

**АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО  
«НАУЧНО-ПРОИЗВОДСТВЕННОЕ ПРЕДПРИЯТИЕ  
«ИСТОК» ИМЕНИ А.И.ШОКИНА»**

На правах рукописи



**Лукашин  
Владимир Михайлович**

**УДК 621.382.323**

**Гетероструктурные СВЧ полевые транзисторы с селективным  
донорно - акцепторным легированием**

**Специальность 2.2.2 «Электронная компонентная база микро –  
и наноэлектроники, квантовых устройств»**

Научный консультант:  
доктор физико-математических наук  
Андрей Борисович Пашковский

Диссертация на соискание ученой степени  
доктора технических наук

г. Фрязино 2023 г.

## Оглавление

Оглавление.....	1
Введение.....	4
Глава 1. Дрейфовый перенос электронов в транзисторных НЕМТ гетероструктурах.....	43
1.1. Основные особенности дрейфового переноса электронов в транзисторных НЕМТ гетероструктурах. ....	43
1.2. Полевой разогрев электронов в транзисторных эпитаксиальных структурах без размерного квантования.....	48
1.2.1. Поперечный пространственный перенос в полевых транзисторах на основе гетероструктур с GaAs и InGaAs каналом.....	52
1.2.2. Особенности нелокального разогрева электронов в мощных СВЧ полевых транзисторах с GaAs каналом.....	66
1.2.3. Особенности нелокального разогрева электронов в мощных СВЧ полевых транзисторах с GaN каналом.....	81
Выводы по разделу 1.2. ....	97
1.3. Полевой разогрев электронов в транзисторных эпитаксиальных структурах с поперечным размерным квантованием.....	99
1.3.1. Обоснование введения $\text{rip}$ – локализирующих барьеров в состав транзисторных DA-DpHEMT - структур.....	104
1.3.2. Ослабление рассеяния электронов при размерном квантовании в структурах с локализирующими потенциальными барьерами.....	113
1.3.3. Квантово – гидродинамическая модель продольного дрейфа электронов в DA-DpHEMT гетероструктурах. ....	121
1.3.4. Всплеск дрейфовой скорости в транзисторных гетероструктурах.....	129
1.3.5. Обоснование выбора DA-DpHEMT и DA-rHEMT в качестве базовых структур с InGaAs каналом для мощных СВЧ транзисторов.....	152
Выводы по разделу 1.3. ....	157
Заключение по главе 1. ....	159
Глава 2. Мощные полевые СВЧ DA-DpHEMT транзисторы для см - и мм - диапазонов длин волн. ....	160
2.1. Основные направления улучшения характеристик DA-DpHEMT транзисторов. ..	160
2.2. Конструкции и состав слоев DA-DpHEMT гетероструктур.....	162

2.3. Экспериментальные образцы DA-DpHEMT транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн. ....	166
2.3.1. Конструкция, вольт – амперные характеристики и СВЧ параметры DA-DpHEMT транзисторов для см - диапазона длин волн. ....	166
2.3.2. Усилители мощности на основе DA-DpHEMT транзисторов для см - диапазона длин волн. ....	185
2.3.3. Конструкция, вольт – амперные характеристики и СВЧ параметры DA-DpHEMT транзисторов для мм - диапазона длин волн. ....	194
2.3.4. Усиление на СВЧ в DA-DpHEMT транзисторах при нулевом постоянном потенциале на затворе. ....	220
2.3.5. Зонная диаграмма, вольт - амперные и вольт - емкостные характеристики «затвор – канал» в DA-DpHEMT транзисторах. ....	226
Заключение по главе 2. ....	240
Глава 3. Тепловые режимы, особенности конструкции и технологии DA-DpHEMT транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн. ....	242
3.1. Отвод тепла в мощных СВЧ транзисторах. ....	242
3.2. Тепловые режимы работы мощных СВЧ полевых транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн. ....	243
3.2.1. Тепловые режимы HEMT транзисторов для см – диапазона длин волн. ....	244
3.2.2. Тепловые режимы HEMT транзисторов см – диапазона с верхним тепловым интерфейсом из алмазоподобного покрытия. ....	264
3.2.3. Тепловые режимы DA-DpHEMT транзисторов с алмазоподобным теплоотводом в заземляющих отверстиях. ....	276
3.3. Особенности конструкции и технологии DA-DpHEMT транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн. ....	284
3.3.1. Особенности конструкции DA-DpHEMT гетероструктур для полевых транзисторов см – и мм – диапазонов длин волн. ....	285
3.3.2. Формирование мезы и омических контактов в DA-DpHEMT транзисторах. ....	288
3.3.3. Т- и Г- затворы для DA-DpHEMT транзисторов см - и мм - диапазонов длин волн. ....	298
3.3.4. Формирование коротких Г- затворов в DA-DpHEMT транзисторах см - и мм - диапазонов с применением фотолитографии. ....	316
3.3.5. DA-DpHEMT транзисторы для см - и мм - диапазонов с уменьшенной длиной канала. ....	321

<i>Заключение по главе 3.</i> ....	323
<i>Заключение.</i> .....	325
<i>Список литературы</i> .....	327
<i>Приложение 1. Список обозначений.</i> .....	361
<i>Приложение 2. Внедрение.</i> .....	379
<i>Приложение 3. Список трудов соискателя.</i> .....	380

## **Введение**

**Актуальность темы.** Твердотельная сверхвысокочастотная (СВЧ) электронная компонентная база (ЭКБ) востребована во множестве радиоэлектронных систем различных типов и назначений. Одним из важнейших компонентов СВЧ ЭКБ были и остаются усилители СВЧ мощности на полевых транзисторах. В связи с этим к мощным СВЧ полевым транзисторам (ПТ) предъявляются требования, направленные на улучшение их основных характеристик: повышение предельных рабочих частот, увеличение коэффициента усиления, выходной мощности и коэффициента полезного действия (КПД), повышение надёжности, возможность монолитной интеграции в микросхемы усилителей и в системы на кристалле.

Прогресс в развитии СВЧ ЭКБ в последние годы в значительной степени связан с развитием мощных СВЧ полевых транзисторов, основными активными элементами в диапазоне частот от единиц до сотен ГГц остаются мощные полевые транзисторы с затвором, имеющим потенциальный барьер, образованный контактом металл – полупроводник. Современные транзисторы уже давно традиционно изготавливаются в НЕМТ (high electron mobility transistor) исполнении на основе  $A_3B_5$  гетероэпитаксиальных структур, среди которых в лучшую сторону выделяются структуры с InGaAs и GaN каналом. Среди транзисторов с InGaAs каналом выделяются два класса: рНЕМТ - транзисторы (pseudomorphic high electron mobility transistor) и мНЕМТ - транзисторы (metamorphic high electron mobility transistor). мНЕМТ - транзисторы в настоящее время отличаются самыми высокими показателями быстродействия. Отдельный класс составляют транзисторы с GaN каналом, в настоящее время они позволяют получать самые большие величины выходной СВЧ мощности. В ряде частотных диапазонов НЕМТ транзисторы в части их применения более универсальны по сравнению с гетеробиполярными транзисторами. Современные технологии НЕМТ полевых транзисторов позволяют формировать их одновременно с другими элементами в едином цикле изготовления СВЧ монолитных интегральных схем усилителей мощности.

Несмотря на большое количество разработок мощных СВЧ транзисторов и сообщений о рекордных результатах, наблюдается значительный разрыв по ха-

характеристикам между лабораторными образцами и серийными приборами. Первые изготавливаются на уникальном дорогостоящем и малопроизводительном оборудовании с использованием лабораторных образцов гетероструктур. В промышленном производстве важным является обеспечение высокого быстродействия и выходной СВЧ мощности полевых транзисторов при высокой производительности технологического процесса, воспроизводимости и стабильности параметров и низкой стоимости. По этим причинам на мировом рынке в основном задействована небольшая группа компаний, разрабатывающих и производящих мощные полевые транзисторы и монолитные интегральные схемы на их основе.

В настоящее время магистральным направлением в области разработки мощных полевых транзисторов является разработка транзисторов на основе нитрида галлия. Считается, что традиционные мощные СВЧ ПТ в рНЕМТ исполнении на основе AlGaAs-InGaAs-GaAs гетероструктур в ближайшее время будут практически полностью вытеснены из сантиметрового и длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн полевыми транзисторами на более широкозонных гетероструктурах, в частности, транзисторами на основе GaN гетероструктур. Однако, благодаря таким качествам как высокий коэффициент усиления, высокая линейность амплитудной характеристики, высокая надежность, долговременная стабильность и отработанная технология изготовления, СВЧ НЕМТ транзисторы с InGaAs каналом еще долго будут иметь широкое применение. Кроме этого, в настоящее время в России, имеются удачные лабораторные разработки гетероструктур и приборов на основе GaN и SiC, но создание промышленной технологии таких гетероструктур и приборов еще далеко от завершения.

Требования экономической независимости и технологической безопасности приводят к необходимости создания отечественной элементной базы, параметры которой сравнимы с лучшими серийными мировыми аналогами с учетом особенностей и возможностей уже имеющихся технологий и имеющегося оборудования.

Копирование западных разработок ведёт к постоянному отставанию от мирового уровня, а иногда и к разработкам заведомо бесперспективных направлений. Специфика представленной работы заключается в разработке новых кон-

структивных и технологических решений для перспективных вариантов мощных СВЧ транзисторов на основе AlGaAs-InGaAs-GaAs гетероструктур с максимальной их адаптацией к уже внедренным технологиям.

К такому варианту относится разработанный новый класс транзисторов, получивших наименование «DA-DpHEMT». Это HEMT транзисторы с двухсторонним расположением слоев донорной и акцепторной примеси относительно слоя InGaAs канала. Гетероструктура DA-DpHEMT транзисторов имеет селективное легирование донорами и акцепторами (DA) и отличается наличием потенциальных барьеров, которые усиливают локализацию электронов в слое канала. Эти локализующие потенциальные барьеры формируются с помощью акцепторных и донорных слоев.

Проведенная разработка новых мощных СВЧ полевых транзисторов базируется на уже освоенной в России технологии молекулярно – пучковой эпитаксии соединений  $A_3B_5$  и серийной технологии DpHEMT транзисторов, что вместе с полученными рекордными (для транзисторов с InGaAs каналом) характеристиками обосновывает актуальность этой работы.

До проведения разработки DA-DpHEMT транзисторов считалось, что любая оптимизация гетероструктур DpHEMT транзисторов с InGaAs каналом, их конструкции и технологии не позволяет получать на частоте 10 ГГц удельную выходную СВЧ мощность DpHEMT транзисторов заметно больше 1 Вт/мм.

При этом в конструкциях DA-DpHEMT транзисторов с InGaAs каналом, предназначенных для см - диапазона длин волн, на практике показано почти двукратное превышение величины 1 Вт/мм и увеличение коэффициента усиления на частоте 10 ГГц. В конструкциях DA-DpHEMT транзисторов с InGaAs каналом, предназначенных для мм - диапазона длин волн, на частоте 67 ГГц получен мало-сигнальный коэффициент усиления более 14 дБ.

Существенное увеличение выходной СВЧ мощности и коэффициента усиления DA-DpHEMT транзисторов с InGaAs каналом обеспечивается увеличением максимального (при положительном потенциале затвора) тока стока в условиях сильного разогрева электронов. Причиной этого полезного эффекта является по-

вышение проводимости канала с помощью встроенных потенциальных барьеров (локализирующих барьеров) за счет ограничения поперечного пространственного переноса электронов. Эти барьеры формируются зарядами доноров и акцепторов в AlGaAs-слоях, с селективным профилем легирования, они формируют в гетероструктуре глубокую потенциальную яму с сильным размерным квантованием и, тем самым, выполняют локализирующую функцию – заметно подавляют перенос горячих электронов из InGaAs – канала с высокой подвижностью электронов в широкозонные слои AlGaAs с относительно низкой подвижностью электронов.

Разработанное техническое решение для транзисторной гетероструктуры выполнено в рамках эпитаксиальной технологии, используемой в уже освоенной серийной технологии AlGaAs-InGaAs-GaAs – DpHEMT гетероструктур, что дополнительно усиливает актуальность темы.

**Цель работы.** Разработка на основе нового типа гетероструктур и технологии СВЧ полевых транзисторов с InGaAs каналом нового класса транзисторов с повышенной удельной выходной мощностью и коэффициентом усиления.

**Постановка задачи** - для достижения поставленной цели решались следующие основные задачи:

- разрабатывались и апробировались в мощных СВЧ полевых транзисторах оригинальные конструкции DA-DpHEMT гетероструктур с локализирующими потенциальными барьерами сформированными с помощью селективного донорно – акцепторного легирования;

- в приближении объемных механизмов рассеяния разрабатывалась оригинальная квантово - гидродинамическая модель полевого разогрева электронов в квантовой яме DA-DpHEMT транзисторов;

- с целью оптимизации гетероструктур исследовались особенности переноса электронов в различных вариантах DA-DpHEMT гетероструктур с потенциальными барьерами, локализирующими электроны в слое канала;

- с целью уменьшения температуры в канале транзистора исследовались тепловые режимы для многосекционных транзисторов с учетом локализации источников тепла и разрабатывалась оригинальная конструкция теплоотвода;



- разрабатывались оригинальные конструкции и отдельные технологические процессы мощных СВЧ DA-DpHEMT транзисторов, обеспечивающие монолитную интеграцию транзисторов в микросхемы усилителей см- и мм- диапазонов.

- изготавливались и исследовались образцы DA-DpHEMT транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн.

**Объектом исследования** служат DA-DpHEMT гетероструктуры для мощных полевых СВЧ HEMT транзисторов и мощные полевые СВЧ DA-DpHEMT транзисторы.

**Предметом исследования** служат конструкции гетероструктур для мощных полевых СВЧ HEMT транзисторов, конструкции DA-DpHEMT транзисторов, конструкции омических контактов, конструкции затвора и соответствующие технологии изготовления.

**Научная новизна.** В диссертационной работе впервые получены следующие результаты:

1. Теоретически исследованы особенности полевого разогрева электронов в HEMT и в DA-DpHEMT транзисторах с GaAs и InGaAs каналами, а также в HEMT транзисторах с GaN каналом.

2. В приближении объемных механизмов рассеяния разработана оригинальная квантово - гидродинамическая модель полевого разогрева электронов в квантовой яме DA-DpHEMT транзисторов.

3. Показано, что сформированные с помощью селективного легирования донорами и акцепторами локализирующие барьеры в DA-DpHEMT транзисторах с InGaAs каналом и с AlGaAs - интерфейсом канала увеличивают статическую дрейфовую скорость и всплеск дрейфовой скорости электронов до величин, превышающих аналогичные величины в DpHEMT транзисторах с таким же InGaAs каналом и с AlInAs - интерфейсом канала до 1.5 раз.

4. В DA-DpHEMT транзисторах для см - и мм - диапазонов длин волн предложено формировать алмазоподобные теплоотводы на боковых стенках заземляющих отверстий, что позволяет до двух раз уменьшить перегрев DA-DpHEMT

транзистора относительно корпуса при толщине подложки 100 мкм и ширине секций затворов 150 мкм.

5. Разработанные мощные полевые СВЧ DA-DpHEMT транзисторы мм - диапазона показали удельную выходную СВЧ мощность и коэффициент усиления в 1.5 – 2 больше, чем у GaAs DpHEMT транзисторов. СВЧ DA-DpHEMT транзисторы мм - диапазона показали малосигнальный коэффициент усиления (MSG) более 15 дБ в диапазоне частот 25 – 55 ГГц, более 10 дБ при частоте 67 ГГц.

6. Показано, что DA-DpHEMT транзисторы на основе гетероструктур с pin - потенциальными барьерами, усиливающими локализацию горячих электронов в канале транзистора при 22 % содержании индия в слое канала, позволяют получать пробивное напряжение «затвор – сток» более 30 В при увеличении расстояния затвор - сток до 0.9 мкм без падения коэффициента усиления.

**Научные положения, выносимые на защиту:**

1. Разработанная в приближении объемных механизмов рассеяния квантово - гидродинамическая модель транспорта электронов в квантовой яме DA-DpHEMT транзисторов обеспечивает возможность расчёта статических и динамических характеристик гетероструктур, показавших для различных конструкций гетероструктур изменение амплитуды всплеска дрейфовой скорости электронов в несколько раз.

2. Двойные DA-DpHEMT и обращенные DA-pHEMT гетероструктуры отличаются усиленной локализацией горячих электронов в слое канала, усиленным размерным квантованием, дающим при толщинах слоя канала менее 15 нм разность энергий между нижними размерно-квантовыми уровнями в разы больше энергии оптического фонона в арсениде галлия.

3. Введение в двойные DA-DpHEMT и обращенные pHEMT структуры DA - потенциальных барьеров, усиливающих локализацию горячих электронов в канале транзистора, позволяет до 1.5 раз увеличить статическую дрейфовую скорость и амплитуду всплеска дрейфовой скорости электронов.

4. Формирование омических контактов истока и стока на боковых поверхностях мезы DA-DpHEMT транзисторов позволяет исключить влияние верхнего ак-

цепторного слоя на сопротивления контактов и получать контакты с удельным переходным сопротивлением  $0.3 \text{ Ом} \cdot \text{мм}$ .

5. DA-DpHEMT транзисторы с 22% содержанием индия в слое канала при увеличении расстояния «затвор – сток» до  $0.9 \text{ мкм}$  обеспечивают получение пробивных напряжений «затвор – сток» более  $30 \text{ В}$  без уменьшения коэффициента усиления в мм – диапазоне длин волн.

6. Формирование алмазоподобного покрытия на стенках заземляющих отверстий, сформированных под секциями истоков, позволяет до двух раз уменьшить перегрев DA-DpHEMT транзисторов относительно корпуса при толщине подложки  $100 \text{ мкм}$  и ширине секций затворов  $150 \text{ мкм}$ .

7. DA-DpHEMT транзисторы на основе гетероструктур с  $\text{pin}$  - потенциальными барьерами, усиливающими локализацию горячих электронов в канале, позволяют в 1.5 раза увеличить удельную выходную мощность и более чем в 2 раза коэффициент усиления полевых транзисторов не только в сантиметровом, но и в миллиметровом диапазонах длин волн.

### **Практическая ценность работы.**

1. Построена модель полевого разогрева электронов в канале DA-DpHEMT транзистора, учитывающая вид поперечной волновой функции электронов в квантовой яме гетероструктуры. Модель позволяет рассчитывать распределение во времени всплеска дрейфовой скорости, тем самым определять перспективность использования в составе транзисторов различных вариантов гетероструктур, позволяет провести выбор оптимального состава, толщин слоев и профиля легирования в гетероструктурах.

2. Предложен новый тип гетероструктур, получивших название «DA-DpHEMT структуры» с потенциальными барьерами, усиливающими локализацию горячих электронов в слое канала для мощных СВЧ полевых транзисторов. DA-DpHEMT структуры использованы в составе разработанного нами нового класса мощных СВЧ полевых транзисторов (DA-DpHEMT).

3. Разработана конструкция и изготовлены DA-DpHEMT гетероструктуры с локализирующими барьерами, пригодная для использования в составе мощных СВЧ транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн.

4. На основе DA-DpHEMT гетероструктуры разработаны конструкции мощных СВЧ транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн с учетом технологических возможностей как фото, так и электронно-лучевой литографии. Показано, что благодаря высокой точности позиционирования фотолитографического степпера можно формировать Г - затворы с длиной основания от 0.12 мкм высокопроизводительными методами фотолитографии и, тем самым, обеспечить серийное изготовление транзисторов как для см -, так и для мм - диапазонов при рабочих частотах 10 – 100 ГГц.

5. Разработан и апробирован ряд вспомогательных технологий:

- формирование мезы транзистора с плоскими наклонными стенками,
- удаление окисленных слоев и слоев с дефектами от плазменных обработок методом окисления этих слоев и селективного удаления окислов,
- формирование в одном чипе Г – затворов при различных ориентациях козырьков относительно ножек затворов.

6. Результаты работы использовались в ряде ОКР «АО «НПП «ИСТОК».

7. Разработанные транзисторы и МИС на их основе поставляются в АО «НПП «Салют», АО «НИИЭП», АО «НПО НИИИП-НЗиК», АО «НПП «Алмаз», АО «НПП «Радар ммс», АО «НПП «Салют-25», АО «РЗП», АО «Светлана-Электронприбор», АО «УМЗ», АО «УПКБ «Деталь», АО «ЦКБА», АО «ЦНИРТИ им. академика А.И.Берга», ОАО «ЦНПО «Ленинец», ПАО «Ярославский радиозавод», ООО «Абтроникс», ООО «ТРВ-инжиниринг», АО «ННПО имени М.В. Фрунзе», АО «НПП «Салют-27», АО «НИИМА «Прогресс», НПП «Октава», НПО «Октябрь».

**Личный вклад:** статьи 17, 18 из Приложения 3 написаны автором лично.

На основе разработанной автором DA-DpHEMT гетероструктуры автором предложены конструкция DA – DpHEMT мезатранзисторов, в том числе конструкции и технологии формирования омических контактов, Т- и Г- затворов.

### **Апробация результатов работы.**

На основе проведенных работ были изготовлены и апробированы экспериментальные образцы мощных СВЧ DA-DpHEMT транзисторов в режиме усиления СВЧ мощности на рабочих частотах 10, 40 и 67 ГГц.

Результаты работы опубликованы в материалах следующих международных и Всероссийских конференций:

"СВЧ - техника и телекоммуникационные технологии" («КрыМиКо») г. Севастополь: 10 - 14 сентября 2007г., 13 - 17 сентября 2010г., 12 - 16 сентября 2011г., 10 - 14 сентября 2012г., 8 - 13 сентября 2013г., 7 - 13 сентября 2014г., 6 - 12 сентября 2015г., 10 - 16 сентября 2017г., 9 - 15 сентября 2018г., 8 - 14 сентября 2019г., 7-11 сентября 2020 г., 5-10 сентября 2021 г.

«Микроэлектроника СВЧ», Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ: 4-7 июня 2012 г. «11 Российская конференция по физике полупроводников», Санкт-Петербург, 16 - 20 сентября 2013 г. «Электроника и микроэлектроника СВЧ», Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 2-5 июня 2014 г. «Электроника и микроэлектроника СВЧ», Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 1-4 июня 2015 г. «Электроника и микроэлектроника СВЧ», VI Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ: 2-5 июня 2014 г., 1-4 июня 2015 г., 29 мая-1 июня 2017 г., 30 мая-4 июня 2021 г.

Пульсар – 2013 "Твердотельная электроника. Сложные функциональные блоки РЭА" 24 - 25 октября 2013 г.

10 Международная научно-практическая конференция «Нанотехнологии – производству 2014» г. Фрязино Московской обл., 2 - 4 апреля 2014 г.

8-я Международная научно – практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ – электроники «МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ» НИЯУ «МИФИ» г. Москва: 24 мая 2017, 24 мая 2018 г., 28 октября 2020 г., 19-20 мая 2021 г., 25-26 мая 2022 г.

