Z. Ren, L. Shi, D. G. Cahill, T. Taniguchi, D. Broido, G. Chen // *Science*. – 2020. – Vol. 367. – P. 555–559.

68. Palankovski, V. Simulation of power heterojunction bipolar transistors on gallium arsenide / V. Palankovski, R. Schultheis, S. Selberherr // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2001. – Vol. 48, № 6. – P. 1264–1269.

69. Burgemeister, E. A. Thermal conductivity and electrical properties of 6H silicon carbide / E. A. Burgemeister, W. von Muench, E. Pettenpaul // *Journal of Applied Physics*. – 1979. – Vol. 50, № 9. – P. 5790–5794.

70. Lindsay, L. First-principles determination of ultrahigh thermal conductivity of boron arsenide: a competitor for diamond? / L. Lindsay, D. A. Broido, T. L. Reinecke // *Physical Review Letters*. – 2013. – Vol. 111. – Art. no. 025901.

71. Monier, C. Simulation of NPN and PNP AlGaIn/GaN heterojunction bipolar transistors performances: limiting factors and optimum design / C. Monier, F. Ren, J. Han, P.-C. Chang, R. J. Shul, K.-P. Lee, A. Zhang, A. G. Baca, S. Pearton // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2001. – Vol. 48, № 3. – P. 427–432.

72. Chu, J. Room temperature 2DEG mobility above $2350 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ in AlGaIn/GaN HEMT grown on GaN substrate / J. Chu, Q. Wang, L. Jiang, C. Feng, W. Li, H. Liu, H. Xiao, X. Wang // *Journal of Electronic Materials*. – 2021. – Vol. 50, № 5. – P. 2630–2636.

73. Sichel, E. K. Thermal conductivity of GaN, 25–360 K / E. K. Sichel, J. I. Pankove // *Journal of the Physics and Chemistry of Solids*. – 1977. – Vol. 38. – P. 330.

74. Shibata, H. High thermal conductivity of gallium nitride (GaN) crystals grown by HVPE process / H. Shibata, Y. Waseda, H. Ohta, K. Kiyomi, K. Shimoyama, K. Fujito, H. Nagaoka, Y. Kagamitani, R. Simura, T. Fukuda // *Materials Transactions*. – 2007. – Vol. 48, № 10. – P. 2782–2786.

75. Twigg, M. E. Nucleation layer microstructure, grain size, and electrical properties in GaN grown on a-plane sapphire / M. E. Twigg, R. L. Henry, A. E. Wickenden, D. D. Koleske, J. C. Culbertson // *Applied Physics Letters*. – 1999. – Vol. 75, № 5. – P. 686–688.
76. Pan, L. Influence of the AlN nucleation layer on the properties of AlGaN/GaN heterostructure on Si(111) substrates / L. Pan, X. Dong, Z. Li, W. Luo, J. Ni // *Applied Surface Science*. – 2018. – Vol. 447. – P. 512–517.
77. Li, C. Growth of thin AlN nucleation layer and its impact on GaN-on-SiC heteroepitaxy / C. Li, Z. Li, D. Peng, Q. Yang, D. Zhang, W. Luo, C. Pan // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2020. – Vol. 838. – Art. no. 155557.
78. Shen, L. AlGaN/AlN/GaN high-power microwave HEMT / L. Shen, S. Heikman, B. Moran, R. Coffie, N.-Q. Zhang, D. Buttari, I. P. Smorchkova, S. Keller, S. P. DenBaars, U. K. Mishra // *IEEE Electron Device Letters*. – 2001. – Vol. 22, № 10. – P. 457–459.
79. Muller, S. Growth of AlGaN/GaN based electronic device structures with semi-insulating GaN buffer and AlN interlayer / S. Muller, K. Kohler, R. Kiefer, R. Quay, M. Baumler, L. Kirste // *Physica Status Solidi (c)*. – 2005. – Vol. 2, № 7. – P. 2639–2642.
80. Cui, P. Technology of sub-100 nm InAlN/GaN HEMTs on silicon with suppressed leakage current / P. Cui, Y. Zeng // *Solid-State Electronics*. – 2021. – Vol. 185. – Art. no. 108137.
81. Cui, P. Scaling behavior of InAlN/GaN HEMTs on silicon for RF applications / P. Cui, Y. Zeng // *Scientific Reports*. – 2022. – Vol. 12. – Art. no. 16683.
82. Kotani, J. High-power-density InAlGaN/GaN HEMT using InGaN back barrier for W-band amplifiers / J. Kotani, K. Makiyama, T. Ohki, S. Ozaki, N. Okamoto, Y. Minoura, M. Sato, N. Nakamura, Y. Miyamoto // *Electronics Letters*. – 2023. – Vol. 59, № 4. – Art. no. e12715.
83. Tansley, T. L. Optical band gap of indium nitride / T. L. Tansley, C. P. Foley // *Journal of Applied Physics*. – 1986. – Vol. 59, № 9. – P. 3241–3244.
84. Fehlberg, T. B. Characterisation of multiple carrier transport in indium nitride grown by molecular beam epitaxy / T. B. Fehlberg, G. A. Umana-Membreno, C. S. Gallinat, G. Koblmuller, S. Bernardis, B. D. Nener, G. Parish, J. S. Speck // *Physica Status Solidi (c)*. – 2007. – Vol. 4, № 4. – P. 2423–2427.
85. Johnson, E. O. Physical limitations on frequency and power parameters of transistors / E. O. Johnson // 1958 IRE Intern. Convention Record, New York, 21–25 Mar. 1966 / IEEE. – New York, 1966. – P. 27–34.
86. Основы силовой электроники / А. И. Белоус [и др.]. – М. : ТЕХНОСФЕРА, 2019. – 424 с.
87. Wickenden, A. E. The impact of nitridation and nucleation layer process conditions on morphology and electron transport in GaN epitaxial films / A. E. Wickenden, D. D. Koleske, R. L. Henry, R. J. Gorman, J. C. Culbertson, M. E. Twigg // *Journal of Electronic Materials*. – 1999. – Vol. 28, № 3. – P. 301–307.
88. Wickenden, A. E. The influence of OMVPE growth pressure on the morphology, compensation, and doping of GaN and related alloys / A. E. Wickenden, D. D. Koleske, R. L. Henry, R. J. Corman, M. E. Twigg, M. Fatemi, J. A. Freitas Jr., W. J. Moore // *Journal of Electronic Materials*. – 2000. – Vol. 29, № 1. – P. 21–26.
89. Asif Khan, M. Observation of a two-dimensional electron gas in low pressure metalorganic chemical vapor deposited GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunctions / M. Asif Khan,

J. N. Kuznia, J. M. Van Hove, N. Pan, J. Carter // *Applied Physics Letters*. – 1992. – Vol. 60, № 24. – P. 3027–3029.

90. Asif Khan, M. High electron mobility transistor based on a GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunction / M. Asif Khan, A. Bhattarai, J. N. Kuznia, D. T. Olson // *Applied Physics Letters*. – 1993. – Vol. 63, № 9. – P. 1214–1215.

91. Saxler, A. Comparison of trimethylgallium and triethylgallium for the growth of GaN / A. Saxler, D. Walker, P. Kung, X. Zhang, M. Razeghi, J. Solomon, W. C. Mitchel, H. R. Vydyanath // *Applied Physics Letters*. – 1997. – Vol. 71, № 22. – P. 3272–3274.

92. Ishida, M. Growth of GaN thin films on sapphire substrate by low pressure MOCVD / M. Ishida, T. Hashimoto, T. Takayama, O. Imafuji, M. Yuri, A. Yoshikawa, K. Itoh, Y. Terakoshi, T. Sugino, J. Shirafuji // *MRS Online Proceedings Library*. – 1997. – Vol. 468. – P. 69–74.

93. Lee, C. H. Characteristics of PECVD GaN thin films / C. H. Lee, C. T. Chen // *Applied Surface Science*. – 1996. – Vol. 92. – P. 124–127.

94. Liang, Q. A green, low-cost method to prepare GaN films by plasma enhanced chemical vapor deposition / Q. Liang, R.-Z. Wang, M.-Q. Yang, Y. Ding, C.-H. Wang // *Thin Solid Films*. – 2020. – Vol. 710. – Art. no. 138266.

95. Karam, N. H. Growth of device quality GaN at 550 °C by atomic layer epitaxy / N. H. Karam, T. Parodos, P. Colter, D. McNulty, W. Rowland, J. Schetzina, N. El-Masry, S. M. Bedair // *Applied Physics Letters*. – 1995. – Vol. 67, № 1. – P. 94–96.

96. Ozgit, C. Atomic layer deposition of GaN at low temperatures / C. Ozgit, I. Donmez, M. Alevli, N. Biyikli // *Journal of Vacuum Science & Technology A*. – 2012. – Vol. 30, № 1. – Art. no. 01A124.

97. Vacuum technology – Vocabulary – Part 1: General terms : ISO 3529-1:2019(E). – Introd. 07.2019. – Geneva : Intern. Organization for Standardization, 2019. – 9 p.

98. Li, Z.-H. Plasma assisted molecular beam epitaxial growth of GaN with low growth rates their properties / Z.-H. Li, P.-F. Shao, G.-J. Shi, Y.-Z. Wu, Z.-P. Wang, S.-Q. Li, D.-Q. Zhang, T. Tao, Q.-J. Xu, Z.-L. Xie, J.-D. Ye, D.-J. Chen, B. Liu, K. Wang, Y.-D. Zheng, R. Zhang // *Chinese Physics B*. – 2022. – Vol. 31, № 1. – Art. no. 018102.

99. Ban, V. S. Mass spectrometric studies of vapor-phase crystal growth: II. GaN / V. S. Ban // *Journal of The Electrochemical Society*. – 1972. – Vol. 119, № 6. – P. 761–765.

100. Tsvetkov, D. Growth of submicron AlGa_n/GaN/AlGa_n heterostructures by hydride vapor phase epitaxy (HVPE) / D. Tsvetkov, Yu. Melnik, A. Davydov, A. Shapiro, O. Kovalenkov, J. B. Lam, J. J. Song, V. Dmitriev // *Physica Status Solidi (a)*. – 2001. – Vol. 188, № 1. – P. 429432.