Всего 34 публикации в материалах конференций.

**Публикации.** По материалам диссертации автором опубликованы одна монография, 33 статьи в журналах из списка ВАК для защиты кандидатских и док-

торских диссертаций (из них 2 статьи без соавторов), в том числе 16 статей в журналах, индексируемых в международных базах данных, 34 публикации в материалах конференций, соавторство в 9 патентах РФ.

**Объём работы.** Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения, списка литературы и 3 приложений. Работа выполнена на 391 странице текста, содержит 111 рисунков, 19 таблиц, список литературы из 305 наименований.

### **Содержание и результаты работы.**

**Во введении** дано обоснование актуальности темы работы, определены цели и задачи исследований, перечислены основные результаты, выводы, научные положения, выносимые на защиту. Обоснована практическая значимость работы.

**В первой главе** проведено исследование дрейфового переноса электронов в транзисторных НЕМТ гетероструктурах на основании которого предложены и описаны способы улучшения характеристик НЕМТ транзисторов.

**В разделе 1.1** описаны основные особенности дрейфового переноса электронов в транзисторных НЕМТ гетероструктурах.

Показано, что увеличение выходной СВЧ мощности НЕМТ транзисторов сводится к решению следующих задач:

1. К увеличению стационарных величин: максимальной величины стационарного тока стока, достигаемого при подаче на затвор положительного напряжения, к увеличению стационарного пробивного напряжения «исток - сток» при подаче на затвор напряжения отсечки.

При этом максимальная величина стационарного тока стока тем больше, чем больше поверхностная плотность электронов в канале и их дрейфовая скорость под затвором при открытом канале. Величина пробивного напряжения «исток - сток» при подаче на затвор напряжения отсечки определяется особенностями конструкции и технологии НЕМТ транзисторов.

2. К увеличению быстродействия на заданной рабочей частоте, сводимого к уменьшению времени установления другой, изменившейся по отношению к исходной, стационарной выходной ВАХ транзистора - как результата быстрого изменения потенциала затвора. Уменьшение этого времени, в свою очередь, сводит-

ся к уменьшению времени установления в канале новых распределений концентрации электронов, потенциала и напряженности электрического поля - как результата реакции транзистора на изменение потенциала затвора.

**В разделе 1.2** теоретически проанализирован полевой разогрев электронов в транзисторных эпитаксиальных структурах без размерного квантования, показано, что гидродинамические модели отличаются большей точностью описания по отношению к температурным моделям.

В подразделе 1.2.1 описана гидродинамическая модель, в которой проведен учет поперечного (по отношению к плоскости пластины и к направлению «исток – сток») пространственного переноса электронов из слоя канала в слои широкозонных полупроводников, обрамляющих канал и обратного переноса. Показано, что при усилении процесса поперечного пространственного переноса электронов из канала сильно уменьшается дрейфовая скорость продольного дрейфа электронов, что приводит к уменьшению удельной выходной СВЧ мощности.

В подразделе 1.2.2 исследованы особенности нелокального разогрева электронов в мощных СВЧ полевых транзисторах с GaAs каналом, проанализировано нелокальное выделение тепла в мощных СВЧ полевых транзисторах как в FET исполнении, так и для транзисторов на основе НЕМТ гетероструктур вида  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  / (GaAs-канал) с селективным легированием донорами.

В результате проведенных расчетов показана сильная связь расположений области локализации домена сильного поля и области выделяемой тепловой мощности с поперечным пространственным переносом электронов. Показано, что поперечный пространственный перенос электронов, приводит к существенному изменению вида практически всех важнейших распределений характеристик транзистора по длине канала.

В подразделе 1.2.3 исследованы особенности нелокального разогрева электронов в мощных СВЧ полевых транзисторах с GaN каналом, проанализировано нелокальное выделение тепла в мощных СВЧ полевых транзисторах на основе гетероструктур с GaN каналом. Показано, что при одинаковых величинах напряженности внешнего электрического поля нитрид галлия по величине статической

дрейфовой скорости сильно проигрывает арсениду галлия, но средняя скорость электронов под затвором транзистора с GaN каналом выше, чем средняя скорость электронов под затвором транзистора с GaAs каналом. При одинаковых эффективных длинах затвора транзистор с GaAs каналом обладает преимуществом по величине максимальной частоты усиления по току по отношению к транзистору с GaN каналом.

**В результате работ, приведенных в разделе 1.2, установлено следующее:**

В полевых транзисторах, изготавливаемых на основе гетероструктур с селективным легированием донорами, пренебрежение в моделях инерционностью изменения импульса приводит к существенным (более 20%) различиям в распределениях дрейфовой скорости по длине канала транзистора и в его выходных характеристиках. Эти различия велики при длинах канала в промежутках между границами областей  $L_{G\text{эфф}}$  и  $L_G$  (смотри рис. 1), намного превышающих длину релаксации импульса электронов. Различия в распределениях дрейфовой скорости по длине канала становятся больше при больших продольных градиентах электрического поля в канале, они определяются особенностями нелокального разогрева электронов и специфическим для рНЕМТ транзисторов эффектом – сильным поперечным пространственным переносом горячих электронов, находящихся в канале транзистора через границу гетероперехода. При этом в худшую сторону на характеристики транзистора влияет поперечный перенос горячих электронов из канала, вызываемый кулоновским взаимодействием. Такой поперечный пространственный перенос электронов приводит к увеличению концентрации электронов в широкозонном слое, примыкающем к слою канала и к уменьшению концентрации электронов в канале.

Результаты расчетов показали, что различие в результатах расчетов, полученных в гидродинамической и в температурной моделях достаточно велико, причем даже при сравнительно больших длинах затвора - порядка 1 мкм. Причина заключается в соотношении размеров: в гетероструктурах для мощных СВЧ транзисторов толщина слоя канала всегда меньше длины релаксации импульса электронов. При этом поперечные потоки электронов через гетерограницу оказывают



сильное влияние на процесс продольного переноса электронов по каналу даже при малых величинах продольной напряженности электрического поля.

Результаты расчетов характеристик полевых транзисторов на основе гетероструктур  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As} - \text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  оказываются гораздо более чувствительными к выбору вида модели, чем результаты расчетов для полевых транзисторов на основе гетероструктур  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As} - \text{GaAs}$ . Причина: бóльшая величина подвижности электронов в  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  канале, по отношению к величине подвижности в  $\text{GaAs}$  канале и бóльшая величина разрыва дна зоны проводимости на границе гетероперехода  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As} - \text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , по отношению к величине разрыва дна зоны проводимости на границе гетероперехода  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As} - \text{GaAs}$ .

Результаты расчетов показали, что поперечный перенос горячих электронов из слоя канала в соседний широкозонный слой приводит к жесткой локализации домена сильного поля в канале под стоковым краем затвора. Можно предположить, что если ослабить рассеяние электронов в широкозонном слое (например, создав потенциальные барьеры, усиливающие локализацию электронов в канале), то при увеличении положительного СВЧ потенциала на затворе можно добиться перемещения статического домена от затвора к стоку и тем самым уменьшить тепловую нагрузку транзистора в режиме большого сигнала.

Расчеты показали, что несмотря на большую величину статической дрейфовой скорости электронов в максимуме ее полевой зависимости, быстродействие мощного СВЧ транзистора с  $\text{GaN}$  каналом не выше быстродействия мощного СВЧ транзистора с  $\text{GaAs}$  каналом даже при искусственном задании величины слабополевой подвижности электронов в  $\text{GaAs}$  такой же, как в  $\text{GaN}$ . Также быстродействие мощного СВЧ транзистора с  $\text{GaN}$  каналом, гораздо ниже быстродействия мощного СВЧ рНЕМТ транзистора. Этот эффект связан с тем, что из-за большой энергии оптического фонона, дрейфовая скорость электронов в максимуме на ее распределении в  $\text{GaN}$  транзисторе заметно ниже, чем в  $\text{GaAs}$  транзисторе. По этой причине зависимости частоты усиления по току от длины затвора показали, что транзисторы на основе  $\text{GaAs}$  имеют бóльшее быстродействие, чем транзисторы на основе  $\text{GaN}$ , даже при задании равных и малых величин подвижности электронов.

**В разделе 1.3** проанализирован полевой разогрев электронов в транзисторных эпитаксиальных структурах с поперечным размерным квантованием. Такие DA-DpHEMT структуры предложены для усиления локализации холодных и горячих электронов в слое канала и ослабления их рассеяния. Они отличаются наличием встроенной в структуру глубокой потенциальной ямы с большой крутизной боковых стенок, которая сформирована с помощью селективного донорно – акцепторного (DA) легирования широкозонных слоев, формируемых выше и ниже слоя канала и слоев спейсеров. Потенциальные барьеры в квантовой яме транзисторной DA-DpHEMT гетероструктуры (pin –локализирующие барьеры) по своей сути аналогичны потенциальным барьерам в pin – структурах, но в DA-DpHEMT гетероструктурах за счет ограничения высоты барьеров обеспечивается отсутствие дырок.

В подразделе 1.3.1 приведено обоснование введения pin – локализирующих барьеров в состав DA-DpHEMT – структур. Эти барьеры образуют квантовую яму структуры и ослабляют поперечный перенос горячих электронов из слоя канала в слой AlGaAs, окружающие канал. Этот поперечный пространственный перенос возникает при разогреве электронов в канале продольным электрическим полем. Теоретические результаты анализа разогрева электронов в канале, происходящего при их переносе от истока к стоку под действием внешнего электрического поля показывают, что при разогреве электронов их кинетическая энергия может существенно превышать энергию, необходимую для выхода из слоя InGaAs канала.

В результате встраивания в транзисторную гетероструктуру локализирующих барьеров обеспечивается увеличение максимальной величины тока стока и заметное увеличение удельной выходной СВЧ мощности транзисторов. При этом способ формирования pin – локализирующих барьеров обеспечивает отсутствие в структуре глубоких DX – центров. В частности, такие центры с большими временами перезарядки могут формироваться в случае построения локализирующих барьеров на гетерограницах перехода  $AlAs - Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ , для которого характерно инверсия долин в зоне проводимости  $AlAs$  и усиление интенсивности рассеяния горячих электронов, проникающих в широкозонные слои  $AlAs$ .

В подразделе 1.3.2 приведено объяснение ослабления рассеяния электронов при размерном квантовании в структурах с локализуемыми потенциальными барьерами. Показано, что ослабление рассеяния происходит в результате уменьшения количества разрешенных состояний для поперечных компонент квазиимпульсов электронов, находящихся в размерно-квантованной потенциальной яме зоны проводимости. По этой причине вероятность актов рассеяния электронов, при которых в результате рассеяния происходит изменение поперечной компоненты их квазиимпульса, оказывается заметно уменьшенной. При поперечном размерном квантовании в квантовой яме DA-DpHEMT – структуры уменьшено количество разрешенных состояний для поперечной компоненты квазиимпульса, в которые могут быть рассеяны электроны, причем этот полезный эффект усиливается при увеличении глубины и сужении квантовой ямы, дающих усиление размерного квантования.

В подразделе 1.3.3 построена квантово – гидродинамическая модель продольного дрейфа электронов в DA-DpHEMT гетероструктурах. Эта модель учитывает продольный перенос электронов по трем слоям гетероструктуры: по узкозонному каналу и по обрамляющим его двум одинаковым по составу широкозонным слоям, в которые встроены потенциальные барьеры, усиливающие локализацию электронов в слое канала. Также учитывается и поперечный перенос электронов между этими слоями. Через величины поверхностных концентраций электронов в этих слоях вводятся вероятности нахождения в них электронов, что позволяет связать частоту рассеяния электронов, находящихся в квантовой яме гетероструктуры с задаваемыми для частот рассеяния электронов в каждом слое функциями. Для квантовой ямы DA-DpHEMT гетероструктуры величины концентраций электронов в этих слоях напрямую связаны с величинами квадратов модулей волновых функций электронов, находящихся в размерно – квантовых состояниях, что обеспечивает учет эффекта размерного квантования. Построенная модель позволяет при задаваемой зависимости от времени продольной напряженности внешнего электрического поля рассчитывать зависимость от времени дрейфовой скорости электронов в DA-DpHEMT гетероструктурах. Тем самым обеспечена возможность

провести выбор конструкции, обеспечивающей лучшее быстродействие и выходную мощность транзисторов на ее основе.

В подразделе 1.3.4 с помощью квантово – гидродинамической модели проведен расчет всплеска дрейфовой скорости в транзисторных гетероструктурах.

Целью анализа зависимости всплеска дрейфовой скорости, в частности анализа формы и величины всплеска дрейфовой скорости, является прогнозирование перспективности различных вариантов конструкции транзисторных гетероструктур и изучение рассчитанных закономерностей. Рассчитанные зависимости всплеска дрейфовой скорости от времени дали возможность провести выбор потенциально лучших вариантов гетероструктур и на их основе впервые разработать полевые СВЧ транзисторы, в которых увеличенные дрейфовые скорости электронов получены в результате формирования в структурах глубоких квантовых ям с сильным размерным квантованием. Расчеты показали, что по величине всплеска дрейфовой скорости разработанные DA-pHEMT и DA-DpHEMT гетероструктуры существенно превосходят традиционные гетероструктуры в исполнениях pHEMT и DpHEMT, причем эти варианты гетероструктур перспективны для использования в составе мощных СВЧ транзисторов, предназначенных для работы как в см -, так и в мм - диапазонах длин волн.

В подразделе 1.3.5 приведено обоснование выбора DA-pHEMT и DA-DpHEMT гетероструктур в качестве базовых структур с InGaAs каналом для мощных полевых СВЧ транзисторов. Обоснование проведено на основе анализа изменений зонных диаграмм, вычисляемых для поперечного направления в гетероструктурах, происходящих при подаче на затвор внешнего потенциала.

Проведенный анализ показал, что прямые двойные DA-DpHEMT гетероструктуры с каналом из InGaAs обладают преимуществом по отношению к DpHEMT структурам с аналогичным каналом при использовании в составе мощных СВЧ полевых транзисторов, от которых требуется максимальная величина выходной СВЧ мощности. Для задач предварительного усиления очень слабых входных СВЧ сигналов (без требования обеспечения максимальной величины выходной СВЧ мощности) потенциальным преимуществом обладает обращенная

DA-pHEMT структура с нижним pin – локализирующим барьером и с верхним локализирующим барьером из набора слоев AlAs/GaAs с цифровым составом по Al. При этом для подавления миграции доноров в направлении слоя канала предполагается использование меньших величин концентрации нижних доноров по отношению к величине концентрации верхних доноров в прямой DA-DpHEMT гетероструктуре. Сравнительно высокий коэффициент усиления мощности в транзисторах на основе обращенных DA-pHEMT структур с нижним pin – локализирующим барьером и с верхним локализирующим барьером из набора слоев AlAs/GaAs с цифровым составом по Al обусловлен более сильным изменением формы квантовой ямы при подаче внешнего потенциала, более сильным изменением энергии размерно – квантовых уровней и концентрации электронов в структуре.

**Во второй главе** приведено описание и результаты разработки мощных полевых СВЧ DA-DpHEMT транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн.

Разработка базируется на двух вариантах конструкции DA-DpHEMT гетероструктур, выращенных в ИФП имени А.В. Ржанова СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Riber Compact 21.

Первый вариант конструкции DA-DpHEMT гетероструктур предназначался для практической проверки эффективности формирования в DpHEMT гетероструктуре с селективным  $\delta$ :Si - легированием донорами pin – потенциальных барьеров, усиливающих локализацию горячих электронов в слое канала. Эти барьеры формировались методом селективного донорно - акцепторного легирования  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  слоев в DpHEMT гетероструктуре с  $In_{0.165}Ga_{0.835}As$  каналом. При этом доноры из каждого  $\delta$ :Si – слоя наполняли свою GaAs матрицу и выполняли двойную функцию: часть электронов, поставляемых донорами верхнего  $\delta$ :Si – слоя заряжала акцепторы и поверхностные состояния затворного контакта металл – полупроводник и участвовала в формировании верхнего локализирующего барьера, другая часть верхних доноров поставляла электроны в слой канала.

Аналогичную двойную функцию выполняют доноры нижнего  $\delta$ :Si – слоя: часть электронов, поставляемых донорами нижнего  $\delta$ :Si – слоя заряжает акцепто-

ры и участвуют в формировании нижнего локализирующего барьера, другая часть нижних доноров поставляет электроны в слой канала.

Измерения характеристик транзисторов показали, что первый вариант гетероструктур может быть успешно использован в составе транзисторов для см - диапазона длин волн.

Второй вариант конструкции DA-DpHEMT гетероструктур по конструкции представлял собой вариант аналогичный первому, но существенно измененный для усиления размерного квантования в квантовой яме структуры.

Основные изменения, введенные во второй вариант DA-DpHEMT структур:

1. Увеличена высота и крутизна  $\text{pin}$  – потенциальных барьеров, усиливающих локализацию горячих электронов в слое канала, что обеспечивалось за счет увеличения концентрации доноров и акцепторов.

2. Увеличена толщина GaAs матриц, содержащих донорные  $\delta:\text{Si}$  – слои.

3. В  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  слои, окружающие GaAs матрицы с донорными  $\delta:\text{Si}$  – слоями, введены слои AlAs/GaAs с цифровым составом по Al. Эти слои подавляют сегрегацию и диффузию Si из GaAs матриц происходящую при выращивании структуры. Введение AlAs/GaAs слоев с цифровым составом по Al позволило уменьшить толщину спейсеров и сглаживающих GaAs слоев.

4. Увеличено содержание индия в слое канала – выращивался  $\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$  слой канала. С помощью этого изменения увеличивалась слабополевая подвижность электронов в слое канала, увеличилась глубина квантовой ямы слоя канала.

5. Уменьшена до 10 нм толщина слоя  $\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$  канала.

6. Исключен стоп – слой из  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , в котором  $x=0.86 \div 0.9$ .

Измерения характеристик транзисторов показали, что второй вариант гетероструктур может быть успешно использован в составе транзисторов как для сантиметрового, так и для миллиметрового диапазонов длин волн.

В главе 2 приведены следующие основные результаты для конструкций экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов:

- описание разработанных вариантов базовых конструкций DA-DpHEMT гетероструктур и экспериментальных образцов транзисторов на их основе для см - и мм - диапазонов, результаты измерений их статических и СВЧ параметров,
- описание СВЧ усилителей мощности см - диапазона на основе DA-DpHEMT транзисторов и результатов измерения их СВЧ параметров,
- описание усиления и результатов измерения СВЧ параметров при подаче нулевого потенциала затвора в рабочей точке DA-DpHEMT транзисторов,
- результаты расчетов зонной диаграммы, ВАХ и вольт – емкостных характеристик «затвор – канал» в DA-DpHEMT транзисторе с верхним локализирующим  $\text{pin}$  - барьером.

**В разделе 2.1** приведены использованные в работе основные направления улучшения характеристик DA-DpHEMT транзисторов. Первое направление связано с разработкой улучшенной конструкции DA-DpHEMT гетероструктуры, второе направление связано с разработкой улучшенной конструкции и технологии DA-DpHEMT транзистора.

В части улучшения DA-DpHEMT гетероструктур учитывалось, что оптимальная конструкция DA-DpHEMT гетероструктуры должна обеспечивать, по возможности, максимальную концентрацию электронов в канале и максимальную среднюю дрейфовую скорость электронов под затвором транзистора. В части выбора технологии выращивания DA-DpHEMT гетероструктур был сделан выбор молекулярно-лучевой эпитаксии. На момент проведения разработки DA-DpHEMT транзисторов технология молекулярно-лучевой эпитаксии обеспечивает отличную воспроизводимость характеристик структур в том числе с обеспечением возможности формирования мономолекулярных слоев при производительности, достаточной для промышленного производства.

В части улучшения конструкции DA-DpHEMT транзисторов учитывалось, что на рабочих частотах оптимальная конструкция мощного DA-DpHEMT транзистора должна обеспечивать максимально возможный ток стока, достижимый при подаче положительного потенциала на затвор и максимальные пробивные напряжения «затвор - сток» и «затвор - исток». Разработанная конструкция DA-

DpHEMT транзистора показывает рекордные для HEMT транзисторов с InGaAs каналом величины выходной СВЧ мощности. При этом обеспечивается возможность монолитной интеграции в состав микросхемы усилителя СВЧ мощности, а с помощью алмазоподобного покрытия, сформированного на боковых стенках заземляющих отверстий, обеспечивается возможность усиленного теплоотвода.

В части технологии разработанная конструкция DA-DpHEMT транзистора отличается максимальным использованием «сухих» процессов на основных операциях травления элементов конструкции транзистора – вместо жидкостного травления используются различные варианты плазмохимического травления, что при производстве транзисторов существенно улучшает воспроизводимость размеров конструкции (включая толщину подзатворного слоя в транзисторе) и, как следствие, улучшает воспроизводимость характеристик. При этом жидкостное травление применено для удаления областей, в которых сосредоточены дефекты, образовавшиеся в результате плазмохимического травления. Эти области предварительно подвергаются окислению, затем образовавшийся окисел удаляется в травителе для окисла, обладающем сильной селективностью травления по отношению к материалу слоев гетероструктуры.

**В разделе 2.2** приведены конструкции и состав слоев разработанных двух вариантов DA-DpHEMT гетероструктур.

Результаты, измерений эффекта Холла показали, что введенные в первый вариант гетероструктур изменения позволили при температуре  $T=300$  К увеличить холловскую подвижность электронов от величины  $\mu=5300$  см<sup>2</sup>/(В·с) до величины  $\mu=5780$  см<sup>2</sup>/(В·с) при увеличении поверхностной концентрации электронов от  $n_S=4.0 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> до  $n_S=4.73 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>.

Обращает на себя внимание очень большая суммарная поверхностная концентрация доноров, составляющая для второго варианта DA-DpHEMT гетероструктур величину, равную  $1.45 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>, при которой удалось получить столь большую величину холловской подвижности электронов. Этот факт является косвенным подтверждением получения усиленной локализации электронов в слое



канала обусловленной наличием локализирующих барьеров с сопутствующим ослаблением рассеяния электронов на потенциале донорной примеси.

**В разделе 2.3** приведено описание и результаты разработки экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн. Разработка проводилась в два этапа.

На первом этапе разрабатывались транзисторы на основе первого варианта гетероструктур. Эти транзисторы предназначались для работы в составе усилителей СВЧ мощности см - диапазона длин волн (в частности, для диапазона частот 10 – 18 ГГц). На втором этапе разрабатывались транзисторы на основе второго варианта гетероструктур. Топология этих транзисторов отличалась универсальностью: при уменьшении размеров «затвор – исток», «затвор – сток» и длины затвора она обеспечивает работу транзисторов в мм - диапазоне длин волн для частот, достигающих 100 ГГц.

В подразделе 2.3.1 приведено описание и комментарий к результатам измерений вольт – амперных характеристик и СВЧ параметров DA-DpHEMT транзисторов для см – диапазона длин волн.