101. Fleischmann, S. Influence of quartz on silicon incorporation in HVPE grown AlN / S. Fleischmann, E. Richter, A. Mogilatenko, M. Weyers, G. Trankle // *Journal of Crystal Growth*. – 2019. – Vol. 507. – P. 295–298.

102. Mimura, T. A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As heterojunctions / T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, K. Nanbu // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 1980. – Vol. 19, № 5. – P. L225–L227.

103. Dingle, R. Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices / R. Dingle, H. L. Stormer, A. C. Gossard, W. Wiegmann // *Applied Physics Letters*. – 1978. – Vol. 33, № 7. – P. 665–667.

104. Ketterson, A. High transconductance InGaAs/AlGaAs pseudomorphic modulation-doped field-effect transistors / A. Ketterson, M. Moloney, W. T. Masselink, C. K. Peng, J. Klem,

R. Fischer, W. Kopp, H. Morkoc // *IEEE Electron Device Letters*. – 1985. – Vol. EDL-6, № 12. – P. 628–630.

105. Chao, P. C. High performance 0.1 μ m gate-length planar-doped HEMTs / P. C. Chao, P. M. Smith, K. H. G. Duh, J. M. Ballingall, L. F. Lester, B. R. Lee, A. A. Jabra, R. C. Tiberio // *1987 Intern. Electron Devices Meeting : Technical Digest, Washington, 6–9 Dec. 1987 / IEEE*. – New York, 1987. – Art. no. 17-1.

106. Asif Khan, M. Microwave performance of a 0.25 μ m gate AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistor / M. Asif Khan, J. N. Kuznia, D. T. Olson, W. J. Schaff, J. W. Burm, M. S. Shur // *Applied Physics Letters*. – 1994. – Vol. 65, № 9. – P. 1121–1123.

107. Kukushkin, S. A. Substrates for epitaxy of gallium nitride: new materials and techniques / S. A. Kukushkin, A. V. Osipov, V. N. Bessolov, B. K. Medvedev, V. K. Nevolin, K. A. Tsarik // *Reviews on Advanced Materials Science*. – 2008. – Vol. 17. – P. 1–32.

108. Morkoc, H. Large-band-gap SiC, III-V nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor device technologies / H. Morkoc, S. Strite, G. B. Gao, M. E. Lin, B. Sverdlov, M. Burns // *Journal of Applied Physics*. – 1994. – Vol. 76, № 3. – P. 1363–1398.

109. Romanczyk, B. N-polar GaN-on-sapphire deep recess HEMTs with high W-band power density / B. Romanczyk, W. Li, M. Guidry, N. Hatui, A. Krishna, C. Wurm, S. Keller, U. K. Mishra // *IEEE Electron Device Letters*. – 2020. – Vol. 41, № 11. – P. 1633–1636.

110. He, Y. Scaled InAlN/GaN HEMT on sapphire with f_T/f_{max} of 190/301 GHz / Y. He, L. Zhang, Z. Cheng, C. Li, J. He, S. Xie, X. Wu, C. Wu, Y. Zhang // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2023. – Vol. 70, № 6. – P. 3001–3004.

111. Bin, W. Simulation and analysis of GaN wafer bowing on sapphire substrate / W. Bin, Q. Yu-Xuan, H. Shi-Gang, T. Zhi-Jun, L. Jin, H. Ying-Lu // *Advances in Condensed Matter Physics*. – 2013. – Vol. 2013, № 1. – Art. no. 465498.

112. Tang, Y. Ultra-high-speed GaN high-electron-mobility transistors with f_T/f_{max} of 454/444 GHz / Y. Tang, K. Shinohara, D. Regan, A. Corrion, D. Brown, J. Wong, A. Schmitz, H. Fung, S. Kim, M. Micovic // *IEEE Electron Device Letters*. – 2015. – Vol. 36, № 6. – P. 549–551.

113. Killat, N. Thermal properties of AlGaIn/GaN high electron mobility transistors on 4H and 6H SiC substrates / N. Killat, J. W. Pomeroy, J. J. Jimenez, M. Kuball // *Physica Status Solidi (a)*. – 2014. – Vol. 211, № 12. – P. 2844–2847.

114. Alshahed, M. Low-dispersion, high-voltage, low-leakage GaN HEMTs on native GaN substrates / M. Alshahed, L. Heuken, M. Alomari, I. Cora, L. Toth, B. Pecz, C. Wachter, T. Bergunde, J. N. Burghartz // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2018. – Vol. 65, № 7. – P. 2939–2947.

115. Ando, Y. Improved operation stability of Al₂O₃/AlGaIn/GaN MOS high-electron-mobility transistors grown on GaN substrates / Y. Ando, S. Kaneki, T. Hashizume // *Applied Physics Express*. – 2019. – Vol. 12. – Art. no. 024002.

116. Kotani, J. 24.4 W/mm X-band GaN HEMTs on AlN substrates with the LPCVD-grown high-breakdown-field SiNx layer / J. Kotani, J. Yaita, K. Homma, S. Ozaki, A. Yamada, M. Sato, T. Ohki, N. Nakamura // *IEEE Journal of the Electron Devices Society*. – 2023. – Vol. 11. – P. 101–106.

117. Alomari, M. AlGaIn/GaN HEMT on (111) single crystalline diamond / M. Alomari, A. Dussaigne, D. Martin, N. Grandjean, C. Gaquiere, E. Kohn // *Electronics Letters*. – 2010. – Vol. 46, № 4. – P. 299–301.

118. Wang, Y. Research progress in capping diamond growth on GaN HEMT: a review / Y. Wang, X. Hu, L. Ge, Z. Liu, M. Xu, Y. Peng, B. Li, Y. Yang, S. Li, X. Xie, X. Wang, X. Xu, X. Hu // *Crystals*. – 2023. – Vol. 13. – Art. no. 500.
119. Leclaire, P. AlGaIn/GaN HEMTs with very thin buffer on Si (111) for nanosystems applications / P. Leclaire, S. Chenot, L. Buchaillet, Y. Cordier, D. Theron, M. Faucher // *Semiconductor Science and Technology*. – 2014. – Vol. 29, № 11. – Art. no. 115018.
120. Song, W. GaN HEMTs on low resistivity Si substrates with thick buffer layers for RF signal amplification and power conversion / W. Song, J. Zhang, Z. Zheng, S. Feng, X. Yang, B. Shen, K. J. Chen // *AIP Advances*. – 2022. – Vol. 12, № 4. – Art. no. 045125.
121. Smorchkova, I. P. AlN/GaN and (Al,Ga)N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy / I. P. Smorchkova, L. Chen, T. Mates, L. Shen, S. Heikman, B. Moran, S. Keller, S. P. DenBaars, J. S. Speck, U. K. Mishra // *Journal of Applied Physics*. – 2001. – Vol. 90, № 10. – P. 5196–5201.
122. Волчѣк, В. С. Конструктивно-технологические особенности сенсорных устройств на основе широкозонных полупроводников / В. С. Волчѣк, Дао Динь Ха, И. Ю. Ловшенко, В. П. Стемпицкий // *Доклады БГУИР*. – 2015. – Т. 7, № 93. – С. 99–105.
123. Lin, M. E. Low resistance ohmic contacts on wide band-gap GaN / M. E. Lin, Z. Ma, F. Y. Huang, Z. F. Fan, L. H. Allen, H. Morkoc // *Applied Physics Letters*. – 1994. – Vol. 64, № 8. – P. 1003–1005.
124. Kong, X. Role of Ti/Al relative thickness in the formation mechanism of Ti/Al/Ni/Au ohmic contacts to AlGaIn/GaN heterostructures / X. Kong, K. Wei, G. Liu, X. Liu // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2012. – Vol. 45. – Art. no. 265101.
125. Maslyk, M. Ohmic contact to n-GaN using RT-sputtered GaN:O / M. Maslyk, P. Prystawko, E. Kaminska, E. Grzanka, M. Krysko // *Materials*. – 2023. – Vol. 16. – Art. no. 5574.
126. Zhao, Z. M. Ti/Al/Pt/Au and Al ohmic contacts on Si-substrated GaN / Z. M. Zhao, R. L. Jiang, P. Chen, D. J. Xi, H. Q. Yu, B. Shen, R. Zhang, Y. Shi, S. L. Gu, Y. D. Zheng // *Applied Physics Letters*. – 2001. – Vol. 79, № 2. – P. 218–220.
127. Wang, D.-F. Low-resistance Ti/Al/Ti/Au multilayer ohmic contact to n-GaN / D.-F. Wang, F. Shiwei, C. Lu, A. Motayed, M. Jah, K. A. Jones, L. Salamanca-Riba // *Journal of Applied Physics*. – 2001. – Vol. 89, № 11. – P. 6214–6217.
128. Wang, L. Dislocation-induced nonuniform interfacial reactions of Ti/Al/Mo/Au ohmic contacts on AlGaIn/GaN heterostructure / L. Wang, F. M. Mohammed, I. Adesida // *Applied Physics Letters*. – 2005. – Vol. 87. – Art. no. 141915.
129. S, N. Au-free recessed ohmic contacts to AlGaIn/GaN high electron mobility transistor: study of etch chemistry and metal scheme / N. S, I. Guiney, C. J. Humphreys, P. Sen, R. Muralidharan, D. N. Nath // *Journal of Vacuum Science & Technology B*. – 2020. – Vol. 38. – Art. no. 032207.
130. Zhang, B. J. Schottky diodes of Ni/Au on n-GaN grown on sapphire and SiC substrates / B. J. Zhang, T. Egawa, G. Y. Zhao, H. Ishikawa, M. Umeno, T. Jimbo // *Applied Physics Letters*. – 2001. – Vol. 79, № 16. – P. 2567–2569.
131. Miura, N. Thermal annealing effects on Ni/Au based Schottky contacts on n-GaN and AlGaIn/GaN with insertion of high work function metal / N. Miura, T. Nanjo, M. Suita, T. Oishi, Y. Abe, T. Ozeki, H. Ishikawa, T. Ewaga, T. Jimbo // *Solid-State Electronics*. – 2004. – Vol. 48, № 5. – P. 689–695.