Анализ результатов измерений показал следующее:

1. Измеренные величины удельной выходной СВЧ мощности полученные в транзисторах на основе первого варианта DA-DpHEMT гетероструктур, позволяют заключить, что введение в транзисторные гетероструктуры потенциальных барьеров, усиливающих локализацию холодных и горячих электронов в слое канала полностью оправдалось и позволило более чем в 1.5 раза увеличить удельную выходную СВЧ мощность.

2. Измеренная в импульсном режиме максимальная величина удельной выходной СВЧ мощности для DA-DpHEMT транзисторов составила 1.81 Вт/мм при КПД 50.7% и коэффициенте усиления 9.8 дБ. Величина 1.81 Вт/мм более, чем в 2 раза превосходит характерную для DpHEMT транзисторов величину 0.9 Вт/мм.

В подразделе 2.3.2 приведены результаты апробации работы DA-DpHEMT транзисторов в составе тестовых схем усилителей СВЧ мощности для см – диапазона длин волн. DA-DpHEMT и DpHEMT транзисторы с Г - затвором, сравнивае-

мые по поведению в составе одинаковых тестовых схем, были изготовлены по одной и той же технологии с использованием метода оптической литографии.

DA-DpHEMT и DpHEMT транзисторы имели близкую топологию, примерно одинаковые длины  $\Gamma$  - затвора и его основания.

DA-DpHEMT и DpHEMT транзисторы имели следующие основные геометрические размеры:

- DA-DpHEMT транзистор с длиной основания затвора 0.3 мкм при ширине затвора 4800 мкм. Размер кристалла 600x1950 мкм, толщина полупроводниковой подложки 100 мкм, расстояние между затворами 28 мкм.

- DpHEMT транзистор с длиной основания затвора 0.25 мкм при ширине затвора 6720 мкм. Размер кристалла 580x1830 мкм, толщина полупроводниковой подложки 30 мкм, расстояние между затворами 14 мкм.

В результате измерений параметров тестовых схем усилителей мощности получены следующие результаты:

1. Показано, что в гибридных усилительных каскадах мощные полевые DA-DpHEMT транзисторы с селективным донорно - акцепторным легированием обеспечивают выходную СВЧ мощность, более чем в 1.5 раза превышающую выходную мощность усилителей с транзисторами на традиционной гетероструктуре (DpHEMT). В импульсном режиме работы при входной мощности 600 мВт и напряжении на стоке 9.5 В на частоте 9.2 ГГц выходная мощность гибридного усилительного каскада на DA-DpHEMT транзисторе с шириной затвора 4.8 мкм составила более 6 Вт.

2. Коэффициент усиления тестовой схемы усилителя с DA-DpHEMT транзистором более чем в 1.5 раза превышает коэффициент усиления схемы с DpHEMT транзистором.

3. В гибридных усилительных каскадах DA-DpHEMT транзистор в сравнении с DpHEMT транзистором показывает практически равные значения выходной мощности и КПД, DA-DpHEMT при ширине затвора DA-DpHEMT в 1.4 раза меньше, чем ширина затвора в DpHEMT.

4. Продемонстрировано, что в X – диапазоне частот гибридный усилительный каскад, построенный на DA-DpHEMT транзисторе, может выдавать удельную выходную СВЧ мощность величиной более 1 Вт/мм на единицу ширины затвора в рабочей полосе частот шириной более 2 ГГц.

В подразделе 2.3.3 описаны конструкция, вольт – амперные характеристики и СВЧ параметры экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов для мм - диапазона длин волн. В топологиях экспериментальных образцов мощных СВЧ DA-DpHEMT транзисторов для мм - диапазона длин волн, примененных в экспериментальных образцах, использован принцип сбора двух потоков электронов, управляемых двумя затворами и переносимых из двух истоков на один общий сток. Делители входной и сумматоры выходной СВЧ мощностей проектировались с учетом необходимости обеспечения синфазной подачи входного СВЧ потенциала на каждую секцию затвора и синфазного суммирования токов с каждой секции стока. Были изготовлены 4 варианта топологий тест - образцов мощных СВЧ DA-DpHEMT транзисторов с  $\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$  каналом для мм - диапазона длин волн: с 2, 4, 8 и с 16 секциями затвора. Применялась стандартная технология, используемая при производстве DpHEMT транзисторов с T - затворами. Длина основания T-образного затвора составила величину, примерно равную 0.12 мкм. Тест - образцы DA-DpHEMT транзисторов были изготовлены с разными ширинами единичных секций затвора  $W_g$ , разными расстояниями исток - затвор  $L_{SG}$  и затвор - сток  $L_{GD}$ . Тест – образцы показали максимальную удельную величину тока стока 0.7 А при ширине затвора равной 1 мм, достигаемую при подаче на затвор положительного потенциала. Напряжение пробоя «затвор – сток» составило 21 В при  $L_{GD}=0.4$  мкм и 31 В при  $L_{GD}=0.9$  мкм.

В результате измерений в режиме малого сигнала максимального стабильного коэффициента усиления (MSG) тест - образцов получены результаты:

1. Максимальная величина MSG при напряжении  $V_{gs}$  соответствующем A – режиму усиления получена при наибольшей из заданных величин  $L_{GD}$ , что изначально было не очевидно. В DpHEMT транзисторах с селективным легированием

только донорами которые предназначены для работы в мм - диапазоне длин волн, как правило, используют существенно меньшие величины  $L_{GD} \approx 0.2 \div 0.3$  В.

2. Прослеживается увеличение MSG при увеличении расстояния «затвор – сток», при этом максимальная величина малосигнального коэффициента усиления получена при наибольшей из заданных в тест - образцах транзисторов величине  $L_{GD} = 0.9$  мкм при напряжении  $V_{gs}$ , соответствующем А – режиму усиления. При этом MSG оказывается почти постоянным при  $U_G = -0.2$  для частот 25 - 55 ГГц.

3. Тест – образцы DA-DpHEMT транзисторов продемонстрировали большой коэффициент усиления не только при отрицательных напряжениях, подаваемых на затвор, но и при нулевом  $V_{gs} = 0$  и даже при положительном напряжении «затвор – сток»  $V_{gs} = +0.5$  В. В DpHEMT транзисторах с селективным легированием только донорами, которые предназначены для работы в мм - диапазоне длин волн, как правило, усиление даже при  $V_{gs} = 0$  В слабое.

4. В широком диапазоне изменения  $V_{gs}$  максимальная величина MSG на частоте 40 ГГц равная 17÷19 дБ достигается при сравнительно большой величине ширины отдельных секций затвора, равной 90 мкм.

5. В очень узком диапазоне изменения  $V_{gs}$  самая большая величина MSG на частоте 40 ГГц равная 20 дБ достигается при самой большой величине ширины отдельных секций затвора, равной 150 мкм.

6. В тест – транзисторах с 4 секциями затвора также, как и в тест – транзисторах с 2 секциями затвора, сохранилась большая величина MSG при нулевом и положительном напряжениях на затворе: при  $V_{gs} = 0$  и даже при  $V_{gs} = +0.5$  В.

7. Для «В» и «С» – режимов усиления лучший набор параметров:  $L_{SD} = 1.4$  мкм,  $L_{SG} = 0.4$  мкм,  $L_{GD} = 0.9$  мкм, показавший наибольшую величину MSG при напряжении на затворе, близком к напряжению отсечки:  $V_{gs} = (-4) \div (-3)$  В.

8. Для «В» и «С» – режимов усиления наибольшая величина MSG при напряжении на затворе, близком к напряжению отсечки  $V_{gs} = (-4) \div (-3)$  В выявлена при ширине секций затвора задаваемой в диапазоне  $W_{fg} = 90 \div 110$  мкм.

9. Величина максимального стабильного коэффициента усиления MSG составила более 15 дБ при измерениях на частоте 40 ГГц и более 10 дБ при измерениях на частоте 67 ГГц. Получены максимальная частота усиления по току  $f_t = 45$  ГГц и максимальная частота генерации  $f_{max} = 250$  ГГц.

10. Продемонстрировано, что разработанные тест - образцы DA-DpHEMT транзисторов с длиной основания затвора около 0.12 мкм могут успешно работать в мм - диапазоне вплоть до длины СВЧ волны, равной 3 мм.

Полученные результаты показывают, что усиление локализации холодных и горячих электронов в слое канала с помощью локализующих  $\text{pin}$  – потенциальных барьеров является эффективным способом улучшения характеристик транзисторных гетероструктур, причем потенциально транзисторы на гетероструктурах с локализующими  $\text{pin}$  – потенциальными барьерами могут работать в усилительном режиме даже в субмиллиметровом диапазоне длин волн. При этом предполагается формирование InGaAs канала с большим содержанием индия и замена состава слоев, обрамляющих слой канала – предполагается использование AlInAs слоев.

В подразделе 2.3.4 описано усиление на СВЧ в DA-DpHEMT транзисторах при нулевом постоянном потенциале на затворе ( $U_G = 0$  В).

В DA-DpHEMT транзисторах необходимое распределение внешнего напряжения «затвор – канал» по слоям структуры между затвором и  $\delta\text{:Si}$  слоем, характерная форма зонной диаграммы при положительном потенциале на затворе формируются из-за наличия верхнего акцепторного слоя. Эти особенности и необходимые соотношения толщин подзатворных слоев приводят к тому, что подача даже сравнительно большого положительного напряжения на затвор не приводит к полному исчезновению верхнего локализующего барьера, что на порядки величин уменьшает поток надбарьерного переноса электронов из канала в затвор.

Первые экспериментальные образцы DA-DpHEMT транзисторов предназначенные для работы в рабочей точке  $U_G = 0$  В имели ширину затвора  $W_g = 0.8$  мкм при длине основания  $\Gamma$  - затвора около 0.3 мкм и напряжение пробоя  $U_{BSD} = 25 - 28$  В. Омические контакты истока и стока формировались по традиционной для

DrHEMT технологии - в заглублениях, сформированных в подзатворных слоях структуры. Недостатком этого решения являлись большие сопротивления истока и стока в первых экспериментальных образцах DA-DrHEMT транзисторов - почти в два раза больше, чем у серийных транзисторов на основе DrHEMT структур. В дальнейшем этот недостаток был устранен методом формирования омических контактов непосредственно к слою канала на стенках мезы транзистора.

Измерения СВЧ параметров проводились в импульсном режиме на частоте 10 ГГц. Стоит отметить несколько интересных особенностей разработанных приборов: с ростом входной СВЧ мощности выходная СВЧ мощность растет практически линейно в широком диапазоне изменения величины входной СВЧ мощности, а затем происходит быстрое насыщение величины выходной мощности (разница в величине мощности при 1 дБ и 3 дБ компрессии коэффициента усиления мала). Эта особенность экспериментальных образцов DA-DrHEMT транзисторов из партии 4 отличает их в лучшую сторону от серийных DrHEMT транзисторов.

При удельной выходной мощности  $1.5 \div 1.73$  Вт/мм экспериментальные образцы DA-DrHEMT транзисторов из партии 4 показали коэффициент усиления около 12.5 дБ в рабочей точке с нулевым и с небольшим положительным ( $0.1 \div 0.2$  В) постоянным напряжением на затворе.

В подразделе 2.3.5 приведено описание и результаты расчетов зонной диаграммы, вольт – амперных и вольт – емкостных характеристик «затвор – канал» в DA-DrHEMT транзисторах.

Результаты расчетов показали следующее:

Увеличенное до двух и более раз по отношению к rHEMT транзисторам напряжения отпираания диодной структуры «затвор – канал» при прямом смещении, существенное (на несколько порядков по величине) уменьшение постоянных токов утечки «затвор – канал» в запертом состоянии. Эти факторы дают дополнительное преимущество DA-rHEMT транзисторам по отношению к традиционным rHEMT транзисторам при работе в режиме усиления СВЧ мощности.

У DA-rHEMT транзисторов имеется возможность обеспечения работы с достаточно большим коэффициентом усиления СВЧ мощности при задании рабочей

точки с нулевым постоянным напряжением, подаваемым на затвор. Эта возможность обеспечивается увеличением прямого напряжения отпираания «затвор – канал» и, как следствие, увеличением амплитуды СВЧ напряжения, подаваемого на затвор, при котором коэффициент усиления СВЧ мощности достаточно велик. Это увеличение амплитуды дает возможность хорошего усиления при бóльшей входной СВЧ мощности, в свою очередь, дает увеличение максимальной удельной величины выходной СВЧ мощности, обеспечиваемой DA-pHEMT транзисторами.

Этот набор полезных отличий DA-pHEMT транзисторов достигается при достаточно больших величинах уровня легирования верхнего акцепторного слоя и толщины нелегируемого подзатворного слоя. При этом расчеты зонных диаграмм показали, что даже в координате максимума верхнего локализирующего барьера уровень Ферми при прямых и обратных смещениях, подаваемых на затвор, остается удаленным от потолка валентной зоны и обеспечивает отсутствие дырок в DA-pHEMT транзисторах.

Расчеты зависимости емкостей «затвор – канал» от внешнего напряжения «затвор – канал» для DpHEMT и DA-DpHEMT транзисторов показали, что для транзисторов с одинаковыми толщинами слоев, расположенных между основанием затвора и верхней GaAs матрицей введение в HEMT структуры локализирующих барьеров слабо сказывается на величине емкости «затвор – канал» и виде ее зависимости от внешнего напряжения.

**В третьей главе** описаны тепловые режимы, результаты расчетов максимальной температуры в транзисторах. Описаны особенности конструкции и технологии DA-DpHEMT транзисторов для см- и мм- диапазонов длин волн.

**В разделе 3.1** приведено описание особенностей отвода тепла в мощных СВЧ транзисторах. Показано, что в одном из основных вариантов монтажа мощного СВЧ транзистора – соединением подложки транзистора с основанием корпуса предполагается, что основной отвод тепла происходит через подложку в это основание. По этой причине выбор толщины подложки в транзисторе, а также выбор топологии истоков, затворов и стоков должны проводиться исходя из условия от-

вода выделяемой в транзисторе тепловой мощности в основание корпуса без превышения максимально допустимой температуры транзистора.

**В разделе 3.2** приведено описание тепловых режимов работы мощных СВЧ полевых транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн. При проектировании СВЧ МИС усилителей мощности и мощных полевых транзисторов для увеличения рабочих частот и улучшения характеристик приборов, особенно в изделиях специального назначения, часто требуется максимально допустимая плотность компоновки элементов транзистора, которая ограничена максимально допустимыми размерами чипа и минимальными топологическими размерами с одной стороны и, с другой стороны, максимальным перегревом транзистора относительно корпуса, составляющим для структур с InGaAs каналом и SI-GaAs подложкой величину порядка  $150^{\circ}\text{C}$ . Выше этого перегрева начинаются интенсивные деградационные процессы. При этом становится очень важной достаточно точная оценка максимальной температуры в транзисторе. Для расчета распределения температуры в транзисторе по пространственным координатам и величины максимальной температуры, существенное значение приобретает исходное задание расположения и размеров областей расположения внутренних источников тепла. Для получения распределений температуры в результате расчетов, проводимых без привязки к конкретной конструкции транзистора, оптимальным представляется исходное задание распределения внутренних источников тепла и величины тепловой мощности, выделяемой в пределах каждого внутреннего источника.

В подразделе 3.2.1 исследованы тепловые режимы НЕМТ транзисторов для см - диапазона длин волн. Приведено исходное уравнение баланса энергий между электронами и кристаллической решеткой и выражение для плотности потока энергии электронов при дрейфовом переносе электронов по каналу, на основе которых выводится уравнение теплопроводности. В последующих разделах стационарный вариант этого уравнения использован для расчета распределений температуры в полевых транзисторах. Проанализирован тепловой разогрев в FET, DrHEMT и в DA-DrHEMT транзисторах, определены размеры и место расположения основных источников тепла. В этом подразделе приведены результаты рас-



чета величин  $T_{max}$  и распределений температуры в DA-DpHEMT транзисторах с обычными и перспективными вариантами конструкций при различных тепловых режимах работы. Расчеты с помощью программы CST STUDIO проводились для двух вариантов топологии транзисторов. Первый вариант: топология транзистора для см - диапазона длин волн. Второй вариант: топология транзистора для см - и мм - диапазона длин волн. При этом более перспективным представляется вариант конструкции, в котором под всеми секциями истоков в гетероструктуре сформированы сквозные отверстия с заземляющей металлизацией. Расчет распределения температур  $T(x,y,z)$  для транзисторов с первым вариантом топологии проводился на основе трехмерного уравнения стационарной теплопроводности с учетом температурной зависимости коэффициента теплопроводности SI-GaAs подложки. Трехмерный характер используемого уравнения позволил учесть влияние отдельных элементов конструкции транзистора на распределение температур  $T(x,y,z)$ , что позволило найти условия максимально сильного отвода тепла.

Результаты расчетов распределений температуры показали следующее:

1. При периоде секций затворов 28 мкм, толщине подложки 100 мкм и при прочих равных условиях, максимальная температура в канале близка к максимальной температуре канала при периоде секций затворов 14 мкм и толщине подложки 25 мкм. Этот результат получен при задании коэффициента теплопроводности гальванического золота равного 300 Вт/(м·К). Таким образом, уменьшение толщины подложки в четыре раза при учете трехмерного распределения потока тепла в подложке транзистора, учете теплового сопротивления слоя гальванического золота и припоя, уменьшает полное тепловое сопротивление максимально нагретой области транзистора всего лишь вдвое, а не почти в 3.5 раза, как это следует из простых оценок, не учитывающих эффект трехмерного растекания тепла.

2. При одинаковой удельной выходной СВЧ мощности транзистора, максимальная температура в канале транзистора при ширине секции, равной 50 мкм, существенно меньше, чем аналогичная температура канала транзистора с шириной секции 100 мкм. Различие этих температур возрастает при увеличении тол-

щины подложки, уменьшении коэффициента теплопроводности гальванического золота и при увеличении температуры основания корпуса.

3. Даже при сравнительно большом периоде секций затворов, равном 28 мкм, при КПД равном 50% и при ширине секции, равной 50 мкм, транзисторы с удельной выходной СВЧ мощностью более 3 Вт/мм (потенциально достижимой в DA-DpHEMT транзисторах с InGaAs каналом), нагреваются до максимальных температур выше 150 °С при относительно малой температуре основания корпуса 23 °С. Это недопустимо большая величина для транзисторов с InGaAs каналом и SI-GaAs подложкой. При ширинах секций, равных 100 мкм,  $T_{max} \geq 150$  °С достигается при удельной выходной СВЧ мощности менее 2.5 Вт/мм.

4. При периоде секций затворов, равном 14 мкм, при температуре основания корпуса 23 °С и при двукратном увеличении удельной выходной СВЧ мощности (наблюдаемом в DA-DpHEMT транзисторах) в результатах расчетов получен заметный нагрев транзисторов даже при ширине секций равной 50 мкм, при коэффициенте теплопроводности гальванического золота равном 300 Вт/(м·К) и при толщине SI-GaAs подложки равной 25 мкм. При ширине секции, равной 100 мкм, нагрев недопустимо велик:  $T_{max} \geq 150$  °С при температуре основания 23 °С.

5. При наличии под подложкой алмазного интерфейса максимальная температура транзистора заметно уменьшается. Конструкция с алмазным интерфейсом на подложке потенциально позволяет увеличить максимально допустимую тепловую мощность, выделяемую в транзисторе примерно на 20 – 30 %, но окончательно проблему достижения хорошего отвода тепла не решает. Предположительно, такая конструкция теплового интерфейса в полевых транзисторах с InGaAs каналом и с SI-GaAs подложкой будет более эффективна только при уменьшении толщины подложки до величин менее 25 мкм, что нежелательно из-за уменьшения прочности транзистора.

В подразделе 3.2.2 описаны тепловые режимы HEMT транзисторов см-диапазона с верхним тепловым интерфейсом из алмазоподобного покрытия. Этот принцип усиления отвода тепла заключается в следующем. Вместо того чтобы

пытаться улучшить отвод тепла из его источников только вниз, в направлении подложки, предлагается осуществить дополнительный отвод тепла от источников вверх, далее по тепловому мосту отвести этот дополнительный поток тепла на периферию транзистора с последующим переносом тепла через SI-GaAs подложку в Si основание на корпусе транзистора. Обеспечить такую передачу тепла можно разными способами, например, нанести поверх защитного слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$  тонкую диэлектрическую пленку алмазоподобного покрытия (АПП) по всей площади чипа транзистора, сформировав в АПП окна для электрических соединений шин источника, затвора и стока. Такое конструктивное решение содержит необходимость решения очень сложной проблемы, возникающей из-за рассогласования постоянных кристаллических решеток и коэффициентов термического расширения для АПП, гетероструктур и металлов в конструкции транзистора, на которых формируется АПП. При таком рассогласовании большие необходимые толщины слоя АПП (как показали результаты расчетов, примерно равные 1 – 5 мкм для эффективного усиления отвода тепла) и относительно малые толщины нижележащих слоев могут приводить к разрушению конструкции транзистора (может произойти отрыв шляпки затвора, разрушение слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) в результате действия термических напряжений. Также в конструкции транзистора с верхним слоем АПП возникают сильные термомеханические напряжения и он может не выдержать испытаний в тепле, холоде и термоциклов.

Для проверки потенциальной эффективности применения верхнего слоя АПП был проведен расчёт распределений температуры в транзисторах с АПП, имеющим удельную теплопроводность  $1000 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ .

Расчеты распределений температуры для этого варианта показали, что:

1. При толщине SI-GaAs подложки равной 100 мкм и при периоде расположения источников тепла по оси  $x$  равном 28 мкм, верхний слой АПП (с удельной теплопроводностью  $1000 \text{ Вт}/\text{мК}$  и с толщиной более 5 мкм) обеспечивает эффективный отвод тепла в транзисторах с шириной секций 50 мкм при удельной величине выделяемой тепловой мощности  $W \leq 3.5 \text{ Вт}/\text{мм}$ . Аналогично: в транзисторах

с шириной секций 100 мкм обеспечивается эффективный отвод тепла при  $W \leq 2.5$  Вт/мм при температуре основания корпуса равной 80° С.

2. При толщине SI-GaAs подложки равной 25 мкм и при периоде расположения источников тепла по оси  $x$  равном 14 мкм, верхний слой АПП (с удельной теплопроводностью 1000 Вт/мК и с толщиной более 5 мкм) полностью решает проблему отвода тепла в транзисторах с шириной секций 50 мкм при удельной величине выделяемой тепловой мощности  $W \leq 2.0$  Вт/мм, а в транзисторах с шириной секций 100 мкм - при  $W \leq 1.5$  Вт/мм. Решение проблемы теплоотвода достигается при температуре основания корпуса равной 80° С.

3. Уменьшение ширины секций истока, затвора, стока и локальных источников тепла также, как и в результатах расчётов для транзисторов без верхнего слоя АПП, сильно уменьшает величину максимального перегрева транзистора относительно температуры основания корпуса.

В подразделе 3.2.3 исследованы тепловые режимы DA-DpHEMT транзисторов для см- и мм- диапазонов при введении слоя АПП в заземляющие отверстия. В такой улучшенной конструкции транзисторов все множество секций затворов и стоков разделено октаэдрическими секциями металлизации истоков. Под металлизацией секций истоков в гетероструктуре сформированы сквозные отверстия с боковыми стенками, покрытыми заземляющей металлизацией. При этом группы секций затворов и стоков, расположенные между заземленными истоками, включают в себя только 2 секции затворов и стоков. Соответственно, в транзисторе между двумя заземляющими отверстиями расположены только два локальных источника тепловой мощности. В том случае, если эти источники будут достаточно сильно приближены к слоям АПП, расположенным на боковых стенках заземляющих отверстий, например, на расстояние 5 – 15 мкм при толщине SI-GaAs подложки, равной 50 – 150 мкм, по слоям АПП происходит сильный дополнительный отвод тепла от его источников. Очевидно, что такое подключение сильного дополнительного теплоотвода приведет к существенному уменьшению максимальной температуры транзистора. Результаты расчетов при ширине источников тепла  $W_0$  равной 50, 100 и 150 мкм, и тепловой мощности, выделяемой в каждом источнике,

соответственно равной 50, 100 и 150 мВт показали, что формирование алмазоподобного покрытия в заземляющих отверстиях существенно уменьшает максимальную температуру в транзисторе. В зависимости от толщины подложки, показатель изменения максимальной температуры транзистора становится равным  $\Delta = (-25) \div (-43) \%$ , причем  $|\Delta|$  возрастает с увеличением  $W_Q$ ! Величина  $\Delta = -43 \%$  получена при большой ширине источников тепла:  $W_Q = 150$  мкм и при большой толщине SI-GaAs подложки:  $H_{GaAs} = 100$  мкм, что важно для увеличения механической прочности транзистора.

**В разделе 3.3** описаны особенности конструкции и технологии DA-DpHEMT транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн. Основной особенностью DA-DpHEMT гетероструктур является использование встроенных потенциальных барьеров, усиливающих локализацию электронов в слое канала. В общем случае локализующие потенциальные барьеры могут формироваться с помощью селективного донорно - акцепторного легирования либо с помощью одного или нескольких гетеропереходов. В последнем случае перспективно использование набора слоев с цифровым составом по одному из материалов, например, набор слоев AlAs/GaAs с цифровым составом по алюминию. Также возможна комбинация видов локализующих потенциальных барьеров в одной структуре. Например, для обращенных структур потенциально перспективна конструкция с нижним барьером, сформированным с помощью селективного донорно - акцепторного легирования и с верхним барьером, сформированным с помощью набора AlAs/GaAs слоев с цифровым составом по алюминию.

Как показано в главе 1, локализующие барьеры также могут быть использованы в транзисторах на основе таких «быстрых» гетероструктур, как AlInAs – InGaAs канал - GaAs подложка, AlInAs – InGaAs канал – InP подложка, применяемых в транзисторах для мм - и субмиллиметрового диапазонов и в полевых транзисторах различных типов с GaN каналом.

В подразделе 3.3.1 приведены особенности конструкции DA-DpHEMT гетероструктур для полевых транзисторов см - и мм - диапазонов длин волн.

Второй вариант разработанных DA-DpHEMT гетероструктур полностью сохраняет идеологию улучшения DpHEMT структур, заложенную в первом варианте DA-DpHEMT гетероструктур, однако, для увеличения концентрации и подвижности электронов, во втором варианте DA-DpHEMT гетероструктур введено достаточно много существенных изменений:

1. Увеличено от 0.165 до 0.22 содержание индия в слое канала,
2. Уменьшена от 15 до 10 нм толщина слоя канала,
3. Существенно уменьшены толщины сглаживающих слоев из GaAs,
4. Вместо  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  - слоев в составе спейсеров использованы спейсеры с цифровым составом по Al:  $(AlAs)_3/(GaAs)_5$  - нижний спейсер и  $(AlAs)_2/(GaAs)_3$  - верхний спейсер,
5. Уменьшены до 3.1 и 2.3 нм толщины нижнего и верхнего спейсеров,
6. Увеличена концентрация доноров и акцепторов, легированные донорами слои GaAs матриц окружены оболочками из слоев с цифровым составом по Al.

Введенные во втором варианте DA-DpHEMT гетероструктур изменения позволили увеличить глубину квантовой ямы слоя канала, уменьшить ширину квантовой ямы гетероструктуры, улучшить локализацию донорной примеси внутри GaAs матриц и локализацию акцепторной примеси в слоях  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ .

В подразделе 3.3.2 описано формирование мезы и омических контактов в DA-DpHEMT транзисторах. Присутствие в DA-DpHEMT гетероструктуре верхнего акцепторного слоя, имеющего высокий уровень легирования и в котором расположен максимум верхнего локализирующего барьера, не позволяет без дополнительных операций сформировать хорошие омические контакты истока и стока в классическом исполнении – при котором плоскость контакта почти полностью параллельна поверхности пластины. Необходимость формирования омических контактов истока и стока в классическом исполнении далеко не очевидна. Действительно, современные мощные DpHEMT и DA-DpHEMT транзисторы, как правило, монолитно интегрированы с входными и выходными СВЧ – линиями, схемами согласования и линиями питания. При этом все эти элементы конструкции располагается вне площади мезы, занимаемой непосредственно транзистором - на по-

верхности полуизолирующей подложки. Таким образом, сам транзистор, например, в составе усилителя мощности, локализован в собственной меза – структуре, имеющей боковые стенки, на поверхность которых выходит слой  $\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ -канала. Это открыло возможность формирования омических контактов истока и стока непосредственно к слою канала на этих боковых стенках, причем без удаления верхнего акцепторного слоя и без изменения конструкции гетероструктуры.

В результате проведения соответствующих технологических работ установлено следующее:

1. Объединение в одном процессе плазмо - химического травления слоев гетероструктуры в плазме  $\text{BCl}_3$  и распыления слоев гетероструктуры в плазме  $\text{Ar}$  (РИЛТ – процесс) при сопутствующем распылении и частичном травлении клиновидного края оплавленного фоторезиста позволяет формировать плоские боковые стенки у транзисторной мезы в DA-DpHEMT гетероструктуре с углом наклона по отношению к нормали к поверхности структуры, равным 15 – 30 град.

2. Плоские боковые стенки мезы транзистора позволяют сформировать омические контакты истока и стока непосредственно к слою  $\text{InGaAs}$  канала на боковых стенках мезы.

3. При формировании омических контактов на основе металлизации  $\text{Au:Ge/Ni/Au}$  или  $\text{Ge/Au/Ni/Au}$  необходимо учитывать уменьшенную толщину  $\text{Au:Ge}$  или  $\text{Ge/Au}$  на боковых стенках мезы и необходимость сохранения на боковых стенках избыточности этой толщины по отношению к количеству эвтектики  $\text{Au:Ge}$ , растворенной в рекристаллизованных областях омических контактов.

4. Избыточность толщины  $\text{Au:Ge}$  или  $\text{Ge/Au}$  позволяет получить большую концентрацию  $\text{Ge}$  в рекристаллизованных областях  $\text{InGaAs}$  канала, тем самым обеспечить малую толщину барьеров, интенсивный туннельный перенос электронов сквозь барьеры омических контактов «металл –  $n^+$ - $\text{InGaAs}$ » и получить малое удельное сопротивление омических контактов равное 0.3 Ом·мм. Избыточность толщины слоев  $\text{Au:Ge}$  или  $\text{Ge/Au}$  при вжигании контактов на боковых стенках мезы обеспечивается бóльшей их толщиной и уменьшением времени вжигания по

отношению к толщине слоев Au:Ge или Ge/Au и времени вжигания для омических контактов с горизонтальной плоскостью контакта.

5. Предположительно, метод формирования омических контактов непосредственно к слою канала, выходящему на боковые стенки транзисторной мезы, может быть с успехом использован в конструкции омических контактов для Al-GaN/AlN/GaN полевых транзисторов с GaN каналом, при этом омические контакты истока и стока формируются аналогичным способом, но к слою GaN канала, выходящему на боковые стенки мезы транзистора.

В подразделе 3.3.3 описана конструкция и технология Т- и Г- затворов для DA-DpHEMT транзисторов см - и мм - диапазонов длин волн.

Методы формирования Г- и Т- затворов в DA-DpHEMT транзисторах практически ничем не отличаются от методов формирования в pHEMT и DpHEMT транзисторах, однако имеется ряд особенностей их формирования, позволяющих повысить быстродействие и величину MSG - максимального стабильного коэффициента усиления СВЧ мощности. При формировании Г- и Т- затворов в DA-DpHEMT транзисторах использовались плазменные и плазмохимические технологии, причем для прецизионной остановки процесса травления контактных слоев из  $n^+ - GaAs$  и  $n^- - GaAs$  использовался эффект образования стоп-слоя из  $AlF_3$  при начале травления подзатворного слоя из нелегируемого  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ .

Жидкостное травление собственного окисла является единственной операцией травления с применением жидких химических реагентов, которая проводилась на этапах формирования мезы транзистора, омических контактов и затвора, все другие операции травления проводились с использованием плазменных и плазмохимических процессов. Травление собственного окисла в  $HCl + H_2O$  (1:1) отличается высокой селективностью: этот травитель не действует на полупроводниковые слои гетероструктуры, которые не покрыты собственным окислом. По этой причине примененный процесс жидкостного травления собственного окисла по селективности и точности остановки процесса травления хорошо совмещается с прецизионными процессами плазмохимического травления, точность остановки которых обеспечивается образованием тонкого  $AlF_3$  стоп - слоя. Для удаления



верхней части подзатворного слоя  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ , в которой произошло накопление дефектов при реактивном ионно-лучевом травлении затворного слоя  $Si_3N_4$  была использована оригинальная методика удаления этих слоев, предусматривающая двукратное удаление собственного окисла, причем второе удаление проводится после проведения принудительного окисления пластины в смеси газов  $N_2+O_2$  в долевом соотношении 0.8/0.2 при  $T=20$  °C. В результате разработки конструкции и технологии T- и Г- затворов для DA-DpHEMT транзисторов см- и мм- диапазонов длин волн получены следующие основные результаты:

1. Использование фотолитографии и двухслойного фоторезиста при вскрытии окна в слое затворного диэлектрика (нитрида кремния) показало возможность формирования небольшого положительного наклона боковых стенок и сглаженной вершины окна при реактивном ионном травлении затворного диэлектрика в плазме  $SF_6/O_2$ . Аналогичная форма окна в затворном диэлектрике может быть сформирована при использовании электроннолучевой литографии по двухслойному электронорезисту, например, по PMGI- ZEP с помощью реактивного ионного травления затворного диэлектрика.

2. Аналогия форм окон в затворном диэлектрике показывает возможность формирования T- затвора с малой длиной основания (0.1 мкм и менее) за одну более производительную операцию обратной фотолитографии с использованием двухслойного фоторезиста. В частности, для формирования ножки и шляпки T- затвора можно применить двухслойный фоторезист, например, SF9/SPR700.

3. Получаемая форма окна в затворном диэлектрике позволяет избежать образования трещин в металлизации Г- затвора и устранить проблему смыкания стенок ножки T- затвора. При наклонном напылении металлизации Г- затвора можно использовать окно в затворном диэлектрике, размер которого в 2 и более раз превосходит длину основания затвора и более толстый (в 2 и более раз) слой затворного диэлектрика.

4. Доказано, что при использовании двухслойного фоторезиста и метода наклонного напыления металлизации с помощью только одной операции фотолитографии возможно формирование ступенек из нитрида кремния, имеющих не-

большой наклон боковых стенок (14 – 15 град.), сглаженный верхний угол и Г- затворов с длиной основания 120 – 130 нм.

5. Учитывая, что Г- затвор имеет козырек, сформированный только в промежутке «исток – ножка затвора» и простоту снижения сопротивления затвора в направлении его ширины за счет большей высоты ножки, можно утверждать, что Г- затвор обладает технологическим преимуществом по отношению к Т- затвору и меньшей эффективной длиной при одинаковых длинах основания затвора.

В подразделе 3.3.4 описано формирование коротких Г-затворов в DA-DpHEMT транзисторах см - и мм - диапазонов с применением фотолитографии.

В универсальной конструкции DA-DpHEMT транзисторов для см - и мм - диапазонов предполагается использование Г-затворов с противоположным направлением козырьков относительно продольной оси координат. При этом в каждой секции транзистора, содержатся две секции заземленных истоков, один общий сток и две секции затворов с различными направлениями козырьков, что не позволяет использовать одновременное напыление металлизации всех секций затворов, проводимое при наклоне пластины. По этой причине для формирования Г-затворов с малой длиной основания при вертикальном напылении металлизации предложен метод, использующий высокую точность позиционирования фотолитографического степпера. При проведении технологических работ установлено:

1. Использование фотолитографии и двухслойного фоторезиста при вскрытии окна в слое затворного диэлектрика (нитрида кремния) дает возможность формирования положительного наклона его боковых стенок и сглаженной вершины окна при реактивном ионном травлении  $\text{Si}_3\text{N}_4$  в плазме  $\text{SF}_6/\text{O}_2$ .

2. Относительно малая длина основания затвора, равная 0.1 – 0.15 мкм, обеспечивается высокой точностью совмещения фотолитографического степпера при относительно большой длине экспонирующего излучения (365 нм). Например, для некоторых моделей степпера Nikon эта величина составляет 0.06 мкм по уровню  $\pm 3\sigma$ , это означает, что 99.7 % всех совмещенных структур будут иметь рассовмещение не более  $\pm 60$  нм, 95.4 % всех структур – не более  $\pm 40$  нм, 68.3 % – не более  $\pm 20$  нм.

3. Предварительное уменьшение толщины нитрида кремния до 0.05 – 0.1 мкм в области расположения основания затвора позволяет сформировать окно длиной 0.1 – 0.15 мкм в слое затворного нитрида кремния при хорошей очистке вскрытой поверхности подзатворного слоя  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  от остатков  $Si_3N_4$ .

4. Двухслойный фоторезист при вертикальном напылении металлизации затвора с учетом самосовмещения расположений затвора и окна в слое нитрида кремния позволяет вскрыть в нем окно и сформировать Г- затворы с противоположной ориентацией козырьков при использовании одной фотолитографии.

В подразделе 3.3.5 описаны DA-DpHEMT транзисторы для см - и мм - диапазонов с уменьшенной длиной канала. Уменьшение длины канала достигается за счет уменьшения длины козырьков металлизации омических контактов истока и стока и за счет исключения выступа контактных слоев за пределы этих козырьков.

Плазмохимическое вскрытие окна в контактных слоях  $n^+ - GaAs$  и  $n^- - GaAs$  проводится при использовании маски, в роли которой выступает Au - металлизация омических контактов. Такая конструкция транзистора позволяет не только увеличить быстродействие, но и исключить отдельную операцию фотолитографии, необходимую для вскрытия окна в контактных слоях. Перед операциями формирования затворного слоя из  $Si_3N_4$ , напыления металлизации затвора и перед операцией формирования защитного слоя из  $Si_3N_4$  проводится удаление собственного окисла. Важно, что в областях удаляемых собственных окислов располагаются практически все дефекты, введенные в слои гетероструктуры при плазмохимическом травлении. Такое удаление дефектов от плазменной обработки, покрытие полупроводниковых и металлических поверхностей слоями нитрида кремния предполагает получение больших пробивных напряжений «затвор – исток»  $U_{BGS}$  и «сток – затвор»  $U_{BDG}$  - не меньше величин, полученных в универсальной конструкции. Для DA-DpHEMT мм - диапазона длин волн эти величины составляют:  $U_{BGS} = 10$  В и  $U_{BDG} = 31$  В при длине «затвор – сток»  $L_{GD} = 0.9$  мкм. Аналогичные величины для DA-DpHEMT см - диапазона: были получены пробивные напряжения  $U_{BGS} = 10$  В и  $U_{BDG} = 45$  В при длине «затвор – сток»  $L_{GD} = 1.5$  мкм.

## **Глава 1. Дрейфовый перенос электронов в транзисторных НЕМТ гетероструктурах.**

### **1.1. Основные особенности дрейфового переноса электронов в транзисторных НЕМТ гетероструктурах.**

Особенности дрейфового переноса электронов в транзисторных НЕМТ гетероструктурах занимают особо важную роль при решении задач увеличения удельной величины выходной СВЧ мощности и быстродействия мощных СВЧ полевых транзисторов на основе различных конструкций НЕМТ – гетероструктур.

Действительно, в современных НЕМТ – гетероструктурах с селективным легированием донорами концентрацию электронов в слое канала можно достаточно просто менять, изменяя уровень легирования донорами, а также управлять ее величиной изменением напряжения на затворе, при этом, как следствие, меняется дрейфовая скорость электронов  $V_{dr}$ . При условии согласования входа и выхода полевого транзистора удельная величина  $P_{out}$  - выходной СВЧ мощности пропорциональна произведению амплитуды СВЧ напряжения на стоке транзистора и амплитуды СВЧ тока стока [1, 2]. В [2] показано, что увеличение удельной выходной СВЧ мощности НЕМТ транзистора сводится к увеличению максимально достижимого тока стока, а следовательно, к увеличению потока электронов  $n(x) \cdot V_{dr}(x) = const$  в каждой плоскости сечения  $(y, z)$  транзистора, где  $n(x)$  и  $V_{dr}(x)$  - объемная концентрация и дрейфовая скорость электронов в подзатворной области канала,  $x$  - продольная координата, направленная от истока к стоку (рис. 1).

В моделях НЕМТ транзистора [2, 3-5] увеличение его быстродействия сводится к уменьшению времени изменения концентрации электронов в подзатворной области канала как реакции на изменение потенциала затвора.

Усилители мощности на основе полевых транзисторов, в которых роль параметра играет СВЧ потенциал, подаваемый на затвор транзистора, дополняют класс параметрических усилителей [6]. При этом максимальная величина удельной (например, при ширине затвора 1 мм) выходной СВЧ мощности обеспечивается таким выбором рабочей точки по величине постоянного напряжения, подава-

емого на сток транзистора, при котором СВЧ изменения тока стока и напряжения на стоке происходят на участке насыщения выходных ВАХ (рис. 2).

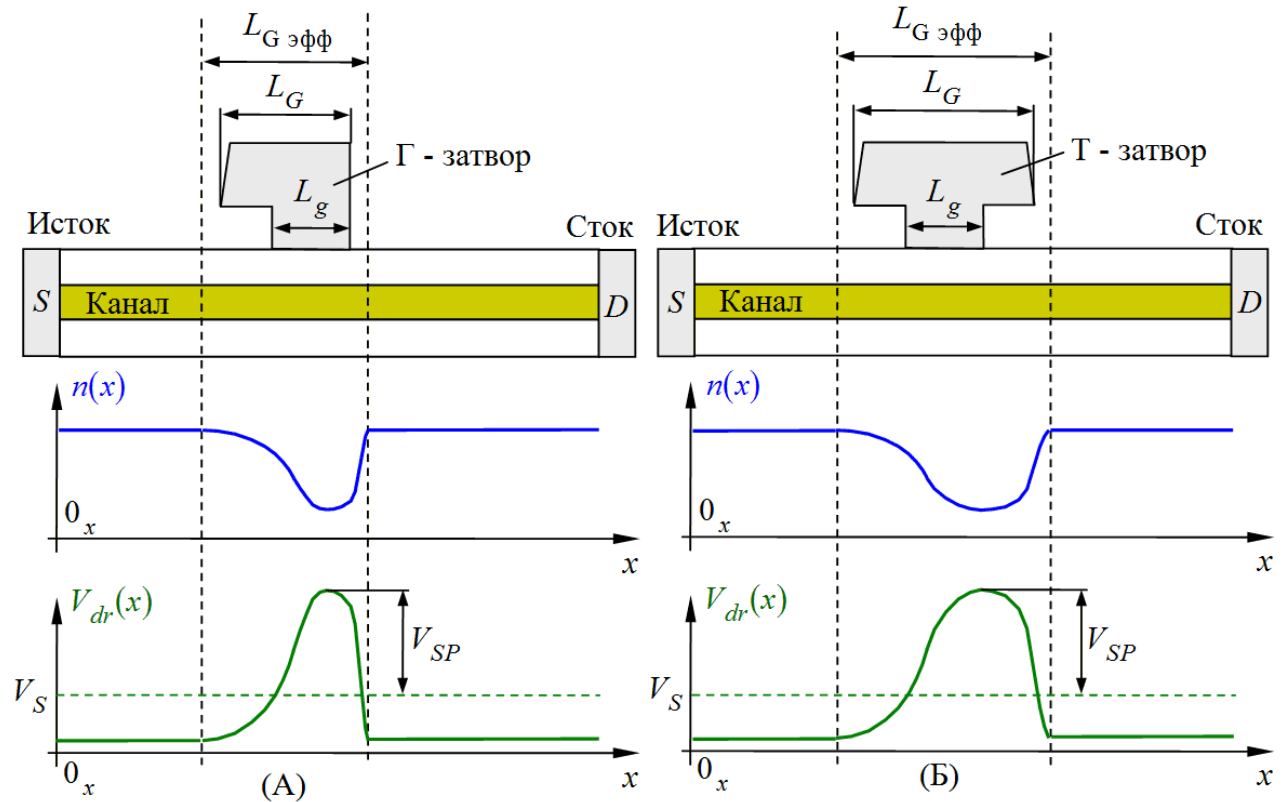


Рис. 1. Схематичный вид распределений концентрации электронов и дрейфовой скорости по длине канала. (А) – для НЕМТ транзистора с  $\Gamma$  – затвором, (Б) – для НЕМТ транзистора с  $T$  – затвором.

На рис. 1 приняты следующие обозначения.  $L_g$  - длина основания затвора,  $L_G$  - длина затвора с учетом длины козырька для  $\Gamma$  – затвора или с учетом двух длин козырьков для  $T$  – затвора.  $L_{G\text{эфф}}$  - эффективная длина затвора, учитывающая вклад краевых эффектов в длину области канала, в которой под действием потенциала затвора происходят изменения концентрации электронов и их дрейфовой скорости.  $V_S$  - статическая величина насыщенной дрейфовой скорости электронов,  $V_{SP}$  - всплеск дрейфовой скорости электронов.

Увеличение выходной СВЧ мощности  $P_{out}(\omega)$ , где  $\omega=2\pi f$ ,  $f$  - рабочая частота, при заданной величине  $f$  сводится к решению следующих задач.

1. К увеличению стационарных величин в согласованном транзисторе:  $I_{Dmax}$  - максимального стационарного тока стока (рис. 1Б), достигаемого при по-

ложительном напряжении на затворе  $U_G$ , к увеличению стационарного пробивного напряжения «исток - сток»  $U_{BSD}$  при  $U_G = U_0$ , где  $U_0$  - напряжение отсечки.