132. GaN and ZnO-based materials and devices ; ed.: S. Pearton. – Berlin ; Heidelberg : Springer, 2012. – XVIII, 486 p.
133. Roccaforte, F. An overview of normally-off GaN-based high electron mobility transistors / F. Roccaforte, G. Greco, P. Fiorenza, F. Iucolano // *Materials*. – 2019. – Vol. 12. – Art. no. 1599.
134. Su, M. Prospects for the application of GaN power devices in hybrid electric vehicle drive systems / M. Su, C. Chen, S. Rajan // *Semiconductor Science and Technology*. – 2013. – Vol. 28. – Art. no. 074012.
135. Scott, M. J. 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. – Vol. 28. – Art. no. 074013.
136. Ding, X. P-GaN selective passivation via H ion implantation to obtain a p-GaN gate normally off AlGaIn/GaN HEMT / X. Ding, X. Yuan, T. Ju, G. Yu, B. Zhang, Z. Du, Z. Zeng, B. Zhang, X. Zhang // *Electronics*. – 2023. – Vol. 12, № 6. – Art. no. 1424.
137. Kumar, V. High transconductance enhancement-mode AlGaIn/GaN HEMTs on SiC substrate / V. Kumar, A. Kuliev, T. Tanaka, Y. Otoki, I. Adesida // *Electronics Letters*. – 2003. – Vol. 39, № 24. – P. 1758–1759.
138. Saito, W. Recessed-gate structure approach toward normally off high-voltage AlGaIn/GaN HEMT for power electronics applications / W. Saito, Y. Takada, M. Kuraguchi, K. Tsuda, I. Omura // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2006. – Vol. 53, № 2. – P. 356–362.
139. Cai, Y. High-performance enhancement-mode AlGaIn/GaN HEMTs using fluoride-based plasma treatment / Y. Cai, Y. Zhou, K. J. Chen, K. M. Lau // *IEEE Electron Device Letters*. – 2005. – Vol. 26, № 7. – P. 435–437.
140. Cai, Y. Control of threshold voltage of AlGaIn/GaN HEMTs by fluoride-based plasma treatment: from depletion mode to enhancement mode / Y. Cai, Y. Zhou, K. M. Lau, K. J. Chen // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2006. – Vol. 53, № 9. – P. 2207–2215.
141. Chen, K. J. Enhancement-mode AlGaIn/GaN HEMT and MIS-HEMT technology / K. J. Chen, C. Zhou // *Physica Status Solidi (a)*. – 2011. – Vol. 208, № 2. – P. 434–438.
142. Zhang, Y. Threshold voltage control by gate oxide thickness in fluorinated GaN metal-oxide-semiconductor high-electron-mobility transistors / Y. Zhang, M. Sun, S. J. Joglekar, T. Fujishima, T. Palacios // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Vol. 103. – Art. no. 033524.
143. Uemoto, Y. Gate injection transistor (GIT)—a normally-off AlGaIn/GaN power transistor using conductivity modulation / Y. Uemoto, M. Hikita, H. Ueno, H. Matsuo, H. Ishida, M. Yanagihara, T. Ueda, T. Tanaka, D. Ueda // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2007. – Vol. 54, № 12. – P. 3393–3398.
144. Lee, F. Impact of gate metal on the performance of p-GaN/AlGaIn/GaN high electron mobility transistors / F. Lee, L.-Y. Su, C.-H. Wang, Y.-R. Wu, J. Huang // *IEEE Electron Device Letters*. – 2015. – Vol. 36, № 3. – P. 232–234.
145. Binari, S. C. Trapping effects in GaN and SiC microwave FETs / S. C. Binari, P. B. Klein, T. E. Kazior // *Proceedings of the IEEE*. – 2002. – Vol. 90, № 6. – P. 1048–1058.
146. Khan, M. A. Current/voltage characteristic collapse in AlGaIn/GaN heterostructure insulated gate field effect transistors at high drain bias / M. A. Khan, M. S. Shur, Q. C. Chen, J. N. Kuznia // *Electronics Letters*. – 1994. – Vol. 30, № 25. – P. 2175–2176.

147. Tapajna, M. On the discrimination between bulk and surface traps in AlGaIn/GaN HEMTs from trapping characteristics / M. Tapajna, J. L. Jimenez, M. Kuball // *Physica Status Solidi (a)*. – 2012. – Vol. 209, № 2. – P. 386–389.
148. Ho, S.-Y. Suppression of current collapse in enhancement mode GaN-based HEMTs using an AlGaIn/GaN/AlGaIn double heterostructure / S.-Y. Ho, C.-H. Lee, A.-J. Tzou, H.-C. Kuo, Y.-R. Wu, J.-J. Huang // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2017. – Vol. 64, № 4. – P. 1505–1510.
149. Li, X. Investigating the current collapse mechanisms of p-GaN gate HEMTs by different passivation dielectrics / X. Li, N. Posthuma, B. Bakeroot, H. Liang, S. You, Z. Wu, M. Zhao, G. Groeseneken, S. Decoutere // *IEEE Transactions on Power Electronics*. – 2020. – Vol. 36, № 5. – P. 4927–4930.
150. Vetury, R. The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGaIn/GaN HFETs / R. Vetury, N. Q. Zhang, S. Keller, U. K. Mishra // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2001. – Vol. 48, № 3. – P. 560–566.
151. Heikman, S. Growth of Fe doped semi-insulating GaN by metalorganic chemical vapor deposition / S. Heikman, S. Keller, S. P. DenBaars, U. K. Mishra // *Applied Physics Letters*. – 2002. – Vol. 81, № 3. – P. 439–441.
152. Silvestri, M. Iron-induced deep-level acceptor center in GaN/AlGaIn high electron mobility transistors: energy level and cross section / M. Silvestri, M. J. Uren, M. Kuball // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Vol. 102. – Art. no. 073501.
153. Arteev, D. S. Influence of doping profile of GaN:Fe buffer layer on the properties of AlGaIn/AlN/GaN heterostructures for high-electron mobility transistors / D. S. Arteev, A. V. Sakharov, W. V. Lundin, E. E. Zavarin, D. A. Zakheim, A. F. Tsatsulnikov, M. I. Gindina, P. N. Brunkov // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2020. – Vol. 1697. – Art. no. 012206.
154. Uren, M. J. Buffer design to minimize current collapse in GaN/AlGaIn HFETs / M. J. Uren, J. Moreke, M. Kuball // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2012. – Vol. 59, № 12. – P. 3327–3333.
155. Lin, W. Suppressing buffer-induced current collapse in GaN HEMTs with a source-connected p-GaN (SCPG): a simulation study / W. Lin, M. Wang, H. Sun, B. Xie, C. P. Wen, Y. Hao, B. Shen // *Electronics*. – 2021. – Vol. 10. – Art. no. 942.
156. Tang, C. Influence of acceptor-like traps in the buffer on current collapse and leakage of E-mode AlGaIn/GaN MISHFETs / C. Tang, J. Shi // *Semiconductor Science and Technology*. – 2013. – Vol. 28. – Art. no. 115011.
157. Meneghesso, G. Surface-related drain current dispersion effects in AlGaIn-GaN HEMTs / G. Meneghesso, G. Verzellesi, R. Pierobon, F. Rampazzo, A. Chini, U. K. Mishra, C. Canali, E. Zanoni // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2004. – Vol. 51, № 10. – P. 1554–1561.
158. Tilak, V. Effect of passivation on AlGaIn/GaN HEMT device performance / V. Tilak, B. Green, H. Kim, R. Dimitrov, J. Smart, W. J. Schaff, J. R. Shealy, L. F. Eastman // 2000 IEEE Intern. Symposium on Compound Semiconductors : Proc. of the IEEE Twenty-Seventh Intern. Symposium on Compound Semiconductors, Monterey, California, 2–5 Oct. 2000 / IEEE. – New York, 2000. – P. 357–363.
159. Arulkumaran, S. Surface passivation effects on AlGaIn/GaN high-electron-mobility transistors with SiO₂, Si₃N₄, and silicon oxynitride / S. Arulkumaran, T. Egawa, H. Ishikawa, T. Jimbo, Y. Sano // *Applied Physics Letters*. – 2004. – Vol. 84, № 4. – P. 613–615.

160. Green, B. M. The effect of surface passivation on the microwave characteristics of undoped AlGaIn/GaN HEMT's / B. M. Green, K. K. Chu, E. M. Chumbes, J. A. Smart, J. R. Shealy, L. F. Eastman // *IEEE Electron Device Letters*. – 2000. – Vol. 21, № 6. – P. 268–270.
161. Higashiwaki, M. A comparative study of effects of SiN_x deposition method on AlGaIn/GaN heterostructure field-effect transistors / M. Higashiwaki, Z. Chen, R. Chu, Y. Pei, S. Keller, U. K. Mishra, N. Hirose, T. Matsui, T. Mimura // *Applied Physics Letters*. – 2009. – Vol. 94. – Art. no. 053513.
162. Nirmal, D. Current collapse modeling in AlGaIn/GaN HEMT using small signal equivalent circuit for high power application / D. Nirmal, L. Arivazhagan, A. S. Augustine Fletcher, J. Ajayan, P. Prajoon // *Superlattices and Microstructures*. – 2018. – Vol. 113. – P. 810–820.
163. Bernat, J. Effect of surface passivation on performance of AlGaIn/GaN/Si HEMTs / J. Bernat, P. Javorka, A. Fox, M. Marso, H. Luth, P. Kordos // *Solid-State Electronics*. – 2003. – Vol. 47. – P. 2097–2103.
164. Liu, Z. GaN HEMTs with breakdown voltage of 2200 V realized on a 200 mm GaN-on-insulator(GNOI)-on-Si wafer / Z. Liu, H. Xie, K. H. Lee, C. S. Tan, G. I. Ng, E. A. Fitzgerald // *2019 Symposium on VLSI Technology, Kyoto, Japan, 9–14 June 2019 / IEEE*. – New York, 2019. – P. T242–T243.
165. Rodriguez, M. High-frequency PWM buck converters using GaN-on-SiC HEMTs / M. Rodriguez, Y. Zhang, D. Maksimovic // *IEEE Transactions on Power Electronics*. – 2014. – Vol. 29, № 5. – P. 2462–2473.
166. Meneghesso, G. Breakdown mechanisms in AlGaIn/GaN HEMTs: An overview / G. Meneghesso, M. Meneghini, E. Zanoni // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2014. – Vol. 53, № 10. – Art. no. 100211.
167. Uren, M. J. Punch-through in short-channel AlGaIn/GaN HFETs / M. J. Uren, K. J. Nash, R. S. Balmer, T. Martin, E. Morvan, N. Caillas, S. L. Delage, D. Ducateau, B. Grimbert, J. C. De Jaeger // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2006. – Vol. 53, № 2. – P. 395–398.
168. Bahat-Treidel, E. Punch-through voltage enhancement scaling of AlGaIn/GaN HEMTs using AlGaIn double heterojunction confinement / E. Bahat-Treidel, O. Hilt, F. Brunner, J. Wurfl, G. Trankle // *Physica Status Solidi C*. – 2009. – Vol. 6, № 6. – P. 1373–1377.
169. Meneghesso, G. GaN-HEMTs devices with single- and double-heterostructure for power switching applications / G. Meneghesso, A. Zanandrea, A. Stocco, I. Rossetto, C. De Santi, F. Rampazzo, M. Meneghini, E. Zanoni // *2013 IEEE Intern. Reliability Physics Symposium, Monterey, California, 14–18 April 2013 / IEEE*. – New York, 2013. – P. 3C.1.1–3C.1.7.
170. Tan, W. S. Gate leakage effects and breakdown voltage in metalorganic vapor phase epitaxy AlGaIn/GaN heterostructure field-effect transistors / W. S. Tan, P. A. Houston, P. J. Parbrook, D. A. Wood, G. Hill, C. R. Whitehouse // *Applied Physics Letters*. – 2002. – Vol. 80, № 17. – P. 3207–3209.
171. Saito, W. Influence of surface defect charge at AlGaIn–GaN-HEMT upon Schottky gate leakage current and breakdown voltage / W. Saito, M. Kuraguchi, Y. Takada, K. Tsuda, I. Omura, T. Ogura // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2005. – Vol. 52, № 2. – P. 159–164.

172. Deen D. AlN/GaN HEMTs with high- κ ALD HfO₂ or Ta₂O₅ gate insulation / D. Deen, D. Storm, D. Meyer, D. S. Katzer, R. Bass, S. Binari, T. Gougousi // *Physica Status Solidi C*. – 2011. – Vol. 8, № 7–8. – P. 2420–2423.
173. Chen, J. La₂O₃ gate dielectrics for AlGaIn/GaN HEMT / J. Chen, T. Kawanago, H. Wakabayashi, K. Tsutsui, H. Iwai, D. Nohata, H. Nohira, K. Kakushima // *Microelectronics Reliability*. – 2016. – Vol. 60. – P. 16–19.
174. Rowena, I. B. Buffer thickness contribution to suppress vertical leakage current with high breakdown field (2.3 MV/cm) for GaN on Si / I. B. Rowena, S. L. Selvaraj, T. Egawa // *IEEE Electron Device Letters*. – 2011. – Vol. 32, № 11. – P. 1534–1536.
175. Hilt, O. Improved vertical isolation for normally-off high voltage GaN-HFETs on n-SiC substrates / O. Hilt, P. Kotara, F. Brunner, A. Knauer, R. Zhytnytska, J. Wurfl // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2013. – Vol. 60, № 10. – P. 3084–3090.
176. Lu, B. High breakdown (> 1500 V) AlGaIn/GaN HEMTs by substrate-transfer technology / B. Lu, T. Palacios // *IEEE Electron Device Letters*. – 2010. – Vol. 31, № 9. – P. 951–953.
177. Herbecq, N. 1900 V, 1.6 m Ω cm² AlN/GaN-on-Si power devices realized by local substrate removal / N. Herbecq, I. Roch-Jeune, N. Rolland, D. Visalli, J. Derluyn, S. Degroote, M. Germain, F. Medjdoub // *Applied Physics Express*. – 2014. – Vol. 7. – Art. no. 034103.
178. Umeda, H. Blocking-voltage boosting technology for GaN transistors by widening depletion layer in Si substrates / H. Umeda, A. Suzuki, Y. Anda, M. Ishida, T. Ueda, T. Tanaka, D. Ueda // *2010 Intern. Electron Devices Meeting : Technical Digest, San Francisco, 6–8 Dec. 2010 / IEEE*. – New York, 2010. – Art. no. 20.5.
179. Wu, Y.-F. 30-W/mm GaN HEMTs by field plate optimization / Y.-F. Wu, A. Saxler, M. Moore, R. P. Smith, S. Sheppard, P. M. Chavarkar, T. Wisleder, U. K. Mishra, P. Parikh // *IEEE Electron Device Letters*. – 2004. – Vol. 25, № 3. – P. 117–119.
180. Wu, Y.-F. 40-W/mm double field-plated GaN HEMTs / Y.-F. Wu, M. Moore, A. Saxler, T. Wisleder, P. Parikh // *2006 64th Device Research Conf., State College, Pennsylvania, 26–28 June 2006 / IEEE*. – New York, 2006. – P. 151–152.
181. Trew, R. J. AlGaIn/GaN HFET reliability / R. J. Trew, D. S. Green, J. B. Shealy // *IEEE Microwave Magazine*. – 2009. – Vol. 10, № 4. – P. 116–127.
182. Binari, S. C. AlGaIn/GaN HEMTs grown on SiC substrates / S. C. Binari, J. M. Redwing, G. Kelner, W. Kruppa // *Electronics Letters*. – 1997. – Vol. 33, № 3. – P. 242–243.
183. Gaska, R. High-temperature performance of AlGaIn/GaN HFET's on SiC substrates / R. Gaska, Q. Chen, J. Yang, A. Osinsky, M. Asif Khan, M. S. Shur // *IEEE Electron Device Letters*. – 1997. – Vol. 18, № 10. – P. 492–494.
184. Thibeault, B. J. High performance and large area flip-chip bonded AlGaIn/GaN MODFETs / B. J. Thibeault, B. P. Keller, Y.-F. Wu, P. Fini, U. K. Mishra, C. Nguyen, N. X. Nguyen, M. Le // *1997 Intern. Electron Devices Meeting : Technical Digest, Washington, 7–10 Dec. 1997 / IEEE*. – New York, 1997. – Art. no. 21.7.
185. Sun, J. Thermal management of AlGaIn-GaN HFETs on sapphire using flip-chip bonding with epoxy underfill / J. Sun, H. Fatima, A. Koudymov, A. Chitnis, X. Hu, H.-M. Wang, J. Zhang, G. Simin, J. Yang, M. Asif Khan // *IEEE Electron Device Letters*. – 2003. – Vol. 24, № 6. – P. 375–377.
186. Das, J. Improved thermal performance of AlGaIn/GaN HEMTs by an optimized flip-chip design / J. Das, H. Oprins, H. Ji, A. Sarua, W. Ruythooren, J. Derluyn, M. Kuball,

M. Germain, G. Borghs // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2006. – Vol. 53, № 11. – P. 2696–2702.

187. Fegghi, R. Thermal analysis of microwave GaN-HEMTs in conventional and flip-chip assemblies / R. Fegghi, M. Joodaki // *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*. – 2018. – Vol. 28, № 8. – Art. no. e21513.

188. Ando, Y. A 110-W AlGaIn/GaN heterojunction FET on thinned sapphire substrate / Y. Ando, Y. Okamoto, H. Miyamoto, N. Hayama, T. Nakayama, K. Kasahara, M. Kuzuhara // *2001 Intern. Electron Devices Meeting : Technical Digest, Washington, 2–5 Dec. 2001 / IEEE*. – New York, 2001. – Art. no. 17.3.

189. Jessen, G. H. AlGaIn/GaN HEMT on diamond technology demonstration / G. H. Jessen, J. K. Gillespie, G. D. Via, A. Crespo, D. Langley, J. Wasserbauer, F. Faili, D. Francis, D. Babic, F. Ejeckam, S. Guo, I. Eliashevich // *2006 IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium, San Antonio, Texas, 12–15 Nov. 2006 / IEEE*. – New York, 2006. – P. 271–274.

190. Hiroki, M. Suppression of self-heating effect in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors by substrate-transfer technology using h-BN / M. Hiroki, K. Kumakura, Y. Kobayashi, T. Akasaka, T. Makimoto, H. Yamamoto // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Vol. 105, № 19. – Art. no. 193509.

191. Chao, P.-C. Low-temperature bonded GaN-on-diamond HEMTs with 11 W/mm output power at 10 GHz / P.-C. Chao, K. Chu, C. Creamer, J. Diaz, T. Yurovchak, M. Shur, R. Kallaher, C. McGray, G. D. Via, J. D. Blevins // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2015. – Vol. 62, № 11. – P. 3658–3664.

192. Hiroki, M. Substrate-transfer technique using h-BN for GaN-based high-power transistors / M. Hiroki, K. Kumakura, H. Yamamoto // *NTT Technical Review*. – 2016. – Vol. 14, № 8. – P. 1–6.

193. Chen, K.-H. Cu-plated through-wafer vias for AlGaIn/GaN high electron mobility transistors on Si / K.-H. Chen, F. Ren, A. Pais, H. Xie, B. P. Gila, S. J. Pearton, J. W. Johnson, P. Rajagopal, J. C. Roberts, E. L. Piner, K. J. Linthicum // *Journal of Vacuum Science & Technology B*. – 2009. – Vol. 27, № 5. – P. 2166–2169.

194. Russo, S. Analysis of the thermal behavior of AlGaIn/GaN HEMTs / S. Russo, V. d'Alessandro, M. Costagliola, G. Sasso, N. Rinaldi // *Materials Science and Engineering B*. – 2012. – Vol. 177. – P. 1343–1351.

195. Hwang, Y.-H. Novel approach to improve heat dissipation of AlGaIn/GaN high electron mobility transistors with a Cu filled via under device active area / Y.-H. Hwang, T.-S. Kang, F. Ren, S. J. Pearton // *Journal of Vacuum Science & Technology B*. – 2014. – Vol. 32. – Art. no. 061202.