2. К увеличению быстродействия на заданной рабочей частоте, сводимого к уменьшению времени установления другой, изменившейся по отношению к исходной, стационарной выходной ВАХ транзистора - как результата быстрого изменения потенциала затвора  $\varphi_G$  (рис. 2Б). Уменьшение этого времени, в свою очередь, сводится к уменьшению времени установления в канале новых распределений концентрации электронов, потенциала и напряженности электрического поля - как реакции транзистора на изменение потенциала затвора  $\varphi_G$ .

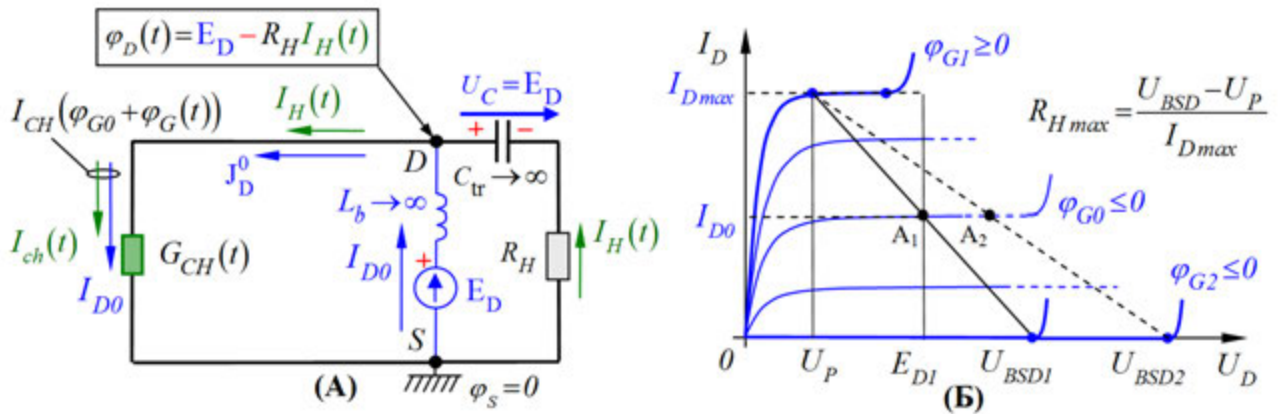


Рис. 2. (А) - направления токов в канале и нагрузке, (Б) – выходные ВАХ, линии нагрузки транзистора и рабочие точки при А – режиме усиления.

На рис. 2 приняты следующие определения.  $I_{CH}(t)$  - полный ток в канале,  $\varphi_D(t)$  - полный потенциал стока,  $I_{ch}(t)$  - СВЧ ток в канале,  $I_{D0}$  - постоянный ток стока, определяется выбором рабочей точки,  $I_{Dmax}$  - максимальный ток стока, достигаемый при подаче положительного потенциала на затвор транзистора,  $I_H(t)$  - СВЧ ток в сопротивлении нагрузки,  $C_{tr} \rightarrow \infty$  - проходная емкость,  $L_b \rightarrow \infty$  - блокировочная индуктивность,  $U_C = E_D$  - напряжение на проходной емкости,  $R_H$  - сопротивление нагрузки,  $E_D$  - ЭДС источника постоянного напряжения, подаваемого на сток транзистора «D», «S» - исток транзистора,  $U_P$  - напряжение насыщения выходных ВАХ,  $\varphi_G$  - потенциал затвора.

На рис. 2Б показаны рабочие точки  $A_1$  и  $A_2$  при А – режиме усиления, для них задаются величины  $I_{D0} = 0.5 I_{Dmax}$  и  $E_D = U_P + 0.5 \cdot (U_{BSD} - U_P)$ . Ток  $I_{Dmax}$  – максимальный стационарный ток стока транзистора, который может быть получен при подаче на затвор положительного потенциала. Увеличение  $U_{BSD}$  позволяет подключать бóльшие величины  $R_H$  на выходе транзистора (рис. 2Б), что, в свою очередь, увеличивает  $P_{out} \sim I_{Dmax}^2 \cdot R_H$ . Максимальная величина действующей выходной СВЧ мощности  $P_{out}$  в А – режиме усиления при условии  $f \leq f_0$  ( $f_0$  – граничная частота, выше которой начинаются задержки установления стационарных выходных ВАХ) обычно оценивается с помощью выражения, приведенного в [2], которое с учетом рис. 2 и принятых выше обозначений принимает следующий вид.

$$P_{out} = \frac{1}{8} \cdot I_{Dmax} \cdot (U_{BSD} - U_P) \quad (1)$$

Выражение (1) предполагает отсутствие участков с постоянной амплитудой на зависимости  $I_D(t)$ . В выражении (1) величина  $I_{Dmax}$  есть величина максимального тока стока при рабочей точке ( $I_{D0}, E_D$ ), величина  $(U_{BSD} - U_P)$  есть величина максимального перепада амплитуд напряжений на стоке при напряжении  $E_D$  в рабочей точке (рис. 2Б). Недостаточной общностью выражения (1) является отсутствие в нем учета зависимости выходной СВЧ мощности  $P_{out}$  от рабочей частоты  $f$ . Эта зависимость возникает в результате задержки во времени установления стационарной величины  $I_{Dmax}$  при подаче на затвор достаточно большого положительного СВЧ потенциала. В частности, при достаточно малой длительности прямоугольного импульса этого потенциала, ток стока не успевает достигнуть величины  $I_{Dmax}$ , что приводит к уменьшению положительных амплитуд СВЧ токов и напряжений при увеличении рабочей частоты (рис. 3А, 3Б). Аналогичное уменьшение амплитуд происходит при подаче на затвор СВЧ потенциала с достаточно большой отрицательной амплитудой, уменьшающей ток стока практически до нуля. Таким образом, эти уменьшения амплитуд СВЧ токов и напряжений при увеличении рабочей частоты приводят к уменьшению величины  $P_{out}$ . Очевидно, что время реакции транзистора на СВЧ изменения потенциала затвора тем мень-

ше, а максимально возможная рабочая частота тем больше, чем больше средняя скорость электронов под затвором, которая определяется величиной всплеска дрейфовой скорости. В свою очередь, ток стока тем больше, чем больше поверхностная плотность электронов в канале и их дрейфовая скорость под затвором при открытом канале. Следовательно, для повышения быстродействия мощных НЕМТ транзисторов необходимо увеличивать поверхностную плотность электронов в канале при сохранении большого всплеска дрейфовой скорости.

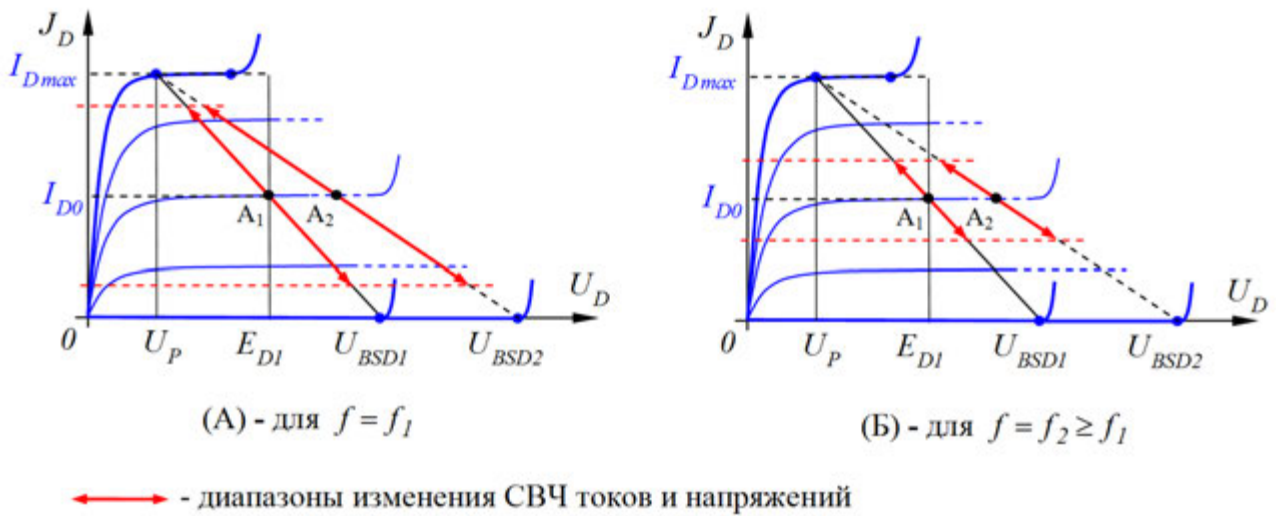


Рис. 3. Изменение амплитуды СВЧ тока в сопротивлении нагрузки  $R_H$  и СВЧ напряжения падающего на  $R_H$  при увеличении рабочей частоты.

Далее в этой работе с помощью гидродинамических моделей будет показано, что разработанные нами DA-DpHEMT транзисторы отличаются увеличенными по отношению к НЕМТ - транзисторам величиной всплеска дрейфовой скорости  $V_{SP}(t)$ , величиной средней дрейфовой скорости электронов под затвором транзистора  $\langle V_{dr}(x) \rangle_{L_{эфф}}$  и величиной тока  $I_{Dmax}$ .

Таким образом, исследование дрейфового переноса электронов в канале транзистора, в основе которого лежит построение гидродинамических моделей, позволяет лучше выявить особенности этого переноса и увидеть резервные возможности для улучшения характеристик транзисторов.



## ***1.2. Полевой разогрев электронов в транзисторных эпитаксиальных структурах без размерного квантования.***

Во многих конструкциях мощных полевых СВЧ транзисторов размеры активной области сравнимыми с длинами релаксации импульса и энергии электронов. Из-за сложного распределения внешнего электрического поля как в канале, так и в подзатворной области транзистора, длины релаксации, в свою очередь, могут сильно изменяться по длине канала между истоком и стоком транзистора.

В этих условиях строгое определение границ применимости тех или иных физических моделей до сих пор остается серьезной проблемой: простые критерии по сравнению размеров пролетной области с длиной релаксации энергии электронов не позволяют оценить точность моделей, для этого приходится непосредственно использовать численные расчеты. В полевых транзисторах при субмикронных и нанометровых длинах затвора часто используют сложные рельефы поверхности транзистора (окна для формирования затвора транзистора и т.д.) и сложные по составу и профилю легирования полупроводниковые структуры.

Понятно, что при этих обстоятельствах экспериментальные разработки становятся практически бессмысленными без предварительной разработки и оптимизации эпитаксиальных структур и конструкций транзисторов. При этом от программ моделирования приборов требуется не только качественное, но и достаточно точное количественное описание характеристик приборов, распределений в них электрических полей, скоростей, энергий и концентраций электронов. Широкое применение большого количества разнообразных гетероструктур с их специфическими особенностями, постоянная активность в области разработки новых технологий и в разработке достаточно точных и быстродействующих программ для расчета параметров гетероструктур и транзисторов [7-15], [16-21] придают этой проблеме дополнительный интерес.

Известно, что динамика электронов в транзисторах с характерными длинами основания затвора порядка десятых долей микрона, а соответственно и характеристики таких приборов наиболее точно рассчитываются методом Монте-Карло [7, 16-19]. Из-за вычислительной сложности метод Монте-Карло до сих пор при-

меняется редко для инженерных расчетов, направленных на оптимизацию транзисторных эпитаксиальных структур и самих транзисторов.

Наиболее вероятно, что в качестве основных расчетных моделей при разработке новых конструкций мощных СВЧ транзисторов и эпитаксиальных структур для них, достаточно долго останутся различные модификации гидродинамических моделей (ГДМ), особенно те модели, в которых допускается возможность корректного учета квантово-механических эффектов.

Исследуем вопрос применимости различных вариантов ГДМ на важном для практики варианте мощного СВЧ полевого транзистора с субмикронной длиной основания затвора. Также проведем сравнение одного из достаточно распространенных вариантов ГДМ и «температурной» модели (ТМ). Для обычных FET транзисторов эта задача, в основном была решена в работе [20]. Однако, для мощного СВЧ полевого транзистора на основе гетероструктуры с селективным легированием донорами, из-за специфических особенностей канала и дрейфового переноса электронов по длине канала с учетом влияния их сильного поперечного переноса, результаты сравнения однозначного ответа не имели. Большинство гидродинамических моделей, благодаря наличию подгоночных параметров дают хорошее совпадение по отдельным характеристикам, как с экспериментом, так и с результатами расчетов методом Монте-Карло. Прояснение границ применимости моделей путем сравнения результатов расчетов по различным моделям, описанным в литературе как между собой, так и при сравнении с экспериментом или с результатами расчетов методом Монте-Карло крайне затруднено из-за специфических существенных отличий моделей друг от друга [21].

Поэтому как в [20], исследуем вопрос применимости различных моделей, сравнивая модели, отличающиеся друг от друга только вариантом описания динамики электронов и релаксационных процессов.

Не существует однозначных критериев, по каким параметрам (току, крутизне, пробивному напряжению, распределениям физических величин и т.д.), при каких режимах работы и при какой относительной ошибке точность расчетов можно считать неудовлетворительной.

В дальнейшем существенными будем считать различия в результатах расчетов тока стока, крутизны и распределений физических величин, вычисленных с помощью различных моделей, если разница в результатах окажется более 20 %. Такая погрешность уже может приводить к заметным погрешностям при расчете цепей согласования транзистора или при оценке пробивного напряжения. При этом также существенным будет считаться различие в моделях, если разница в определении коэффициента усиления превысит примерно 1 дБ.

Уже достаточно давно интенсивно разрабатываются и производятся мощные СВЧ полевые транзисторы на основе широкозонных материалов, лучшие результаты показывают транзисторы на основе GaN гетероструктур, такие транзисторы широко используются в различных типах усилителей мощности. Продемонстрированы рекордные характеристики в сантиметровом и миллиметровом диапазоне длин волн [22-26]. Увеличение выходной мощности и рабочей частоты GaN транзисторов почти не оставляет сомнений в том, что мощные СВЧ транзисторы в различных видах pHEMT исполнения на основе стандартных AlGaAs-InGaAs-GaAs гетероструктур будут практически полностью вытеснены из сантиметрового и длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн.

Однако, мощные СВЧ DA-DpHEMT транзисторы вполне могут сохранить за собой области применения для коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн, для СВЧ аппаратуры, требующей относительно низковольтного напряжения питания, для СВЧ аппаратуры, требующей хорошей линейности выходных характеристик или незначительную компрессию коэффициента усиления при максимальном увеличении входной СВЧ мощности практически до выхода на режим насыщения выходной СВЧ мощности.

К несомненным достоинствам нитрида галлия относят большую величину запрещенной зоны, и как следствие высокие пробивные напряжения, высокую теплопроводность, приемлемую (при получаемых концентрациях электронов в канале) величину холловской подвижности и большие величины максимальной дрейфовой скорости, достигаемые в сильных электрических полях в объемном материале. На основании данных о зависимости стационарной дрейфовой скоро-

сти от поля, а возможно, из конъюнктурных соображений, делается вывод о перспективности использования нитрида галлия в миллиметровом диапазоне длин волн и даже об его определенных преимуществах перед арсенидом галлия по этому параметру. Последнее утверждение выглядит весьма спорным и поэтому представляет интерес рассмотреть его более подробно, используя результаты хотя бы качественных расчетов.

Исследование процесса переноса электронов в канале мощных СВЧ транзисторов важно ещё по одной причине. Как отмечено выше, для полевых транзисторов с затворным контактом «металл – полупроводник» появляется проблема определения областей применимости различных типов моделей, описывающих динамику электронов, в частности ГДМ и ТМ.

Применимость этих моделей к описанию полевых транзисторов с субмикронной длиной основания затвора на основе гомо- и гетероэпитаксиальных структур с GaAs каналом была рассмотрена в работах [20, 27]. В этих работах показано, что при длинах основания затвора менее 0,25 мкм использование «температурной» модели может приводить к существенным погрешностям при расчёте характеристик транзистора. Анализ величин погрешностей при использовании ГДМ и ТМ для описания GaN транзисторов не проводился, расчеты ожидаемых параметров проводились в рамках более точных гидродинамических моделей.

Использование ГДМ как моделей, обеспечивающих достаточно хорошую точность, в настоящее время заслуженно получило широкое распространение при моделировании мощных СВЧ транзисторов. Такие модели позволяют включить в их состав учет физических процессов, исходно неочевидных в части силы влияния, оказываемого ими на характеристики транзисторов.

В частности, к такому процессу может быть отнесен поперечный пространственный перенос электронов как в канал, так и из канала, сопровождающий продольный дрейф электронов по каналу и оказывающий сильное влияние на характеристики транзисторов.

### 1.2.1. Поперечный пространственный перенос в полевых транзисторах на основе гетероструктур с GaAs и InGaAs каналом.

Основные уравнения гидродинамической модели для многодолинного полупроводника, получаемые путем интегрирования по импульсной переменной кинетического уравнения Больцмана [28, 29], имеют следующий вид:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} n_i v_i = I_{ni} \quad (2a)$$

$$\frac{\partial n_i m_i \vec{v}_i}{\partial t} + \vec{\nabla} n_i m_i (\vec{v}_i)^2 = q \vec{E} n_i - I_{pi} - \vec{\nabla} n_i k T_i \quad (2б)$$

$$\frac{\partial n_i \varepsilon_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \vec{v}_i n_i \varepsilon_i = q \vec{E} n_i \vec{v} - I_{\varepsilon i} - \vec{\nabla} \vec{Q}_i - \vec{\nabla} n_i \vec{v}_i k T_i \quad (2в)$$

где  $q$ ,  $\vec{v}_i$ ,  $\varepsilon_i$ ,  $T_i$  – заряд, скорость, энергия и температура электронов в соответствующей  $i$  – долине,  $\vec{E}$  – напряженность электрического поля,  $\vec{Q}_i$  – поток тепла, вызванный переносом кинетической энергии между электронами (теплопроводностью электронного газа),  $I_{ni}$ ,  $I_{pi}$ ,  $I_{\varepsilon i}$  гидродинамические генерационно - релаксационные члены в уравнениях для концентрации электронов, их импульса и энергии в каждой из долин, связанные с интегралами столкновений в кинетическом уравнении Больцмана,  $k$  – постоянная Больцмана.

В частности, полная гидродинамическая модель полевого транзистора для двумерного варианта описана в работе [30].

В «температурных» моделях используются упрощенные варианты системы уравнений (16). В этих упрощенных вариантах в уравнении (2б) инерционным

членом  $\frac{\partial m_i n_i \vec{v}_i}{\partial t} + \vec{\nabla} m_i n_i \vec{v}_i$  пренебрегают, полагая его равным нулю. Отсюда

следует, что в температурных моделях дрейфовая скорость электронов мгновенно меняется вместе с величиной напряженности электрического поля, а величина дрейфовой скорости электронов пропорциональна подвижности, зависящей от энергии электронов. Уточним, что к «температурной» модели приводится система уравнений (2), если в ней интегрирование по всем импульсам электронов и введение средней кинетической энергии электронов проведено с использованием макс-

велловской функции распределения для электронов. Используются модели, в которых как проводится учет различий в разогреве электронов, находящихся в каждой из неэквивалентных долин зоны проводимости [21, 31], так и не проводится, т.е. в таких моделях полагается, что индекс долин  $i = 1$  [32 - 34] (тем самым в такие модели вводится только одна, так называемая «эффективная» долина).

Пренебрежение слагаемым  $\frac{\partial m \vec{v}}{\partial t}$ , описывающим ньютоновскую динамику движения электронов с учетом их инерционности, не сказывается на точности расчетов при характерных продолжительностях « $t$ » - процессов много больше времени релаксации импульса электронов, т.е. при условии  $t \gg \tau_p$ .

Для каналов из GaAs, InGaAs, InP, в подзатворной области транзистора  $\tau_p \leq 10^{-13}$  с, а длина релаксации импульса электронов составляет  $l_p \approx 0.01 \div 0.05$  мкм. Однако в слое канала на основе этих полупроводников времена релаксации импульса зависят от энергии электронов, которая в сильных полях может заметно меняться на расстояниях, примерно равных  $l_p$ . В [20] было показано, что пренебрежение слагаемым, описывающим ньютоновскую динамику движения электронов с учетом их инерционности, может существенно сказываться на точности расчетов на временных интервалах, в несколько раз превосходящих времена релаксации электронов по импульсу. Применительно к полевым транзисторам [20] это длины затвора менее 0,4 мкм, при этом показано, что фактически, погрешность возникает при длине затвора около 0.25 мкм. Важно, что в полевых транзисторах с барьером Шоттки на основе гетероструктур с селективным легированием донорами слоев, выращенных ниже и выше слоя канала (ПТШ ГСЛ), подвижности и концентрации электронов заметно выше, чем в транзисторах с объемным легированием канала, которые упомянуты в [20].

ПТШ ГСЛ обладают еще одной очень важной особенностью – в них большую роль играет возникающий при разогреве электронов в канале поперечный пространственный перенос электронов из слоя канала в широкозонные слои, окружающие слой канала. Независимо от длины основания затвора, характерные размеры толщины слоя канала, как правило, малы по сравнению с длиной релак-

сации импульса, а незначительное изменение энергии электронов через изменение подвижности может заметно сказываться на проводимости структуры. При этом заселенность канала электронами сильно зависит от их энергии – уменьшается при увеличении энергии. Исследование влияния этих факторов на разницу в результатах расчетов при использовании гидродинамической и температурной моделей важно для понимания влияния параметров моделей на конечный результат.

**Описание гидродинамической модели, частным случаем которой является температурная модель.**

Система уравнений (2) может быть сведена к следующей системе уравнений для транзисторной гетероструктуры, описывающей динамику электронов с учетом нелокальных и диффузионных эффектов [35 - 37]. В эту систему включены релаксационные члены с видом, характерным для приближения времен релаксации импульса и энергии электронов.

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} n_i \vec{v}_i = n_i \sum_{j=1, j \neq i}^p \frac{1}{\tau_{ij}} + \sum_{j=1, j \neq i}^p \frac{n_j L_j}{\tau_{ij} L_i} \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_i n_i \vec{v}_i}{\partial t} + \vec{\nabla} m_i n_i (\vec{v}_i)^2 = q \vec{E} n_i - \frac{m_i n_i \vec{v}_i}{\tau_{pi}} - \frac{2}{3} \vec{\nabla} \left[ n_i \left( \varepsilon_i - \frac{m_i (\vec{v}_i)^2}{2} \right) \right] - \\ - m_i n_i \vec{v}_i \sum_{j=1, j \neq i}^p \frac{1}{\tau_{ij}} + \sum_{j=1, j \neq i}^p \frac{m_i n_i \vec{v}_i L_j}{\tau_{ij} L_i} \end{aligned} \quad (3б)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i \varepsilon_i}{\partial t} + \vec{\nabla} n_i \varepsilon_i \vec{v}_i = q n_i \vec{E} \vec{v} - n_i \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_0}{\tau_{\varepsilon i}} - \frac{2}{3} \vec{\nabla} \left[ n_i \vec{v}_i \cdot \left( \varepsilon_i - \frac{m_i (v_i)^2}{2} \right) \right] - \\ - \vec{\nabla} \bar{Q}_i - n_i \varepsilon_i \sum_{j=1, j \neq i}^p \frac{1}{\tau_{ij}} + \sum_{j=1, j \neq i}^p \frac{n_i \varepsilon_i L_j}{\tau_{ij} L_i} \end{aligned} \quad (3в)$$

В системе уравнений (3)  $p$  - число долин как в слое канала, так и в широкозонном слоях гетероструктуры, выращенных ниже и выше слоя канала (для простоты рассмотрения учитываются по две неэквивалентные долины, это  $\Gamma$  и  $L$  долины в каждом слое гетероперехода,  $p = 4$ ),  $L_{ij}$  – толщины слоев.