196. Hsueh, K.-P. Reliability studies on AlGaIn/GaN metal-insulator-semiconductor high-electron-mobility transistors with through-substrate via technique and backside heat sink metal on silicon-on-insulator substrates / K.-P. Hsueh, H.-Y. Wang, H.-C. Wang, H.-L. Kao, F.-T. Chien, C.-T. Chen, K.-J. Chang, H.-C. Chiu // *ECS Journal of Solid State Science and Technology*. – 2018. – Vol. 7, № 8. – P. Q142–Q147.

197. Pavlidis, G. The effects of AlN and copper back side deposition on the performance of etched back GaN/Si HEMTs / G. Pavlidis, S. H. Kim, I. Abid, M. Zegaoui, F. Medjdoub, S. Graham // *IEEE Electron Device Letters*. – 2019. – Vol. 40, № 7. – P. 1060–1063.

198. Mohanty, S. K. Thermal management of GaN-on-Si high electron mobility transistor by copper filled micro-trench structure / S. K. Mohanty, Y.-Y. Chen, P.-H. Yeh, R.-H. Horng // *Scientific Reports*. – 2019. – Vol. 9. – Art. no. 19691.

199. Gallium nitride layer with diamond layers : pat. US 7884373 B2 / R. Korenstein, S. D. Bernstein, S. J. Pereira. – Publ. date 29.07.2010.

200. Yan, Z. Graphene quilts for thermal management of high-power GaN transistors / Z. Yan, G. Liu, J. M. Khan, A. Balandin // *Nature Communications*. – 2012. – Vol. 3. – Art. no. 827.

201. Lin, Z. High thermally conductive and electrically insulating 2D boron nitride nanosheet for efficient heat dissipation of high-power transistors / Z. Lin, C. Liu, Y. Chai // *2D Materials*. – 2016. – Vol. 3, № 4. – Art. no. 041009.

202. Fujitsu [Electronic resource]. – Mode of access. <https://www.fujitsu.com>. – Date of access: 19.01.2023.

203. Horng, R.-H. Thermal performance of Cu electroplated GaN/AlGaIn high-electron-mobility transistors with various-thickness Si substrates / R.-H. Horng, H.-Y. Yeh, N. Tumilty // *Electronics*. – 2023. – Vol. 12, № 9. – Art. no. 2033.

204. Balandin, A. A. Thermal properties of graphene and nanostructured carbon materials / A. A. Balandin // *Nature Materials*. – 2011. – Vol. 10. – P. 569–581.

205. Balandin, A. A. Superior thermal conductivity of single-layer graphene / A. A. Balandin, S. Ghosh, W. Bao, I. Calizo, D. Teweldebrhan, F. Miao, C. N. Lau // *Nano Letters*. – 2008. – Vol. 8, № 3. – P. 902–907.

206. Ghosh, S. Extremely high thermal conductivity of graphene: prospects for thermal management applications in nanoelectronic circuits / S. Ghosh, I. Calizo, D. Teweldebrhan, E. P. Pokatilov, D. L. Nika, A. A. Balandin, W. Bao, F. Miao, C. N. Lau // *Applied Physics Letters*. – 2008. – Vol. 92, № 15. – Art. no. 151911.

207. Ho, C. Y. Thermal conductivity of the elements / C. Y. Ho, R. W. Powell, P. E. Liley // *Journal of Physical and Chemical Reference Data*. – 1972. – Vol. 1, № 2. – P. 279–421.

208. Ghosh, S. Dimensional crossover of thermal transport in few-layer graphene / S. Ghosh, W. Bao, D. L. Nika, S. Subrina, E. P. Pokatilov, C. N. Lau, A. A. Balandin // *Nature Materials*. – 2010. – Vol. 9. – P. 555–558.

209. Seol, J. H. Two-dimensional phonon transport in supported graphene / J. H. Seol, I. Jo, A. L. Moore, L. Lindsay, Z. H. Aitken, M. T. Pettes, X. Li, Z. Yao, R. Huang, D. Broido, N. Mingo, R. S. Ruoff, L. Shi // *Science*. – 2010. – Vol. 328, № 5975. – P. 213–216.

210. Мощный сверхвысокочастотный транзистор на основе нитрида галлия : пат. RU 2581726 C1 / Р. В. Рыжук, Н. И. Каргин, С. В. Миннебаев, К. С. Гришаков, Р. В. Захарченко, В. Ф. Елесин, М. М. Маслов, К. П. Катин. – Оpubл. 20.04.2016.

211. Cai, Q. High thermal conductivity of high-quality monolayer boron nitride and its thermal expansion / Q. Cai, D. Scullion, W. Gan, A. Falin, S. Zhang, K. Watanabe, T. Taniguchi, Y. Chen, E. J. G. Santos, L. H. Li // *Science Advances*. – 2019. – Vol. 5, № 6. – Art. no. eaav0129.

212. Нелаев, В. В. Основы САПР в микроэлектронике : учеб. пособие / В. В. Нелаев, В. Р. Стемпицкий. – Минск : БГУИР, 2008. – 221 с. : ил.

213. Абрамов, И. И. Основы моделирования элементов микро- и нанoeлектроники / И. И. Абрамов. – Саарбрюккен : LAP LAMBERT Academic Publishing, 2016. – 444 с.

214. Silvaco [Electronic resource]. – Mode of access: <https://silvaco.com>. – Date of access: 09.11.2023.

215. Wachutka, G. K. Rigorous thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor device modeling / G. K. Wachutka // *IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems*. – 1990. – Vol. 9, № 11. – P. 1141–1149.
216. Denton, A. R. Vegard's law / A. R. Denton, N. W. Ashcroft // *Physical Review A*. – 1991. – Vol. 43, № 6. – P. 3161–3164.
217. Karch, K. Ab initio study of structural, dielectric, and dynamical properties of GaN / K. Karch, J.-M. Wagner, F. Bechstedt // *Physical Review B*. – 1998. – Vol. 57, № 12. – P. 7043–7049.
218. Aitken, J. E. Microwave measurement of the temperature coefficient of permittivity for sapphire and alumina / J. E. Aitken, P. H. Ladbrooke, M. H. N. Potok // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 1975. – Vol. 23, № 6. – P. 526–529.
219. Stratton, R. Semiconductor current-flow equations (diffusion and degeneracy) / R. Stratton // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 1972. – Vol. ED-19, № 12. – P. 1288–1292.
220. Apanovich, Y. Steady-state and transient analysis of submicron devices using energy balance and simplified hydrodynamic models / Y. Apanovich, E. Lyumkis, B. Polsky, A. Shur, P. Blakey // *IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems*. – 1994. – Vol. 13, № 6. – P. 702–711.
221. Deinega, A. Finite difference discretization of semiconductor drift-diffusion equations for nanowire solar cells / A. Deinega, S. John // *Computer Physics Communications*. – 2012. – Vol. 183, № 10. – P. 2128–2135.
222. Scharfetter, D. L. Large-signal analysis of a silicon read diode oscillator / D. L. Scharfetter, H. K. Gummel // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 1969. – Vol. ED-16, № 1. – P. 64–77.
223. Varshni, Y. P. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors / Y. P. Varshni // *Physica*. – 1967. – Vol. 34, № 1. – P. 149–154.
224. Choyke, W. J. Absorption of light in alpha SiC near the band edge / W. J. Choyke, L. Patrick // *Physical Review*. – 1957. – Vol. 105, № 6. – P. 1721–1723.
225. Choyke W. J. Exciton recombination radiation and phonon spectrum of 6H SiC / W. J. Choyke, L. Patrick // *Physical Review*. – 1962. – Vol. 127, № 6. – P. 1868–1877.
226. Guo, Q. Temperature dependence of band gap change in InN and AlN / Q. Guo, A. Yoshida // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 1994. – Vol. 33, № 5R. – P. 2453–2456.
227. Morkoc, H. Handbook of nitride semiconductors and devices : in 3 vol. / H. Morkoc. – Weinheim : Wiley, 2008. – Vol. 2 : Electronic and optical processes in nitrides. – 883 p.
228. Goano, M. Band structure nonlocal pseudopotential calculation of the III-nitride wurtzite phase materials system. Part I. Binary compounds GaN, AlN, and InN / M. Goano, E. Bellotti, E. Ghillino, G. Ghione, K. F. Brennan // *Journal of Applied Physics*. – 2000. – Vol. 88, № 11. – P. 6467–6475.
229. Dexter, R. N. Effective masses of electrons in silicon / R. N. Dexter, B. Lax, A. F. Kip, G. Dresselhaus // *Physical Review*. – 1954. – Vol. 96, № 1. – P. 222–223.
230. Son, N. T. Electron effective masses and mobilities in high-purity 6H-SiC chemical vapor deposition layers / N. T. Son, O. Kordina, A. O. Konstantinov, W. M. Chen, E. Sorman, B. Monemar, E. Janzen // *Applied Physics Letters*. – 1994. – Vol. 65, № 25. – P. 3209–3211.

231. Suttrop, W. Hall effect and infrared absorption measurements on nitrogen donors in 6H-silicon carbide / W. Suttrop, G. Pensl, W. J. Choyke, R. Stein, S. Leibenzeder // *Journal of Applied Physics*. – 1992. – Vol. 72, № 8. – P. 3708–3713.
232. Kim, K. Effective masses and valence-band splittings in GaN and AlN / K. Kim, W. R. L. Lambrecht, B. Segall, M. van Schilfgaarde // *Physical Review B*. – 1997. – Vol. 56, № 12. – P. 7363–7375.
233. Suzuki, M. First-principles calculations of effective-mass parameters of AlN and GaN / M. Suzuki, T. Uenoyama, A. Yanase // *Physical Review B*. – 1995. – Vol. 52, № 11. – P. 8132–8139.
234. Dexter, R. N. Effective masses of holes in silicon / R. N. Dexter, B. Lax // *Physical Review*. – 1954. – Vol. 96, № 1. – P. 223–224.
235. Son, N. T. Hole effective masses in 6H-SiC from optically detected cyclotron resonance / N. T. Son, C. Hallin, E. Janzen // *Physical Review B*. – 2002. – Vol. 66, № 4. – Art. no. 045304.
236. Persson, C. Dependence of energy gaps and effective masses on atomic positions in hexagonal SiC / C. Persson, U. Lindefelt // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – Vol. 86, № 9. – P. 5036–5039.
237. Katnani, A. D. Commutativity and transitivity of GaAs-AlAs-Ge(100) band offsets / A. D. Katnani, R. S. Bauer // *Physical Review B*. – 1986. – Vol. 33, № 2. – P. 1106–1109.
238. Martin, G. Valence-band discontinuities of wurtzite GaN, AlN, and InN heterojunctions measured by x-ray photoemission spectroscopy / G. Martin, A. Botchkarev, A. Rockett, H. Morkoc // *Applied Physics Letters*. – 1996. – Vol. 68, № 18. – P. 2541–2543.
239. Caughey, D. M. Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field / D. M. Caughey, R. E. Thomas // *Proceedings of the IEEE*. – 1967. – Vol. 55, № 12. – P. 2192–2193.
240. Albrecht, J. D. Electron transport characteristics of GaN for high temperature device modeling / J. D. Albrecht, R. P. Wang, P. P. Ruden, M. Farahmand, K. F. Brennan // *Journal of Applied Physics*. – 1998. – Vol. 83, № 9. – P. 4777–4781.
241. Ambacher, O. Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures / O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, J. Hilsenbeck // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – Vol. 85, № 6. – P. 3222–3233.
242. Ambacher, O. Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaIn/GaN heterostructures / O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, A. J. Sierakowski, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, A. Mitchell, M. Stutzmann // *Journal of Applied Physics*. – 2000. – Vol. 87, № 1. – P. 334–344.
243. Bernardini, F. 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.
244. Bernardini, F. Nonlinear macroscopic polarization in III-V nitride alloys / F. Bernardini, V. Fiorentini // *Physical Review B*. – 2001. – Vol. 64, № 8. – Art. no. 085207.
245. Wright, A. F. Elastic properties of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN / A. F. Wright // *Journal of Applied Physics*. – 1997. – Vol. 82, № 6. – P. 2833–2839.

246. Polian, A. Elastic constants of gallium nitride / A. Polian, M. Grimsditch, I. Grzegory // *Journal of Applied Physics*. – 1996. – Vol. 79, № 6. – P. 3343–3344.
247. Simmons, J. G. Nonequilibrium steady-state statistics and associated effects for insulators and semiconductors containing an arbitrary distribution of traps / J. G. Simmons, G. W. Taylor // *Physical Review B*. – 1971. – Vol. 4, № 2. – P. 502–511.
248. Chynoweth, A. G. Ionization rates for electrons and holes in silicon / A. G. Chynoweth // *Physical Review*. – 1958. – Vol. 109, № 5. – P. 1537–1540.
249. Kunihiro, K. Experimental evaluation of impact ionization coefficients in GaN / K. Kunihiro, K. Kasahara, Y. Takahashi, Y. Ohno // *IEEE Electron Device Letters*. – 1999. – Vol. 20, № 12. – P. 608–610.
250. Cao, L. Experimental characterization of impact ionization coefficients for electrons and holes in GaN grown on bulk GaN substrates / L. Cao, J. Wang, G. Harden, H. Ye, R. Stillwell, A. J. Hoffman // *Applied Physics Letters*. – 2018. – Vol. 112. – Art. no. 262103.
251. Ji, D. Experimental determination of impact ionization coefficients of electrons and holes in gallium nitride using homojunction structures / D. Ji, B. Ercan, S. Chowdhury // *Applied Physics Letters*. – 2019. – Vol. 115. – Art. no. 073503.
252. Maeda, T. Impact ionization coefficients and critical electric field in GaN / T. Maeda, T. Narita, S. Yamada, T. Kachi, T. Kimoto, M. Horita, J. Suda // *Journal of Applied Physics*. – 2021. – Vol. 129. – Art. no. 185702.
253. Zhou, J.-R. Simulation of ultra-small GaAs MESFET using quantum moment equations / J.-R. Zhou, D. K. Ferry // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 1992. – Vol. 39, № 3. – P. 473–478.
254. Wettstein, A. Quantum device-simulation with the density-gradient model on unstructured grids / A. Wettstein, A. Schenk, W. Fichtner // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2001. – Vol. 48, № 2. – P. 279–284.
255. Pomeroy, J. W. Operating channel temperature in GaN HEMTs: DC versus RF accelerated life testing / J. W. Pomeroy, M. J. Uren, B. Lambert, M. Kuball // *Microelectronics Reliability*. – 2015. – Vol. 55, № 12. – P. 2505–2510.
256. Dongre, B. Ab initio lattice thermal conductivity of bulk and thin-film α -Al₂O₃ / B. Dongre, J. Carrete, N. Mingo, G. K. H. Madsen // *MRS Communications*. – 2018. – Vol. 8, № 3. – P. 1119–1123.
257. Gaur, S. P. Two-dimensional carrier flow in a transistor structure under nonisothermal conditions / S. P. Gaur, D. H. Navon // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 1976. – Vol. ED-23, № 1. – P. 50–57.
258. Protik, N. H. Phonon thermal transport in 2H, 4H and 6H silicon carbide from first principles / N. H. Protik, A. Katre, L. Lindsay, J. Carrete, N. Mingo, D. Broido // *Materials Today Physics*. – 2017. – Vol. 1. – P. 31–38.
259. Volcheck, V. Temperature dependence of the thermal conductivity of wurtzite aluminum nitride, gallium nitride and aluminum-gallium nitride / V. Volcheck, D. Hvazdouski, M. Baranova, V. Stempitsky // *Нанопроектирование, технология, компьютерное моделирование – NDTCS-2021 : XIX Междунар. симпозиум, Минск, 28-29 окт. 2021 г. : тез. докл. / Белорус. гос. ун-т информатики и радиоэлектроники ; редкол.: В. А. Богуш [и др.]. – Минск, 2021. – С. 33–35.*
260. *Fundamentals of heat and mass transfer* / F. P. Incropera [et al.]. – 6th ed. – Hoboken : Wiley, 2007. – 997 p.

261. Glassbrenner, C. J. Thermal conductivity of silicon and germanium from 3°K to the melting point / C. J. Glassbrenner, G. A. Slack // *Physical Review*. – 1964. – Vol. 134, № 4A. – P. A1058–A1069.

262. Ditmars, D. A. Enthalpy and heat-capacity standard reference material: synthetic sapphire ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) from 10 to 2250 K / D. A. Ditmars, S. Ishihara, S. S. Chang, G. Bernstein, E. D. West // *Journal of Research of the National Bureau of Standards*. – 1982. – Vol. 87, № 2. – P. 159–163.

263. Takahashi, Y. Heat capacity of gold from 80 to 1000 K / Y. Takahashi, H. Akiyama // *Thermochimica Acta*. – 1986. – Vol. 109. – P. 105–109.

264. Garcia, S. Impact of substrate and thermal boundary resistance on the performance of AlGaIn/GaN HEMTs analyzed by means of electro-thermal Monte Carlo simulations / S. Garcia, I. Iniguez-de-la-Torre, J. Mateos, T. Gonzalez, S. Perez // *Semiconductor Science and Technology*. – 2016. – Vol. 31, № 6. – Art. no. 065005.

265. Sarua, A. Thermal boundary resistance between GaN and substrate in AlGaIn/GaN electronic devices / A. Sarua, H. Ji, K. P. Hilton, D. J. Wallis, M. J. Uren, T. Martin, M. Kuball // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2007. – Vol. 54, № 12. – P. 3152–3158.

266. Stoddard, N. Progress in ammonothermal crystal growth of gallium nitride from 2017–2023: process, defects and devices / N. Stoddard, S. Pimplutkar // *Crystals*. – 2023. – Vol. 13, № 7. – Art. no. 1004.

267. Kumazaki, Y. Over 80% power-added-efficiency GaN high-electron-mobility transistors on free-standing GaN substrates / Y. Kumazaki, T. Ohki, J. Kotani, S. Ozaki, Y. Niida, Y. Minoura, M. Nishmori, N. Okamoto, M. Sato, N. Nakamura, K. Watanabe // *Applied Physics Express*. – 2021. – Vol. 14, № 1. – Art. no. 016502.

268. Hu, Y. 11.2 W/mm power density AlGaIn/GaN high electron-mobility transistors on a GaN substrate / Y. Hu, Y. Wang, W. Wang, Y. Lv, H. Guo, Z. Zhang, H. Yu, X. Song, X. Zhou, T. Han, S. Dun, H. Liu, A. Bu, Z. Feng // *Journal of Semiconductors*. – 2024. – Vol. 45. – Art. no. 012501.

269. Dong, Y. Effects of dissipative substrate on the performances of enhancement mode AlInN/GaN HEMTs / Y. Dong, Z. Xie, D. Chen, H. Lu, R. Zhang, Y. Zheng // *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*. – 2018. – Vol. 32, № 1. – Art. no. e2482.

270. Vandersande, J. W. The thermal conductivity of insulators and semiconductors. / J. W. Vandersande, C. Wood // *Contemporary Physics*. – 1986. – Vol. 27, № 2. – P. 117–144.

271. Slack, G. A. Nonmetallic crystals with high thermal conductivity / G. A. Slack // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1973. – Vol. 34, № 2. – P. 321–335.

272. Morelli, D. T. Estimation of the isotope effect on the lattice thermal conductivity of group IV and group III-V semiconductors / D. T. Morelli, J. P. Heremans, G. A. Slack // *Physical Review B*. – 2002. – Vol. 66, № 19. – Art. no. 195304.

273. Florescu, D. I. High spatial resolution thermal conductivity and Raman spectroscopy investigation of hydride vapor phase epitaxy grown *n*-GaN/sapphire (0001): doping dependence / D. I. Florescu, V. M. Asnin, F. H. Pollak, R. J. Molnar, C. E. C. Wood // *Journal of Applied Physics*. – 2000. – Vol. 88, № 6. – P. 3295–3300.

274. Witek, A. Some aspects of thermal conductivity of isotopically pure diamond—a comparison with nitrides / A. Witek // *Diamond and Related Materials*. – 1998. – Vol. 7, № 7. – P. 962–964.