В стационарных условиях сложение уравнений сохранения числа частиц (3а), импульса (3б) и энергии (3в) почленно для каждого слоя, образующего гетеропереход, с учетом нахождения электронов в  $\Gamma$  и  $L$  долинах дает следующие уравнения. Далее введены обозначения:

$$\frac{n_I}{\tau_I} = \frac{n_{\Gamma I}}{\tau_{\Gamma I \Gamma 2}} + \frac{n_{LI}}{\tau_{L I L 2}}, \quad \bar{v}_I = \frac{\bar{v}_{\Gamma} n_{\Gamma} + \bar{v}_L n_L}{n_{\Gamma} + n_L}, \quad n = n_{\Gamma} + n_L, \quad m^* = \frac{m_{\Gamma} n_{\Gamma} + m_L n_L}{n}$$

и проведены переобозначения следующего вида:

$$m^* \bar{v} n = m_{\Gamma} \bar{v}_{\Gamma} n_{\Gamma} + m_L \bar{v}_L n_L \quad (4)$$

$$\varepsilon \bar{v} n = \varepsilon_{\Gamma} \bar{v}_{\Gamma} n_{\Gamma} + \varepsilon_L \bar{v}_L n_L \quad (5)$$

В уравнениях (3) гидродинамические времена релаксации для каждого слоя структуры, образующего гетеропереход, имеют следующие выражения:

$$\tau_p(\varepsilon) = \frac{m^*(\varepsilon) v_s(\varepsilon)}{q E_s(\varepsilon)} \quad (6)$$

$$\tau_{\varepsilon}(\varepsilon) = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{q E_s(\varepsilon) v_s(\varepsilon)} \quad (7)$$

Пренебрегая теплопроводностью электронного газа и диффузионными эффектами в продольном направлении, получаем (подробности в [24-27]) уравнения:

$$\frac{\partial n_1 v_1}{\partial x} = -\frac{n_1}{\tau_1(\varepsilon_1)} + \frac{n_2 L_2}{\tau_2(\varepsilon_2) L_1} \quad (8a)$$

$$\frac{\partial n_2 v_2}{\partial x} = -\frac{n_2}{\tau_2(\varepsilon_2)} + \frac{n_1 L_1}{\tau_1(\varepsilon_1) L_2} \quad (8б)$$

$$v_1 \frac{\partial m_1^* v_1}{\partial x} = q \cdot \left( E - E_{s1} \frac{v_1}{v_{s1}} \right) + \frac{n_2 L_2}{n_1 \tau_2 L_1} \cdot (m_2^* v_2 - m_1^* v_1) \quad (8в)$$

$$v_2 \frac{\partial m_2^* v_2}{\partial x} = q \cdot \left( E - E_{s2} \frac{v_2}{v_{s2}} \right) + \frac{n_1 L_1}{n_2 \tau_1 L_2} \cdot (m_1^* v_1 - m_2^* v_2) \quad (8г)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial x} = q \cdot (E v_1 - E_{s1} v_{s1}) + \frac{\varepsilon_1 - \tilde{\varepsilon}_1}{\tau_1} + \frac{n_2 L_2}{\tau_2 n_1 L_1} \cdot (\tilde{\varepsilon}_2 - \varepsilon_1) \quad (8д)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_2}{\partial x} = q \cdot (E v_2 - E_{s2} v_{s2}) + \frac{\varepsilon_2 - \tilde{\varepsilon}_2}{\tau_2} + \frac{n_1 L_1}{\tau_1 n_2 L_2} \cdot (\tilde{\varepsilon}_1 - \varepsilon_2) \quad (8е)$$

В уравнениях (8) и далее, все обозначения для узкозонного и широкозонного слоев гетероперехода аналогичны. Индекс 1 относится к узкозонному, а индекс 2 – к широкозонному слою гетероперехода,  $v_s(\varepsilon)$ ,  $E_s(\varepsilon)$  – статические значения дрейфовой скорости электронов и напряженности электрического поля, соответствующие некоторой кинетической энергии электронов  $\varepsilon$ . В системе уравнений (8) учтено, что электрон, переходящий через потенциальный барьер, переносит



энергию  $\tilde{\varepsilon}$ , отличную от средней кинетической энергии электрона в слое, где он находился (это средние энергии  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ ).

При выводе уравнений (8) также было учтено, что междолинные переходы  $L_2 \rightarrow \Gamma_1$  и  $\Gamma_1 \rightarrow L_2$  маловероятны, а диффузионные эффекты в канале транзистора без встроенных продольных неоднородностей концентрации электронов несущественны (см. например, [39]). К такой неоднородности может быть отнесена уменьшенная из-за влияния внешнего отрицательного потенциала на затворе концентрация электронов в канале, находящихся под затвором транзистора.

Уравнения температурной модели выводятся из системы (8) при задании  $m_1^* = m_2^* = 0$ , что эквивалентно устранению учета уравнения, описывающего динамику изменения импульса. В этом случае уравнения (8в, 8г) сводятся к следующим выражениям для температурной модели (в этих выражениях  $\mu_{1,2}$  – подвижность электронов в узкозонном и широкозонном слоях гетероперехода).

$$v_1 = \frac{E \cdot v_{s1}(\varepsilon_1)}{E_{s1}(\varepsilon_1)} = \mu_1(\varepsilon_1) \cdot E \quad (9a)$$

$$v_2 = \frac{E \cdot v_{s2}(\varepsilon_2)}{E_{s2}(\varepsilon_2)} = \mu_2(\varepsilon_2) \cdot E \quad (9б)$$

При использовании системы уравнений (8) в моделях дрейфового переноса электронов в гетероструктурах и транзисторах характеристики канала (ширина квантовой ямы канала, эффективная высота барьера гетероперехода для электронов, находящихся в канале, энергии дна размерно – квантовых подзон и т.д.) задаются и определяются в приближении треугольной потенциальной ямы для слоя канала рис. 4. В этой модели, как один из основных физических механизмов, в обязательном порядке учитывается поперечный перенос горячих электронов между слоями, образующими гетеропереход [35]. Именно учет поперечного пространственного переноса электронов и определяет квазидвумерный характер используемой модели, которая по своей сути является одномерной моделью, описывающей изменение всех интересующих нас величин только по одной координате. Это координата « $x$ », направление оси которой параллельно плоскостям слоев в гетеропереходе и совпадает с направлением потока электронов из истока в сток. Такой

принцип построения модели позволяет одновременно обеспечить ее малую потребность в вычислительных ресурсах и получать наиболее важную для практических приложений информацию. Как показало сравнение с экспериментом и строгими самосогласованными расчетами, это приближение обеспечивает вполне приемлемую для практических применений точность [38, 39].

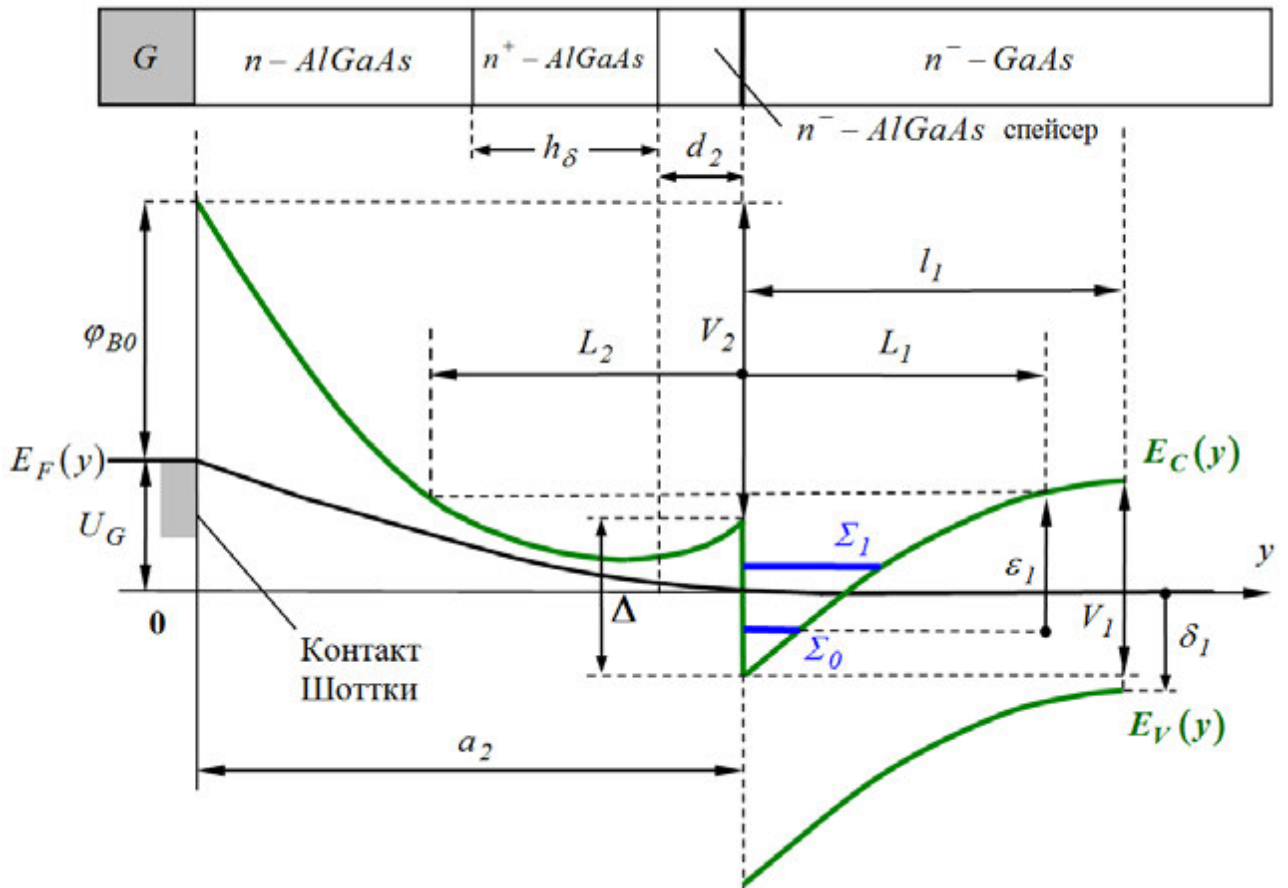


Рис. 4. Зонная диаграмма для поперечного сечения транзисторной гетероструктуры с контактом Шоттки. На затвор подан отрицательный потенциал.

С учетом обозначений для размеров толщин различных областей гетероперехода и энергий, показанных на рис. 4, система уравнений для описания состояний электронов, находящихся в области потенциального рельефа вблизи гетероперехода имеет следующий вид.

$$\Sigma_i = \left( \frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3} \left[ \frac{3\pi}{2} q E_{y1} \cdot \left( i + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3}$$

$$E_{y1} = \frac{q}{\kappa_1} (n_s + N_{D1} l_1)$$

$$V_1 = \frac{q^2}{2\kappa_1} N_{D1} l_1^2 + \frac{2}{3} \frac{q}{\kappa_1 E_{y1}} \sum_i n_{si} \cdot (\Sigma)_i$$

$$n_{si} = \frac{m^* kT}{\pi \hbar^2} \ln \left[ 1 + \exp \left( (E_F - (\Sigma)_i) / k_B T \right) \right] \quad (10)$$

$$\kappa_1 E_{y1} = \kappa_2 E_{y2}$$

$$E_F = V_2 - q(\varphi_{B0} - U_G + \varphi(x)) + \Delta$$

$$V_1 = \Delta + V_2 + q(\varphi_{B0} - U_G + \varphi(x)) + E_{g1} - \delta_1$$

$$V_2 = \frac{q^2}{2\kappa_2} \cdot \left[ N_{D2} \cdot (a_2 - d_2 - h_\delta)^2 + N_{sp} \cdot (2a_2 - d_2) d_2 + \right. \\ \left. + n_2 \cdot (L_2^2 - 2L_2 a_2) + N_\delta \cdot (2a_2 - d_2 - h_\delta) h_\delta \right] - q E_{y2} a_2$$

На рис. 4 и в уравнениях (24) приняты обозначения:  $V_{1,2}$  – величина изгиба зон проводимости,  $(\Sigma)_i$  – собственные значения полной энергии электронов (при соответствующей поперечной и продольной компонент импульса),  $i$  – номер размерно – квантовой подзоны ( $i=0, 1 \dots$ ),  $N_{D1}, N_{D2}$  – концентрации доноров в узкозонном и в широкозонном полупроводниках,  $N_{sp}$  – концентрация доноров в слое спейсера,  $l_1, a_2, d_2$  – ширина потенциальной ямы для электронов в канале, толщина широкозонного слоя (AlGaAs), примыкающего к слою канала (GaAs, InGaAs) и AlGaAs – спейсера с толщиной  $d_2$ ,  $K_{1,2}$  – диэлектрические проницаемости соответственно для GaAs и AlGaAs,  $n_{si}$  – поверхностная плотность электронов в размерно – квантовой подзоне с номером  $i$ ,  $(n_s = \sum_i n_{si})$ ,  $k_B T$  – характерная тепловая энергия,  $E_F(y)$  – энергия Ферми,  $E_F(y) \cong const$  в пределах квантовой ямы,  $\varphi_{B0}$  – высота барьера контакта металл – полупроводник или барьера Шоттки,  $U_G$  – напряжение на затворе,  $\varphi(x)$  – распределение потенциала по продольной координате в канале транзистора,  $E_{y1,2}$  – величины напряженностей поперечных электрических полей на границе гетероперехода,  $E_{g1}$  – ширина запрещенной зоны в узкозонном слое канала (в GaAs, InGaAs),  $\delta_1$  – энергия дна валентной зоны, отсчитываемая относительно положения уровня Ферми вне квантовой ямы в слое узкозонного полупроводника,  $\Delta$  – величина разрыва дна зоны проводимости на

границе гетероперехода,  $L_2$  – расстояние от границы гетероперехода, на которое электроны с энергией  $\varepsilon_1$  проникают в широкозонный полупроводник,  $L_1$  – расстояние от границы гетероперехода, на которое электроны с энергией  $\varepsilon_1$  проникают в узкозонный полупроводник,  $h_\delta$  – толщина сильнолегированного слоя широкозонного полупроводника,  $N_\delta$  – концентрация доноров в сильнолегированном слое широкозонного полупроводника.

### **Границы применимости температурных моделей для описания процессов переноса в гетероструктурных полевых транзисторах.**

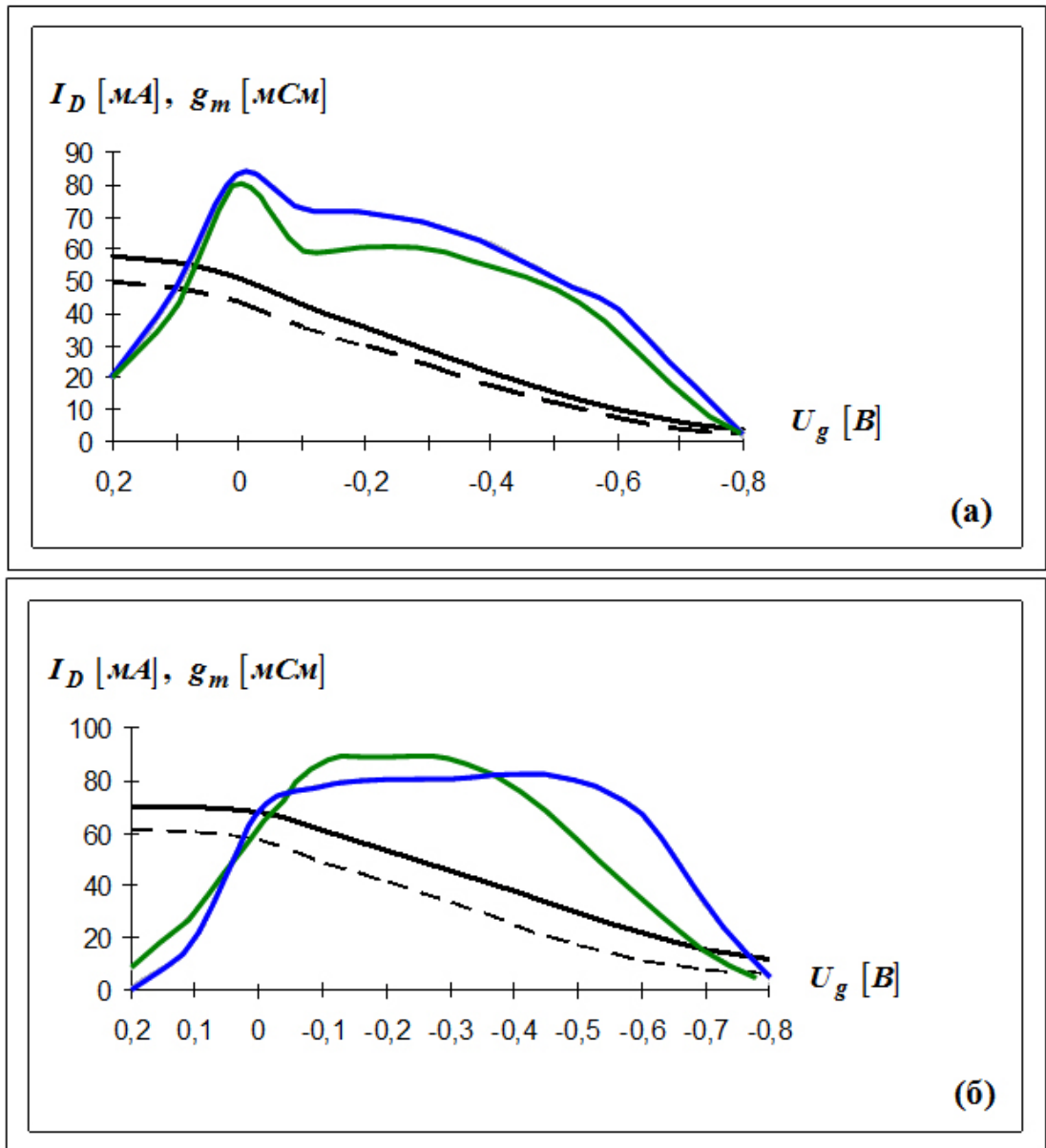
Для сравнения точности гидродинамической и температурной моделей проводились расчеты распределений напряженности электрического поля, дрейфовой скорости, энергии и концентрации электронов в канале транзистора а также тока, текущего по каналу транзистора, для различных видов гетероструктур, в том числе и для структур с  $\delta$ - легированием донорами широкозонного слоя.

Для упрощения расчетов толщина широкозонного материала выбиралась такой, чтобы при нулевом напряжении на затворе обедненная область потенциального барьера контакта металл - полупроводник занимала весь широкозонный слой полупроводника над слоем канала. Надо отметить, что разница в границах применимости моделей для обычных структур и структур с  $\delta$ - легированием оказалась незначительна.

Результаты расчетов тока стока  $I_D$  и крутизны  $g_m = \frac{\partial I_D}{\partial U_g}$  для гетероструктуры  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As / GaAs$  - канал при различных длинах затвора приведены на рис. 5.

При этих расчетах задавались следующие параметры:

толщина  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  слоя  $a_2 = 360 \text{ \AA}$ , концентрация доноров в слое  $a_2$ :  $N_{D2} = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , толщина спейсера:  $h_{sp} = 50 \text{ \AA}$ , концентрация доноров в спейсере:  $N_{sp} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , концентрация доноров и подвижность электронов в GaAs слое равные соответственно  $N_{D1} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $\mu = 8000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ .



—  $I_D(U_G)$  - температурная модель    - - -  $I_D(U_G)$  - гидродинамическая модель  
 —  $g_m(U_G)$  - температурная модель    —  $g_m(U_G)$  - гидродинамическая модель

Рис. 5. Зависимости тока стока  $I_D$  и крутизны  $g_m$  от напряжения на затворе  $U_g$ . Гетероструктура  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$  - канал. Длина затвора: (а) - 0,4 мкм, (б) - 0,2 мкм.

Из результатов, приведенных на рис. 5 и их аналогов видно, что начиная с длин затвора менее 0,5 мкм (и менее) при отдельных величинах  $U_g$  разница в результатах расчетов величин тока стока и крутизны по гидродинамической и температурной моделям может быть больше 20 %.

Также интересны различия в распределениях дрейфовой скорости электронов по длине канала транзистора, рассчитанные по ГДМ и ТМ при достаточно длинных затворах (0.5 мкм) и положительных потенциалах на затворе  $U_g = 2.0$  В. Соответствующие результаты представлены на рис. 6.

Разница в рассчитанных величинах дрейфовой скорости в узкозонном материале под затвором транзистора при таком потенциале на затворе может достигать 30 %. Кроме того, дрейфовые скорости электронов сильно отличаются не только под затвором, но и в области между затвором и стоком.