275. Dugdale, J. S. Lattice thermal conductivity / J. S. Dugdale, D. K. C. MacDonald // *Physical Review*. – 1955. – Vol. 98, № 6. – P. 1751–1752.
276. Callaway, J. Model for lattice thermal conductivity at low temperatures / J. Callaway // *Physical Review*. – 1959. – Vol. 113, № 4. – P. 1046–1051.
277. Ma, J. Examining the Callaway model for lattice thermal conductivity / J. Ma, W. Li, X. Luo // *Physical Review B*. – 2014. – Vol. 90, № 3. – Art. no. 035203.
278. Kotchetkov, D. Effect of dislocations on thermal conductivity of GaN layers / D. Kotchetkov, J. Zou, A. A. Balandin, D. I. Florescu, F. H. Pollak // *Applied Physics Letters*. – 2001. – Vol. 79, № 26. – P. 4316–4318.
279. Zou, J. Thermal conductivity of GaN films: effects of impurities and dislocations / J. Zou, D. Kotchetkov, A. A. Balandin, D. I. Florescu, F. H. Pollak // *Journal of Applied Physics*. – 2002. – Vol. 92, № 5. – P. 2534–2539.
280. Liu, W. Thermal conduction in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ alloys and thin films / W. Liu, A. A. Balandin // *Journal of Applied Physics*. – 2005. – Vol. 97, № 7. – Art. no. 073710.
281. Lindsay, L. Thermal conductivity and large isotope effect in GaN from first principles / L. Lindsay, D. A. Broido, T. L. Reinecke // *Physical Review Letters*. – 2012. – Vol. 109, № 9. – Art. no. 095901.
282. Broido, D. A. Intrinsic lattice thermal conductivity of semiconductors from first principles / D. A. Broido, M. Malorny, G. Birner, N. Mingo, D. A. Stewart // *Applied Physics Letters*. – 2007. – Vol. 91, № 23. – Art. no. 231922.
283. Qin, Z. Orbitally driven low thermal conductivity of monolayer gallium nitride (GaN) with planar honeycomb structure: a comparative study / Z. Qin, G. Qin, X. Zuo, Z. Xiong, M. Hu // *Nanoscale*. – 2017. – Vol. 9, № 12. – P. 4295–4309.
284. Jiang, Y. Phonon transport properties of bulk and monolayer GaN from first-principles / Y. Jiang, S. Cai, Y. Tao, Z. Wei, K. Bi, Y. Chen // *Computational Materials Science*. – 2017. – Vol. 138, № 1. – P. 419–425.
285. Jezowski, A. Thermal conductivity of GaN crystals in 4.2–300 K range / A. Jezowski, B. A. Danilchenko, M. Bockowski, I. Grzegory, S. Krukowski, T. Suski, T. Paszkiewicz // *Solid State Communications*. – 2003. – Vol. 128, № 2–3. – P. 69–73.
286. Ju, W. Anisotropic thermal transport property of defect-free GaN / W. Ju, Z. Zhou, Z. Wei // *AIP Advances*. – 2016. – Vol. 6, № 6. – Art. no. 065328.
287. Wu, R. First-principles-based full-dispersion Monte Carlo simulation of the anisotropic phonon transport in the wurtzite GaN thin film / R. Wu, R. Hu, X. Luo // *Journal of Applied Physics*. – 2016. – Vol. 119, № 14. – Art. no. 145706.
288. Li, W. ShengBTE: a solver of the Boltzmann transport equation for phonons / W. Li, J. Carrete, N. A. Katcho, N. Mingo // *Computer Physics Communications*. – 2014. – Vol. 185, № 1. – P. 1747–1758.
289. Garg, J. Spectral concentration of thermal conductivity in GaN—a first-principles study / J. Garg, T. Luo, G. Chen // *Applied Physics Letters*. – 2018. – Vol. 112, № 25. – Art. no. 252101.
290. Behler, J. Generalized neural-network representation of high-dimensional potential-energy surfaces / J. Behler, M. Parrinello // *Physical Review Letters*. – 2007. – Vol. 98, № 14. – Art. no. 146401.
291. Minamitani, E. Simulating lattice thermal conductivity in semiconducting materials using high-dimensional neural network potential / E. Minamitani, M. Ogura, S. Watanabe // *Applied Physics Express*. – 2019. – Vol. 12, № 9. – Art. no. 095001.

292. Simon, R. B. Thermal conductivity of bulk GaN—effects of oxygen, magnesium doping, and strain field compensation / R. B. Simon, J. Anaya, M. Kuball // Applied Physics Letters. – 2014. – Vol. 105, № 20. – Art. no. 202105.
293. Maruska, H. P. The preparation and properties of vapor-deposited single-crystal-line GaN / H. P. Maruska, J. J. Tietjen // Applied Physics Letters. – 1969. – Vol. 15, № 10. – P. 327–329.
294. Asnin, V. M. High spatial resolution thermal conductivity of lateral epitaxial overgrown GaN/sapphire (0001) using a scanning thermal microscope / V. M. Asnin, F. H. Pollak, J. Ramer, M. Schurman, I. Ferguson // Applied Physics Letters. – 1999. – Vol. 75, № 9. – P. 1240–1242.
295. Luo, C.-Y. Thermal conductivity of lateral epitaxial overgrown GaN films / C.-Y. Luo, H. Marchand, D. R. Clarke, S. P. DenBaars // Applied Physics Letters. – 1999. – Vol. 75, № 26. – P. 4151–4153.
296. Florescu, D. I. Thermal conductivity of fully and partially coalesced lateral epitaxial overgrown GaN/sapphire (0001) by scanning thermal microscopy / D. I. Florescu, V. M. Asnin, F. H. Pollak, A. M. Jones, J. C. Ramer, M. J. Schurman, I. Ferguson // Applied Physics Letters. – 2000. – Vol. 77, № 10. – P. 1464–1466.
297. Porowski, S. Bulk and homoepitaxial GaN-growth and characterisation / S. Porowski // Journal of Crystal Growth. – 1998. – Vol. 189/190. – P. 153–158.
298. Slomski, M. Growth technology for GaN and AlN bulk substrates and templates / M. Slomski, L. Liu, J. F. Muth, T. Paskova // Handbook of GaN semiconductor materials and devices / ed. W. Bi, H.-C. Kuo, P.-C. Ku, B. Chen. – Boca Raton ; London ; New York, 2018. – Ch. 5. – P. 143–167.
299. Jagannadham, K. Thermal conductivity of semi-insulating, *p*-type, and *n*-type GaN films on sapphire / K. Jagannadham, E. A. Berkman, N. Elmasry // Journal of Vacuum Science & Technology A. – 2008. – Vol. 26, № 3. – P. 375–379.
300. Richter, E. GaN boules grown by high rate HVPE / E. Richter, M. Grunder, B. Schineller, F. Brunner, U. Zeimer, C. Netzel, M. Weyers, G. Trankle // Physica Status Solidi C. – 2011. – Vol. 8, № 5. – P. 1450–1454.
301. Butland, A. T. D. The specific heat of graphite: an evaluation of measurement / A. T. D. Butland, R. J. Maddison // Journal of Nuclear Materials. – 1973. – Vol. 49, № 1. – P. 45–56.
302. Dao, D. H. Iron-induced acceptor centers in the gallium nitride high electron mobility transistor: thermal simulation and analysis / D. H. Dao, T. T. Tran, V. Volcheck, V. Stempitsky // Advanced Technologies for Communications (ATC) : proc. of the 2019 Intern. conf., Hanoi, Vietnam, 17-19 Oct. 2019. – Hanoi, 2019. – P. 308–312.
303. Shi, Y. Influence of the acceptor-type trap on the threshold voltage of the short-channel GaN MOS-HEMT / Y. Shi, W. Chen, Z. Fu, S. Chen, B. Zhang // Journal of the Electron Devices Society. – 2021. – Vol. 9. – P. 606–611.
304. Greco, G. Review of technology for normally-off HEMTs with p-GaN gate / G. Greco, F. Iucolano, F. Roccaforte // Materials Science in Semiconductor Processing. – 2017. – Vol. 78. – P. 96–106.
305. Volcheck, V. Design optimization of the gallium nitride high electron mobility transistor with graphene and boron nitride heat-spreading elements / V. Volcheck, I. Lovshenko, V. Stempitsky // Semiconductors. – 2023. – Vol. 57, № 3. – P. 216–223.

306. Dean, C. R. Boron nitride substrates for high-quality graphene electronics / C. R. Dean, A. F. Young, I. Meric, C. Lee, L. Wang, S. Sorgenfrei, K. Watanabe, T. Taniguchi, P. Kim, K. L. Shepard, J. Hone // *Nature Nanotechnology*. – 2010. – Vol. 5. – P. 722–726.

307. Li, Q.-Y. Measurement of specific heat and thermal conductivity of supported and suspended graphene by a comprehensive Raman optothermal method / Q.-Y. Li, K. Xia, J. Zhang, Y. Zhang, Q. Li, K. Takahashi, X. Zhang // *Nanoscale*. – 2017. – Vol. 9, № 30. – P. 10784–10793.

308. Волчѣк, В. С. Нитрид-галлиевый транзистор с высокой подвижностью электронов с эффективной системой теплоотвода на основе графена / В. С. Волчѣк, И. Ю. Ловшенко, В. Т. Шандарович, Дао Динь Ха // *Доклады БГУИР*. – 2020. – Т. 18, № 3. – С. 72–80.

309. Волчѣк, В. С. Нитрид-галлиевый гетероструктурный полевой транзистор с системой теплоотвода на основе канавки в слое пассивации, заполненной материалом с высокой теплопроводностью / В. С. Волчѣк, В. Р. Стемпицкий // *Доклады БГУИР*. – 2021. – Т. 19, № 6. – С. 74–82.

310. Volcheck, V. S. Large signal performance of the gallium nitride heterostructure field-effect transistor with a graphene heat-removal system / V. S. Volcheck, V. R. Stempitsky // *Doklady BGUIR*. – 2022. – Vol. 20, № 1. – P. 40–47.

311. Dao, D. H. DC, AC and breakdown simulation of the gallium nitride high electron mobility transistor with a few-layer graphene heat-removal system / D. H. Dao, V. Volcheck, V. Stempitsky, T. T. Tran // *Advanced Technologies for Communications (ATC) : proc. of the 2022 Intern. conf., Hanoi, Vietnam, 20-22 Oct. 2022*. – Hanoi, 2022. – P. 121–125.

312. Turin, V. O. Simulations of field-plated and recessed gate gallium nitride-based heterojunction field-effect transistors / V. O. Turin, M. S. Shur // *International Journal of High Speed Electronics and Systems*. – 2007. – Vol. 7, № 1. – P. 19–23.

313. Soni, A. Novel drain-connected field plate GaN HEMT designs for improved V_{BD} – R_{ON} tradeoff and RF PA performance / A. Soni, A. Shrivastava, M. Shrivastava // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2020. – Vol. 67, № 4. – P. 1718–1725.

314. Ren, B. Layered boron nitride enabling high-performance AlGaIn/GaN high electron mobility transistor / B. Ren, M. Liao, M. Sumiya, J. Li, L. Wang, X. Liu, Y. Koide, L. Sang // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2020. – Vol. 829. – Art. no. 154542.

315. Lee, G. H. Boron nitride as a passivation capping layer for AlGaIn/GaN high electron mobility transistors / G. H. Lee, A. H. Park, J. H. Lim, C.-H. Lee, D.-W. Jeon, Y.-B. Kim, J. Lee, J. W. Yang, E.-K. Suh, T. H. Seo // *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*. – 2020. – Vol. 20, № 7. – P. 4450–4453.

316. Патент BY 24362, МПК H01L 29/737 (2006.01). Нормально закрытый нитрид-галлиевый гетероструктурный полевой транзистор с системой теплоотвода на основе графена и нитрида бора : № а 20220173 : заявлено 29.06.2022 : опубл. 28.02.2024 / Волчѣк В. С., Стемпицкий В. Р. ; заявитель УО «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники». – URL: <https://search.ncip.by/database/index.php?pref=inv&lng=ru&page=3&target=43665> (дата обращения: 30.11.2024).

317. Jiang, P. Anisotropic thermal transport in bulk hexagonal boron nitride / P. Jiang, X. Qian, R. Yang, L. Lindsay // *Physical Review Materials*. – 2018. – Vol. 2, № 6. – Art. no. 064005.

318. Vel, L. Cubic boron nitride: synthesis, physicochemical properties and applications / L. Vel, G. Demazeau, J. Etourneau // *Materials Science and Engineering*. – 1991. – Vol. B10, № 2. – P. 149–164.
319. Wentorf, Jr., R. H. Synthesis of the cubic form of boron nitride / R. H. Wentorf, Jr. // *The Journal of Chemical Physics*. – 1961. – Vol. 34, № 3. – P. 809–812.
320. Kester, D. J. Phase evolution in boron nitride thin films / D. J. Kester, K. S. Ailey, R. F. Davis, K. L. More // *Journal of Materials Research*. – 1993. – Vol. 8, № 6. – P. 1213–1216.
321. Doring, J.-E. The influence of ion beam assisted deposition parameters on the properties of boron nitride thin films / J.-E. Doring, L. Guangnan, H.-R. Stock // *Diamond and Related Materials*. – 1999. – Vol. 8, № 8–9. – P. 1697–1702.
322. Mineta, S. Preparation of cubic boron nitride film by CO₂ laser physical vapour deposition with simultaneous nitrogen ion supply / S. Mineta, M. Kohata, N. Yasunaga, Y. Kikuta // *Thin Solid Films*. – 1990. – Vol. 189, № 1. – P. 125–128.
323. Weissmantel, S. Pulsed laser deposition and modification of cubic boron nitride / S. Weissmantel, G. Reisse, B. Keiper, A. Weber, U. Falke, M. Roder // *Applied Surface Science*. – 1998. – Vol. 127–129. – P. 444–450.
324. Kulikovskiy, V. Yu. Preparation of thin hard boron nitride films by r.f. magnetron sputtering / V. Yu. Kulikovskiy, L. R. Shaginyan, V. M. Vereschaka, N. G. Natynenko // *Diamond and Related Materials*. – 1995. – Vol. 4, № 2. – P. 113–119.
325. Hahn, J. Cubic boron nitride films by d.c. and r.f. magnetron sputtering: layer characterization and process diagnostics / J. Hahn, M. Friedrich, R. Pintaske, M. Schaller, N. Kahl, D. R. T. Zahn, F. Richter // *Diamond and Related Materials*. – 1996. – Vol. 5, № 10. – P. 1103–1112.
326. Mirkarimi, P. B. Review of advances in cubic boron nitride film synthesis / P. B. Mirkarimi, K. F. McCarty, D. L. Medlin // *Materials Science and Engineering*. – 1997. – Vol. R21, № 2. – P. 47–100.
327. Bello, I. Cubic boron nitride films for industrial applications / I. Bello, Y. M. Chong, K. M. Leung, C. Y. Chan, K. L. Ma, W. J. Zhang, S. T. Lee, A. Layyous // *Diamond & Related Materials*. – 2005. – Vol. 14, № 11–12. – P. 1784–1790.
328. Brown, J. M. Nucleation of cubic boron nitride on boron-doped diamond via plasma enhanced chemical vapor deposition / J. M. Brown, S. Vishwakarma, D. J. Smith, R. J. Nemanich // *Journal of Applied Physics*. – 2023. – Vol. 133, № 21. – Art. no. 215303.
329. Chattopadhyay, K. K. Cubic boron nitride thin film synthesis on silica substrates by low-pressure inductively-coupled r.f. plasma chemical vapor deposition / K. K. Chattopadhyay, S. Matsumoto, Y.-F. Zhang, I. Sakaguchi, M. Nishitani-Gamo, T. Ando // *Thin Solid Films*. – 1999. – Vol. 354, № 1–2. – P. 24–28.
330. Murakawa, M. Optical properties of cubic boron nitride films made by a reactive ion plating method / M. Murakawa, S. Watanabe, S. Miyake // *Thin Solid Films*. – 1993. – Vol. 226, № 1. – P. 82–86.
331. Juma, I. G. Direct growth of hexagonal boron nitride on non-metallic substrates and its heterostructures with graphene / I. G. Juma, G. Kim, D. Jariwala, S. K. Behura // *iScience*. – 2021. – Vol. 24, № 11. – Art. no. 103374.
332. Lu, Y. H. Asymmetric spin gap opening of graphene on cubic boron nitride (111) substrate / Y. H. Lu, P. M. He, Y. P. Feng // *Journal of Physics and Chemistry C*. – 2008. – Vol. 112, № 33. – P. 12683–12686.

333. Volcheck, V. Device characterization of the gallium nitride high electron mobility transistor with a boron nitride heat-spreading element / V. Volcheck, V. Stempitsky // Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus : Physical-Technical Series. – 2023. – Vol. 68, № 2. – P. 156–166.

334. Борздов, В. М. Моделирование методом Монте-Карло приборных структур интегральной электроники / В. М. Борздов, О. Г. Жевняк, Ф. Ф. Комаров, В. О. Галенчик. – Минск : БГУ, 2007. – 175 с.

335. Баранов, В. В. Статистический анализ и оптимизация параметров технологии изготовления биполярного транзистора с изолированным затвором / В. В. Баранов, А. М. Боровик, И. Ю. Ловшенко, В. Р. Стемпицкий, Т. Ч. Чан, И. Шелибак // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2015. – № 1. – С. 38–43.

336. Russo, S. Influence of the source-gate distance on the AlGaIn/GaN HEMT performance / S. Russo, A. Di Carlo // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2007. – Vol. 54, № 5. – P. 1071–1075.

337. Shrestha, N. M. Electric characteristic of AlGaIn/GaN HEMTs with AlN spacer layer / N. M. Shrestha, Y. Li, E. Y. Chang // 2013 Intern. Conf. on Solid State Devices and Materials, Fukuoka, Japan, 24–27 Sept. 2013 / IOP Publishing. – Tokyo, 2013. – P. 200–201.

338. Avery, D. G. New infra-red detectors using indium antimonide / D. G. Avery, D. W. Goodwin, Miss A. E. Rennie // Journal of Scientific Instruments. – 1957. – Vol. 34, № 10. – P. 394–395.

339. Rogalski, A. HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook / A. Rogalski // Reports on Progress in Physics. – 2005. – Vol. 68, № 10. – P. 2267–2336.

340. Копытко, М. New insights into the ultimate performance of HgCdTe photodiodes / М. Копытко, А. Rogalski // Sensors & Actuators: A. Physical. – 2022. – Vol. 339. – Art. no. 113511.

341. Rogalski, A. Infrared HOT photodetectors: status and outlook / A. Rogalski, М. Копытко, W. Hu, P. Martyniuk // Sensors. – 2023. – Vol. 23, № 17. – Art. no. 7564.

342. Levine, B. F. Broadband 8–12 μm high-sensitivity GaAs quantum well infrared photodetector / B. F. Levine, G. Hasnain, C. G. Bethea, N. Chand // Applied Physics Letters. – 1989. – Vol. 54, № 26. – P. 2704–2706.

343. Bethea, C. G. 10- μm GaAs/AlGaAs Multiquantum well scanned array infrared imaging camera / C. G. Bethea, B. F. Levine, V. O. Shen, R. R. Abbott, S. J. Hsieh // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1991. – Vol. 38, № 5. – P. 1118–1123.

344. Volcheck, V. S. Performance characteristics of an infrared photodetector using intersubband junctions in quantum wells based on gallium nitride / V. S. Volcheck, V. R. Stempitsky // Doklady BGUIR. – 2024. – V. 22, № 3. – P. 69–75.

Научное издание

Волчѣк Владислав Сергеевич
Стемпицкий Виктор Романович

**КОНСТРУКТИВНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ
ПРИБОРОВ ФОТОНИКИ, СИЛОВОЙ И СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКИ
НА ОСНОВЕ ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

Ответственный за выпуск С.Л. Бочкарева
Редактор В.Р. Стемпицкий

Подписано в печать 03.09.2024. Формат 60×84 1/16.
Бумага офсетная. Ризография. Усл. печ. л. 13,54.
Уч.-изд. л. 9,76. Тираж 100 экз. Заказ 136.

Издатель и полиграфическое исполнение: УП «Бестпринт».
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий № 1/160 от 27.01.2014.
Ул. Кальварийская, д. 25, к. 116, 220073, г. Минск.