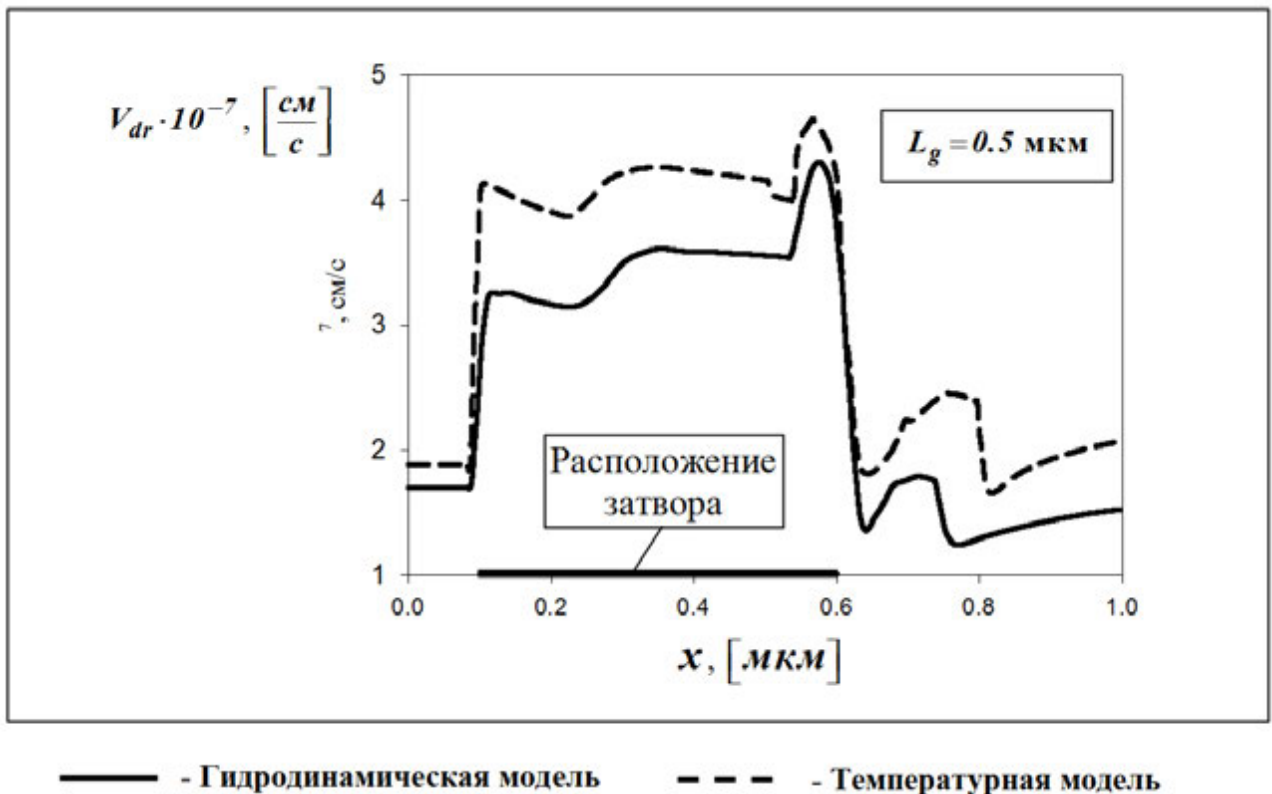


Рис. 6. Распределения дрейфовой скорости по длине канала транзистора, рассчитанные по гидродинамической и температурной моделям. Гетероструктура  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As / GaAs$  - канал. Напряжение на затворе + 0,2 В.

Главная причина этих различий – поперечный пространственный перенос электронов (если удалить его учет из моделей, то разница в величинах дрейфовой скорости, рассчитанных по ГДМ и ТМ в данном режиме, составит всего несколько процентов). Такая процедура не всегда корректна, так как в ряде случаев влияние поперечного пространственного переноса бывает велико (см. например, [35]). При достаточно больших отрицательных напряжениях на затворе ( $U_g = -0,6$  В),

когда поперечный пространственный перенос из GaAs канала в слой AlGaAs, выращенный над слоем канала мал, величины дрейфовой скорости при этих вариантах моделей отличаются заметно меньше (примерно на 20 % в максимуме).

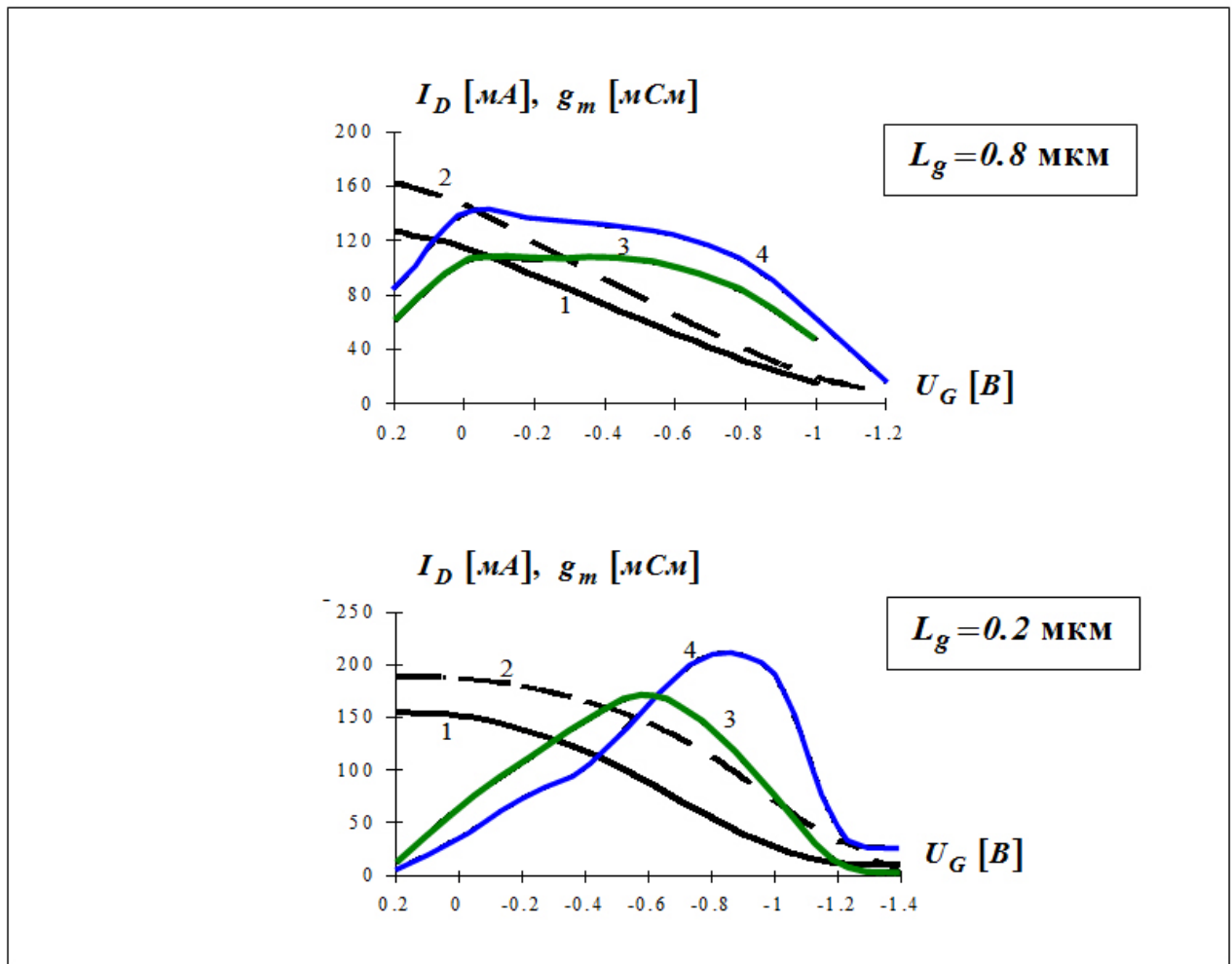
Существенное сближение результатов расчетов по ГДМ и ТМ моделям происходит и при задании уменьшенной величины подвижности в узкозонном материале. Например, при задании величины подвижности электронов в слабых полях  $\mu = 2000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , разница в распределениях дрейфовых скоростей электронов, рассчитанных по ГДМ и ТМ становится пренебрежимо мала.

Значительно сильнее различия в результатах расчетов по ГДМ и ТМ проявляются при уменьшении длины затвора. Например, при  $L_g = 0.2 \text{ мкм}$  величины дрейфовых скоростей электронов в канале, а также величины тока стока и крутизны, в отдельных режимах могут отличаться почти вдвое, то есть заметно сильнее, чем в FET (Field Emission Transistor) [20] при тех же длинах затвора. Это обусловлено как большими значениями подвижности электронов в НЕМТ (что дает различия в результатах расчетов распределений дрейфовых скоростей под затвором), так и поперечным пространственным переносом (что дает различия в величинах дрейфовых скоростей в областях канала вне подзатворной области).

Можно ожидать, что для транзисторов на гетероструктурах  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As} - \text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , в которых велика слабополевая подвижность электронов и высок уровень легирования слоя широкозонного  $n^+ - \text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ , из-за меньшей эффективной массы электронов в слое  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , разница в расчетах по ГДМ и ТМ будет не больше, чем для транзисторов на основе гетероструктур  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As} - \text{GaAs}$ . Однако, результаты расчетов показывают другой результат.

Например, для транзисторов с такими параметрами гетероструктуры: толщина широкозонного слоя  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ :  $a_2 = 300 \text{ \AA}$ , концентрация доноров в  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ :  $N_{D2} = 3.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , толщина спейсера  $h_{sp} = 50 \text{ \AA}$ ,  $N_{sp} = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  при задании концентрации примесей и подвижности электронов в слое  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$   $N_{D1} = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu = 12000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ , отличия в величинах токов и крутизны начи-

наются при длинах затвора около 1 мкм (рис. 7), а при более коротких затворах они начинают носить не только количественный, но и качественный характер.

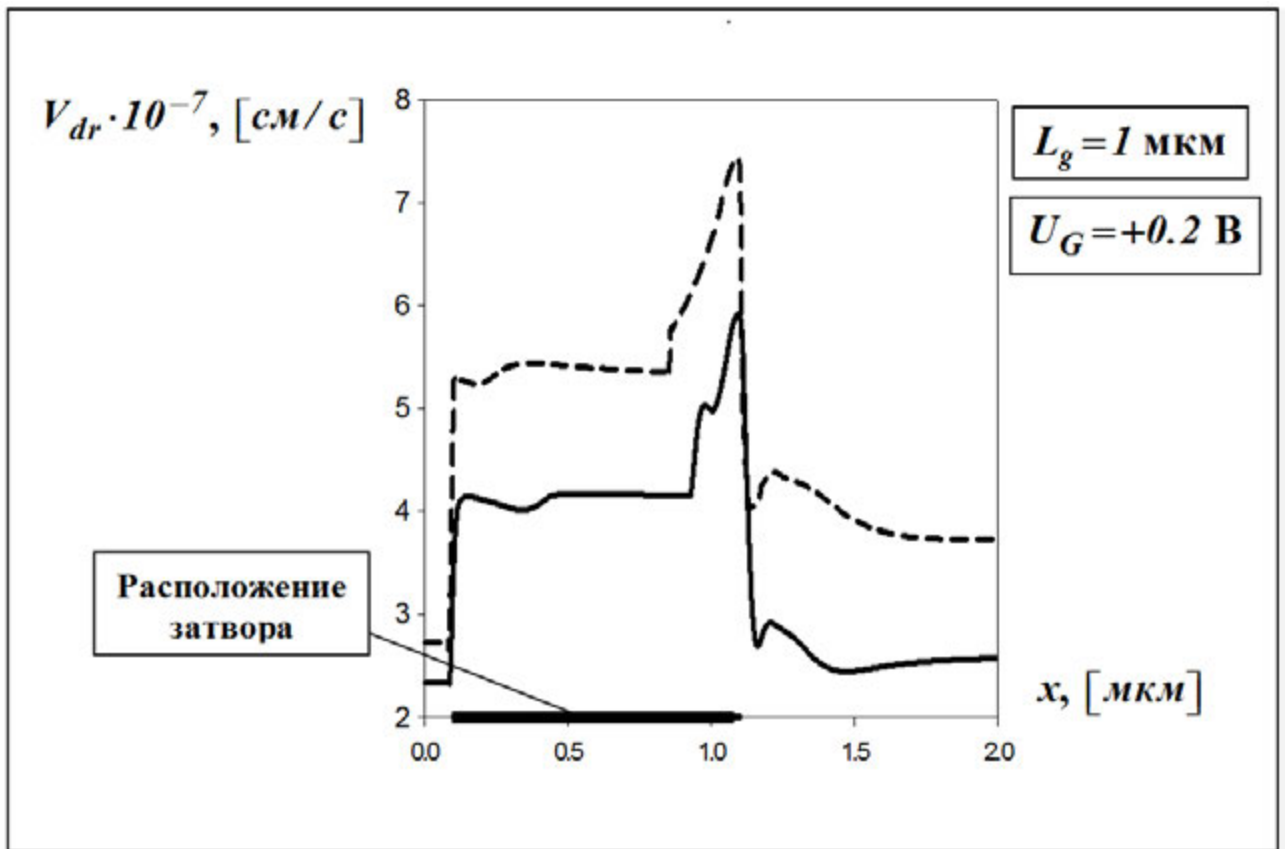


—  $I_D$ , 1, гидродинамическая модель    —  $g_m$ , 3, гидродинамическая модель  
 - - -  $I_D$ , 2, температурная модель    —  $g_m$ , 4, температурная модель

Рис. 7. Зависимости тока стока  $I_D$  и крутизны  $g_m$  от напряжения на затворе  $U_G$ . Гетероструктура  $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$  - канал.

Особенно большим становится различие в результатах расчетов, проводимых по ГДМ и ТМ в условиях, когда поперечный пространственный перенос велик (смотри рис. 8). Распределения напряженности электрического поля в результатах расчетов по ГДМ и ТМ качественно не отличаются. Можно отметить, что в условиях слабого поперечного переноса, несмотря на меньшую эффективную массу, рассчитанная величина всплеска дрейфовой скорости в слое  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$  канала заметно чувствительней к выбору модели, чем в слое GaAs канала.





— - Гидродинамическая модель    - - - - - Температурная модель

Рис. 8. Распределение дрейфовой скорости в канале транзистора. Гетероструктура вида  $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$  - канал.

Даже при большой длине затвора, равной 1 мкм, при больших обратных напряжениях на затворе, величина дрейфовой скорости под затвором, рассчитанная по ГДМ и ТМ, отличается почти на 30 %. Эти особенности объясняются так.

Сравним уравнения (8в, 8г) и (9а, 9б). В уравнениях (8в, 8г) есть дополнительный член, отвечающий за сохранение полного импульса при переносе электронов между слоями гетероперехода с разной эффективной массой и скоростью электронов. В системе (9) уравнение, описывающее динамику изменения импульса электронов, не учитывается. Отсюда следует, что даже в однородном поле скорости электронов в узкозонном и в широкозонном слоях, рассчитанные по уравнениям (8в, 8г) и (9а, 9б) будут отличаться. Эти отличия в свою очередь приводят (см. уравнения (8д, 8е)) к разнице в средних энергиях электронов по слоям. В свою очередь, это приведет к изменению времен переходов между слоями (они экспоненциально зависят от энергии) и соответственно к изменениям ширины об-

ластей локализации электронов в слоях гетероперехода и поверхностной плотности электронов в каждом слое. Этот, зависящий от величин большого количества исходных параметров, процесс и приводит к существенной разнице в результатах расчетов по ГДМ и ТМ для областей канала, находящихся на больших расстояниях от подзатворной области транзистора. Соответственно, отличаются результаты расчетов для области канала под затвором, там, где на разогрев электронов слабо влияет генерационно - релаксационный член уравнений и где дрейфовая скорость сильно превышает величину в максимуме ее стационарной зависимости от напряженности электрического поля  $V_{dr}(E)$ . Как отмечалось ранее в [20], при влете в область сильного поля под затвором из-за этого эффекта нелокальности, неточность в определении энергии электронов сказывается на длинах много больших, чем длина релаксации импульса. К этому добавляется сильное влияние поперечного пространственного переноса между соседними слоями, что и приводит при расчетах по ГДМ и ТМ к столь заметной разнице в распределениях дрейфовой скорости. В гетероструктуре  $In_{0.52}Al_{0.48}As/(In_{0.53}Ga_{0.47}As$ -канал) разрыв дна зоны проводимости заметно больше, чем в гетероструктуре  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/(GaAs$ -канал), потенциальная яма в узкозонном слое  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$  уже, а концентрация электронов в ней выше. Соответственно выше и потенциальный барьер между основным квантовым уровнем в яме канала и широкозонным  $In_{0.52}Al_{0.48}As$ . В этих условиях даже небольшая неточность в величине дрейфовой скорости электронов, а соответственно и в их энергии, приводит к заметно большей разнице в конечных результатах. Поэтому даже при слабом поперечном пространственном переносе электронов результаты моделирования транзистора на основе гетероструктуры  $In_{0.52}Al_{0.48}As/(In_{0.53}Ga_{0.47}As$ -канал) оказываются более чувствительными к виду модели, чем транзистор на основе гетероструктуры  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/(GaAs$ -канал).

### **1.2.2. Особенности нелокального разогрева электронов в мощных СВЧ полевых транзисторах с GaAs каналом.**

В этом разделе проанализировано нелокальное выделение тепла в мощных СВЧ полевых транзисторах как в FET исполнении, так и для транзисторов на основе НЕМТ гетероструктур вида  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  / (GaAs-канал) с селективным легированием донорами. Отдельно проведен анализ нелокального выделения тепла в мощных СВЧ полевых GaN транзисторах.

Выбор и обеспечение как оптимальных, так и предельно допустимых режимов работы микроэлектронных приборов и в частности, мощных СВЧ полевых транзисторов, представляет достаточно сложную проблему, требующую решения целого комплекса задач, начиная с теоретического исследования тепловых режимов полупроводниковых приборов с последующей оптимизацией известных конструкций и кончая разработкой теплоотводов на основе новых перспективных материалов. При этом возникает несколько задач, частичным решениям которых посвящен этот раздел.

#### **Оценки для области нелокального выделения тепла.**

Известно, что в настоящее время основным элементом в передающих каналах РЛС, АФАР, системах связи, аппаратуре радиолокационного противодействия специального назначения являются твердотельные усилители мощности (УМ). В настоящее время УМ на полевых транзисторах обеспечивают величину мощности от единиц до нескольких десятков ватт в сантиметровом диапазоне длин волн. Для безотказной работы усилителя мощности большое значение имеет температурный режим, в котором работает полевой транзистор. По сути дела, максимально допустимые токи и напряжения в транзисторе определяются допустимой максимальной температурой транзистора. Поэтому все вопросы, связанные с выделением тепла в полевых транзисторах, имеют широкий практический интерес.

При проектировании СВЧ монолитных интегральных схем (МИС) усилителей мощности и мощных полевых транзисторов, для увеличения рабочих частот и улучшения характеристик приборов, особенно в изделиях специального назначе-

ния [42-45], часто требуется максимальная плотность упаковки элементов интегральной схемы, которая ограничена максимальным размером чипа с одной стороны и максимальной температурой канала порядка 150 °С, при превышении которой начинаются интенсивные процессы деградации в мощных СВЧ транзисторах на основе гетероструктуры  $AlGaAs/InGaAs$  - канал с другой. В этих условиях становится очень важным получение достаточно достоверной оценки максимальной температуры канала транзистора. В свою очередь, для расчета максимальной температуры канала и анализа тепловых режимов мощных полевых транзисторов, существенное значение приобретает определение расположения и оценка размеров области наиболее интенсивного выделения тепла.

Для постановки задачи анализа тепловыделения вначале рассмотрим GaAs полевой транзистор с объемным легированием канала на основе гомоэпитаксиальной структуры (FET транзистор).

При работе транзистора с GaAs каналом характерный ток стока  $I_D$  составляет примерно 300 мА при ширине затвора, равной 1 мм, при напряжении на стоке  $U_D$ , равном 7 В, что соответствует выделяемой в транзисторе мощности около 2 Вт. При дрейфе электронов в области сравнительно слабых полей «исток – затвор», где максимальная величина напряженности поля менее  $E_S = 4$  кВ/см, напряженность электрического поля имеет допороговые величины, т.е. при этих величинах насыщение дрейфовой скорости не наблюдается.

С учетом того, что в рабочей точке транзистора при А – режиме усиления ток стока транзистора составляет 0.5 от максимально возможного, а  $E_S$  менее 2 кВ/см, что даже на размерах  $L_{SD} = 3$  мкм приводит к выделяемой мощности:

$$P \approx I_D \cdot L_{SD} \cdot 0.5 E_S = 0.18 \text{ Вт.}$$

Таким образом, оказывается, что в области дрейфа электронов в сравнительно слабых полях, тепловыделение почти на порядок меньше полной рассеиваемой в транзисторе мощности.

Очевидно, что основная энергия приобретается электронами под затвором в области домена сильного поля, размер и форма которого существенно зависят как

от параметров канала и подзатворного слоя, выращенного над каналом, так и от топологии транзистора и режима работы прибора.

Отметим одну важную особенность. Дело в том, что в области домена сильного поля энергия приобретает электронами от внешнего электрического поля. Часть этой энергии передается от электронов в кристаллическую решетку непосредственно в области домена, а другая часть выносится электронами за его пределы. По сути дела именно область, где наблюдаются интенсивные процессы передачи энергии от электронов в кристаллическую решетку, является областью выделения тепла.

В транзисторах с субмикронной длиной основания затвора из-за нелокального дрейфа электронов (наблюдаемого там, где дрейфовая скорость превышает максимальную статическую дрейфовую скорость) длина домена сильного поля может заметно отличаться от длины области, где дрейфовая скорость электронов максимальна. Интенсивные процессы передачи энергии от электронов в кристаллическую решетку имеют место в области так называемого всплеска дрейфовой скорости и в области, где кинетическая энергия электронов, находящихся в состоянии полевого дрейфа, заметно превышает ее величину в слабых полях.

Мощность источников тепла  $Q_S$  передаваемая через сечение с площадью « $S$ » в простейшем гидродинамическом приближении [46, 47] пропорциональна энергии  $E_e$ , отдаваемой электронами в кристаллическую решетку в единицу времени имеет следующее выражение.

$$Q_S = \frac{\partial E_e}{\partial t} = S \cdot n \cdot \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)} = \frac{I}{q \cdot v} \cdot \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)} \quad (11)$$

С учетом вида зависимости (7) времени релаксации  $\tau_\varepsilon(\varepsilon)$  от энергии « $\varepsilon$ » получаем следующее выражение:

$$Q_S = \frac{\partial E_e}{\partial t} = I \frac{E_S(\varepsilon) \cdot v_S(\varepsilon)}{v} \quad (12)$$

Для расчета величины тепловой мощности, выделяемой в транзисторе на основе гетероструктуры с селективным легированием, необходимо учитывать, что

выделение тепла происходит по-разному в широкозонном и узкозонном слоях гетероперехода.

С учетом этого обстоятельства, выражения для величины поверхностной плотности мощности выделяемого тепла  $[Вт \cdot см^{-2}]$  для узкозонного слоя *InGaAs* канала и широкозонного подзатворного слоя *AlGaAs*, соответственно, имеют следующие виды [48, 6].

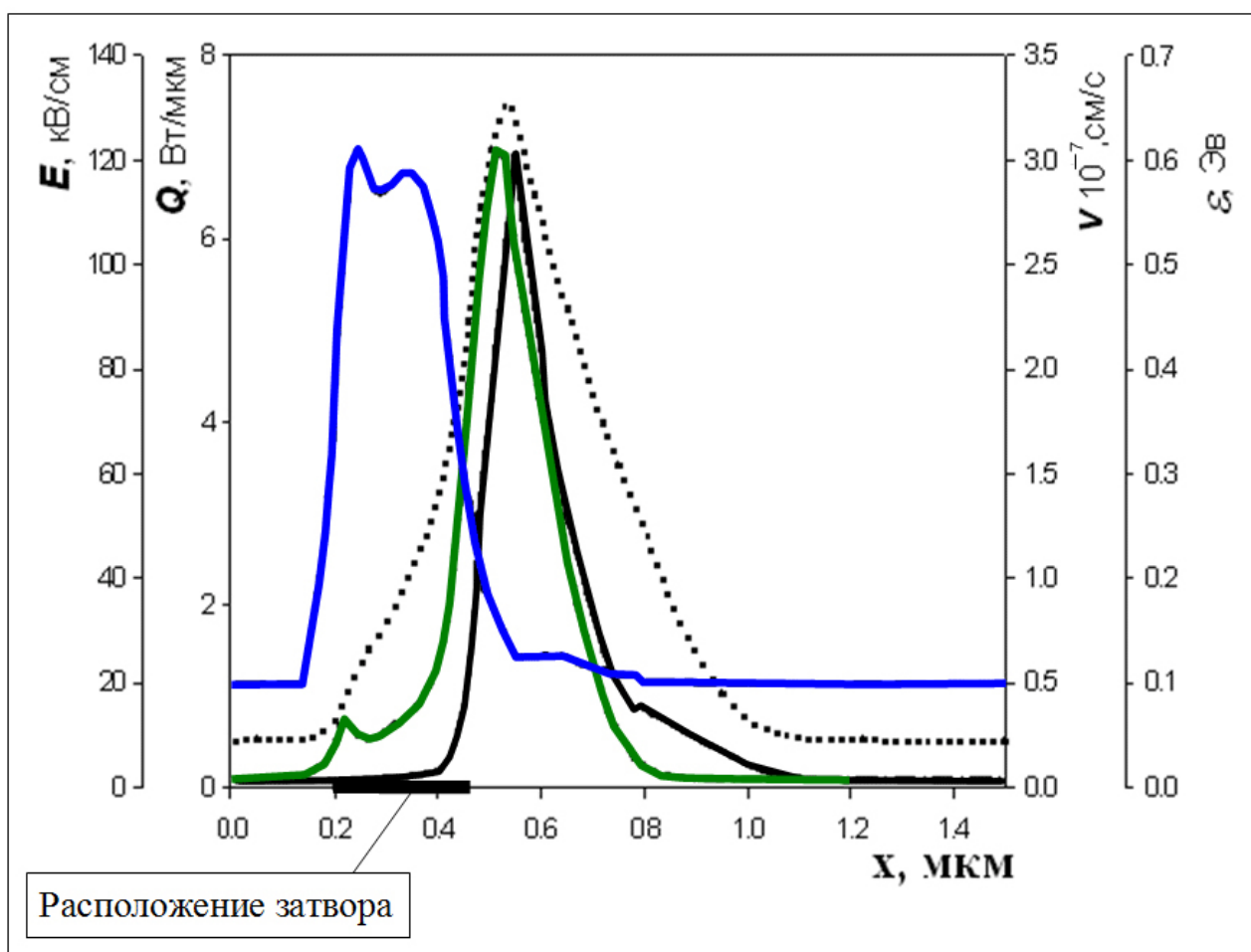
$$Q_{S1} = \frac{\partial E_{e1}}{\partial t} = q \cdot n_{S1} \cdot E_{S1}(\varepsilon_1) \cdot v_{S1}(\varepsilon_1) \quad (13)$$

$$Q_{S2} = \frac{\partial E_{e2}}{\partial t} = q \cdot n_{S2} \cdot E_{S2}(\varepsilon_2) \cdot v_{S2}(\varepsilon_2) \quad (14)$$

В выражениях (13), (14):  $n_{S1,2}$  - поверхностные плотности электронов в узкозонном (*InGaAs*) и в широкозонном (*AlGaAs*) слоях гетероструктуры,  $v_S(\varepsilon)$ ,  $E_S(\varepsilon)$  - статические значения дрейфовой скорости электронов и напряженности электрического поля, соответствующие некоторой кинетической энергии электронов  $\varepsilon$ . При проведении оценочных расчетов величин  $Q_{S1}$  и  $Q_{S2}$  был выбран А – режим - режим с наиболее сильным тепловыделением, в котором величины токов и напряжений в транзисторе определяются положением рабочей точки ( $I_D \approx 0.5 I_{Dmax}$ ,  $U_D = 5 \div 8$  В), а входная СВЧ мощность на затвор не подается.

Характерные графики расчетных зависимостей плотности источников тепла, напряженности электрического поля, энергии и скорости электронов для типичной FET транзисторной структуры с легированным донорами каналом (задавалась концентрация доноров в канале  $N_d = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , подвижность электронов  $\mu = 3000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , сумма толщин подзатворного слоя и слоя канала  $A = 0.13 \text{ мкм}$ , длина затвора  $L_g = 0.25 \text{ мкм}$ , ширина затвора  $W_g = 1680 \text{ мкм}$ , расстояние исток - затвор  $L_{SG} = 0.2 \text{ мкм}$ , напряжение перекрытия 3 В) представлены на рис. 9.

Так как квазидвумерные модели сохраняют приемлемую точность в расчетах при достаточно низких напряжениях на стоке (примерно на 1 вольт превышающим напряжение насыщения выходных ВАХ), было выбрано напряжение на стоке, равное 3 В, которое заметно ниже характерной рабочей величины.



— - плотность мощности  $Q$       — - дрейфовая скорость  $V$   
 — - напряженность электрического поля  $E$       ..... - энергия электронов  $\varepsilon$

Рис. 9. Распределения по длине канала транзистора плотности тепловой мощности  $Q$ , дрейфовой скорости  $V$ , напряженности внешнего электрического поля  $E$  и энергии электронов  $\varepsilon$ .  $L_{SG}=0.2$  мкм,  $L_g=0.25$  мкм,  $L_{GD}=1.05$  мкм.

На рис. 9 видно несколько неожиданных, на первый взгляд, особенностей.

1. В канале под затвором, где дрейфовая скорость электронов максимальна, плотность мощности, рассеиваемой кристаллической решеткой, мала и, по сути дела, вся область интенсивного выделения тепла смещена за затвор в сторону стока, в то время как область сильного электрического поля (домен сильного поля) и область высоких энергий электронов заметно заходят под затвор. Это объясняется тем, что в этой области максимально низка концентрация электронов.

2. Область наиболее интенсивной передачи энергии электронов кристаллической решетке не совпадает не только с областью домена сильного поля, но и с

областью, где кинетическая энергия электронов, определяемая величиной дрейфовой скорости, сильно превышает равновесную кинетическую энергию электронов. Это происходит как по указанной выше в п. 1 причине, так и из-за того, что интенсивность передачи энергии электронов в решетку сильно уменьшается при уменьшении их кинетической энергии, связанной с дрейфовой скоростью электронов, до  $\sim 0.3$  эВ - величин междолинного Г-L энергетического зазора в GaAs. По этим причинам область интенсивного выделения тепла и выглядит такой узкой по сравнению не только с видом распределения дрейфовой кинетической энергии электронов вдоль по каналу транзистора, но и с длиной области домена.

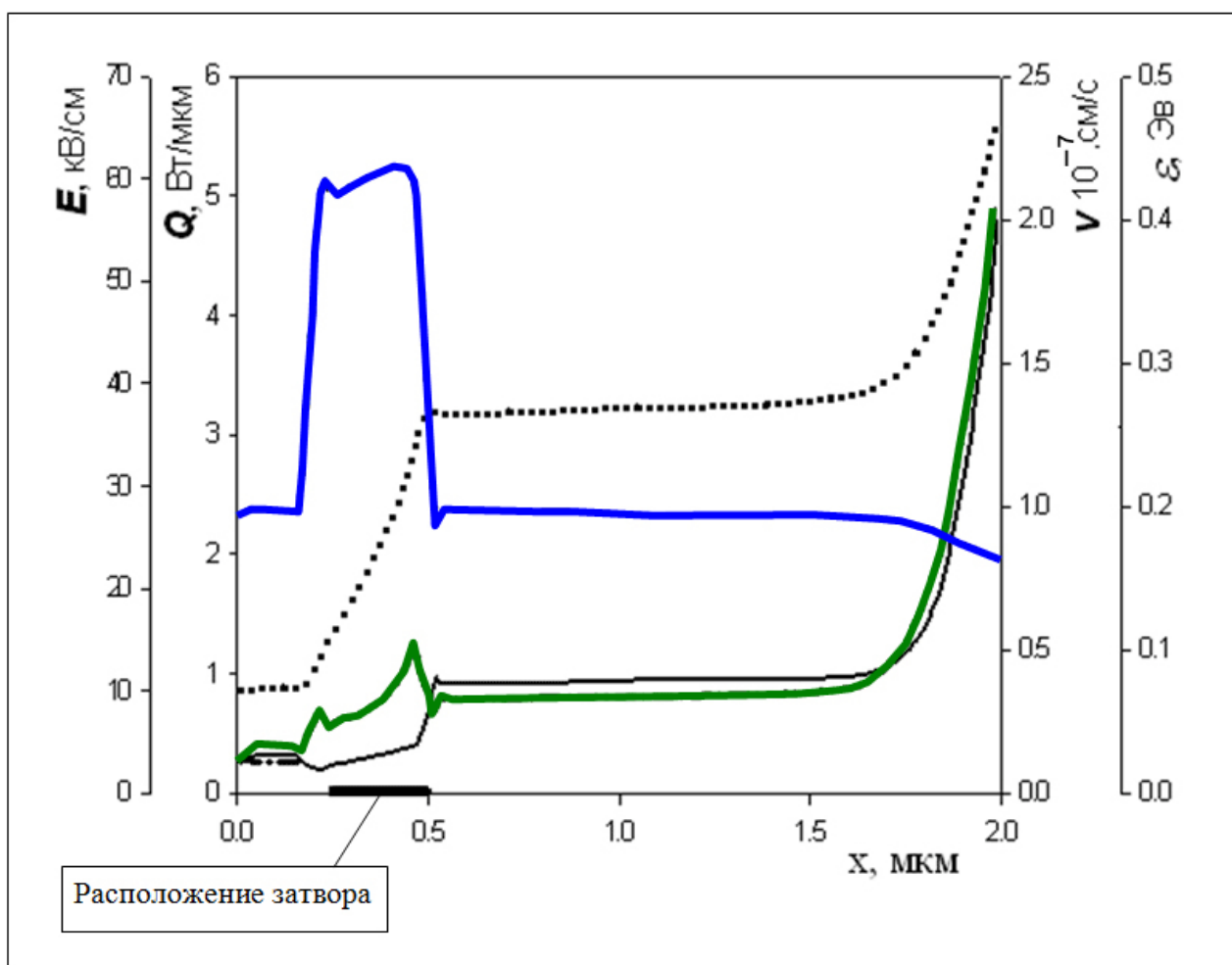
Для тепловых расчетов, проводимых для выбора рабочих режимов транзистора, мелкие особенности формы каждого источника тепла в канале каждой секции транзистора не представляют особого интереса – для этих источников главное - оценить примерный размер области с максимальным тепловыделением. Необходимо отметить, что квазидвумерные ГДМ приводят к заметно более резким распределениям, чем получаемым по двумерным температурным моделям. Кроме того, увеличение напряжения на стоке ведет к некоторому увеличению размеров статического домена. Даже с учетом этих факторов, из приведенных выше результатов расчетов следует, что характерные длины областей выделения тепла, находящихся в каждой секции транзистора, не превышают 1 микрона.

Отметим, что увеличение длины затвора при заданной концентрации доноров приводит не к увеличению, а к символическому уменьшению размеров длин источников тепла, каждый из которых находится в своей секции транзистора.

Подача СВЧ потенциала на затвор транзистора приводит к существенному улучшению теплового режима транзистора. При положительном потенциале на затворе домен сильного поля перемещается либо к стоку, либо на стоковый край основания затвора (рис. 10). То есть область выделения тепла в каждой секции транзистора расширяется от стокового края затвора в сторону стока и, по сути дела, оказывается распределенной между затвором и стоком.

Результаты, представленные на рис. 9, были получены при задании  $L_{SD}$  - длины окна, вскрытого в контактных слоях  $n^+ - GaAs$  и  $n^- - GaAs$ , равной 3 мкм.

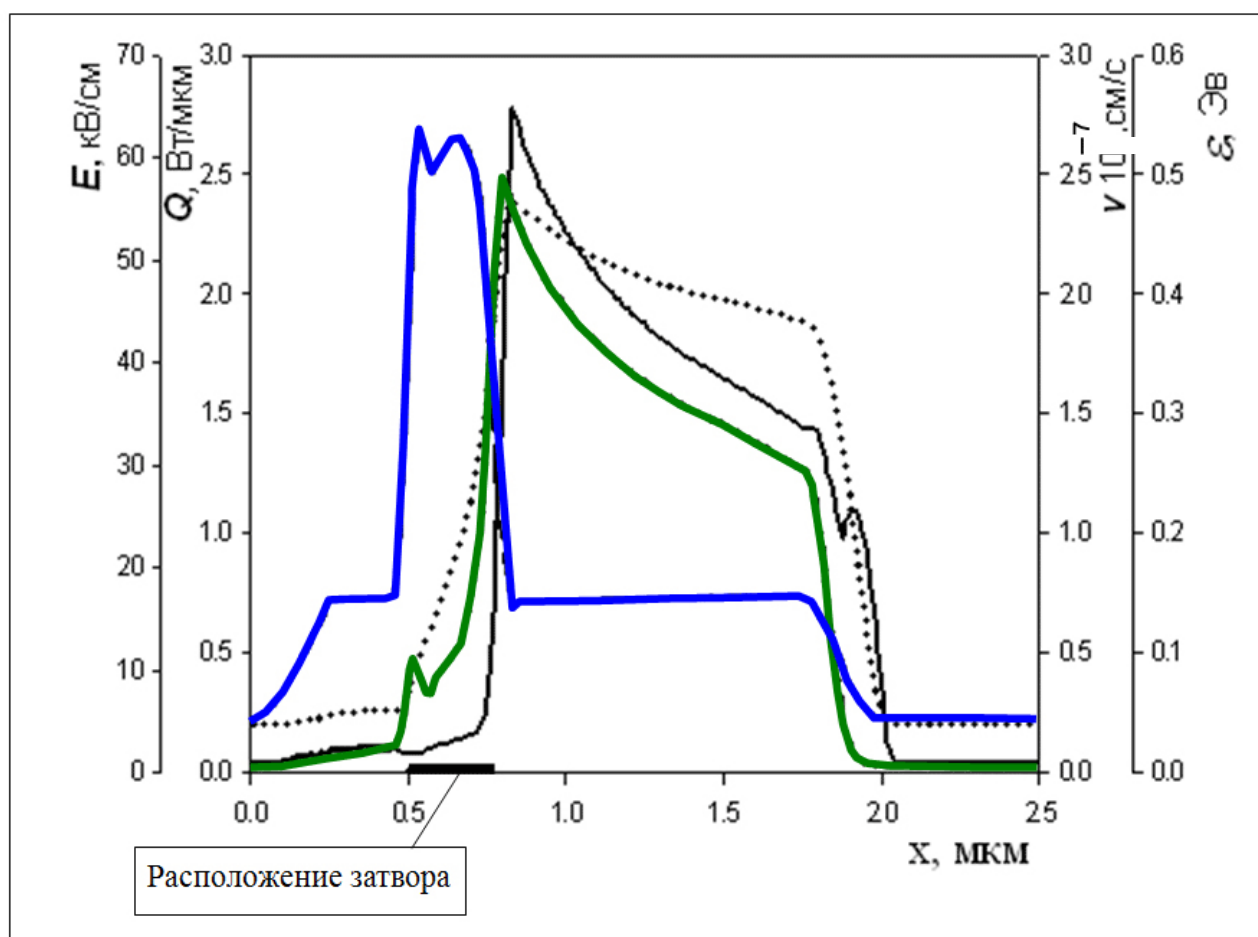




- - плотность мощности  $Q$       — - дрейфовая скорость  $V$   
 — - напряженность электрического поля  $E$       ..... - энергия электронов  $\varepsilon$

Рис. 10. Распределения по длине канала транзистора плотности тепловой мощности  $Q$ , дрейфовой скорости  $V$ , напряженности внешнего электрического поля  $E$  и энергии электронов  $\varepsilon$ .  $L_{SG}=0.25$  мкм,  $L_g=0.25$  мкм,  $L_{GD}=1.5$  мкм.

В принципе, можно задать такие размеры затвора, окна в контактных слоях, расположения затвора в окне или профиль легирования транзистора, чтобы домен сильного поля вблизи рабочей точки занимал почти всю область под затвором (рис. 11). На рис. 11 длина затвора  $L_g=0.25$  мкм, расстояние исток – затвор  $L_{SG}=0.5$  мкм, длина окна в контактных слоях  $L_{SD}=2.5$  мкм. Расчеты показали, что при положительном потенциале на затворе домен сильного поля смещен к стоку, а при отрицательном потенциале на затворе – к стоковому краю затвора.



- - плотность мощности  $Q$       — - дрейфовая скорость  $V$   
 — - напряженность электрического поля  $E$       ..... - энергия электронов  $\varepsilon$

Рис. 11. Распределения по длине канала транзистора плотности тепловой мощности  $Q$ , дрейфовой скорости  $V$ , напряженности внешнего электрического поля  $E$  и энергии электронов  $\varepsilon$ .  $L_{SG}=0.5$  мкм,  $L_g=0.25$  мкм,  $L_{GD}=1.75$  мкм.

Расчеты для области передачи энергии от электронов в кристаллическую решетку рНЕМТ транзисторов проводились с заданием параметров структур с селективным легированием донорами, обычно используемых в мощных СВЧ полевых транзисторах. Задавалась различная толщина широкозонных слоев над слоем канала (при задаваемых толщинах типичные напряжения перекрытия составляют  $1\div 3$  В). Выяснилась интересная особенность рНЕМТ транзисторов: в отличие от FET ПТШ, форма и размеры области интенсивного тепловыделения для всех рассмотренных рНЕМТ транзисторов слабо зависели как от параметров структуры, так и от величины и знака СВЧ потенциала, подаваемого на затвор.

Результаты расчетов распределения плотности источников тепла, дрейфовых скоростей, кинетических энергий, связанных с дрейфовой скоростью, напряженности электрического поля и поверхностных плотностей электронов в широкозонном и узкозонном слоях для типичного рНЕМТ транзистора с длиной и шириной затвора  $L_g=0.25$  мкм,  $b=100$  мкм при режиме работы: напряжение на затворе  $U_G=0$  В, напряжение сток - исток  $U_{DS}=2$  В, приведены на рис. 12 - 14.

При проведении расчетов, результаты которых представлены на рис. 12 – 14 задавались следующие величины параметров:

- концентрация доноров в широкозонном слое  $N_{D2}=1.5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>,
- подвижность электронов в широкозонном слое  $\mu=1500$  см<sup>2</sup>/В·с,
- толщина широкозонного слоя  $a_2=36.5$  нм,
- толщина спейсера  $h_{sp}=1$  нм,
- концентрации доноров в спейсере и в GaAs – слое канала:  $N_{sp}=2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  
 $N_{GaAs}=2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,
- подвижность электронов в узкозонном слое  $\mu=5400$  см<sup>2</sup>/Вс.

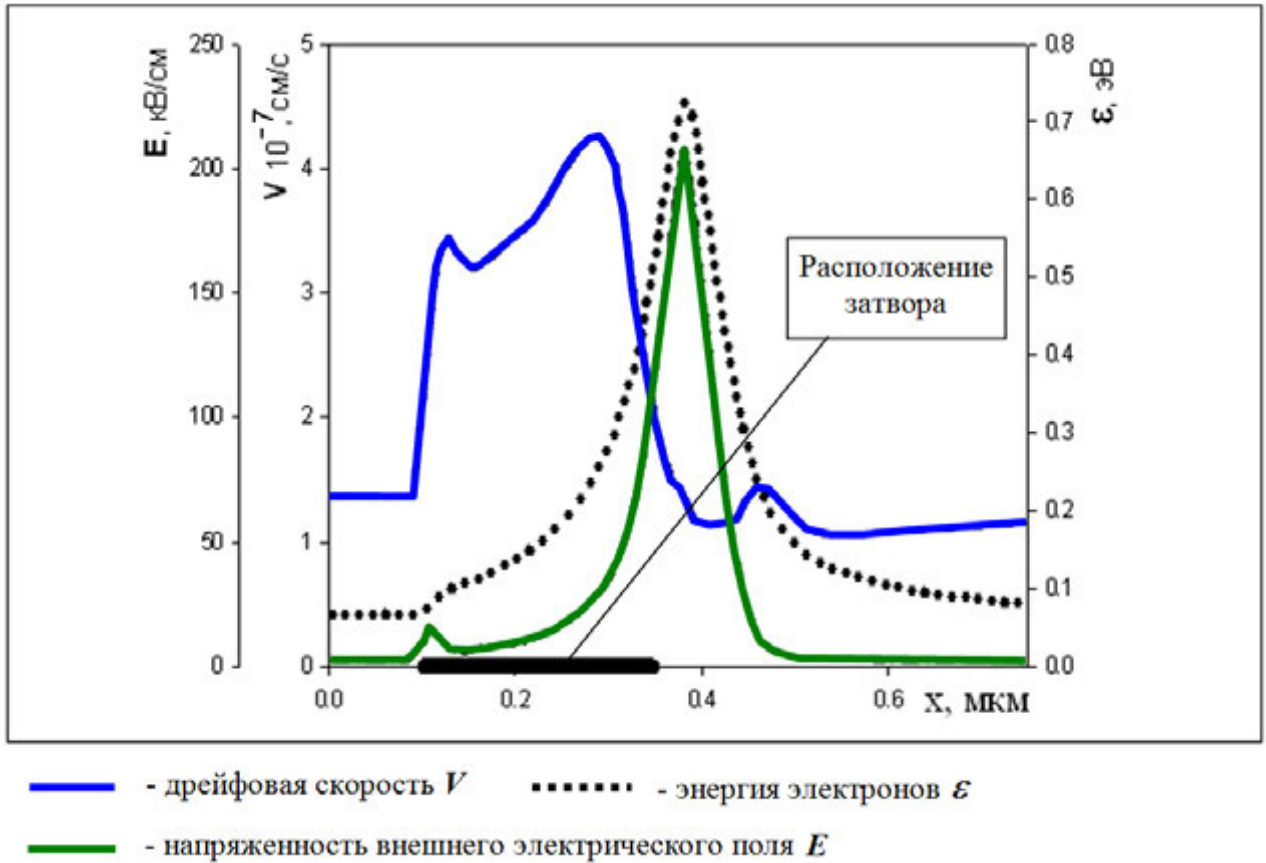


Рис. 12. Распределения по длине канала рНЕМТ транзистора дрейфовой скорости  $V$ , напряженности внешнего электрического поля  $E$  и энергии электронов  $\varepsilon$  в GaAs слое канала.  $L_{SG}=0.1$  мкм,  $L_g=0.25$  мкм,  $L_{GD}=0.4$  мкм.

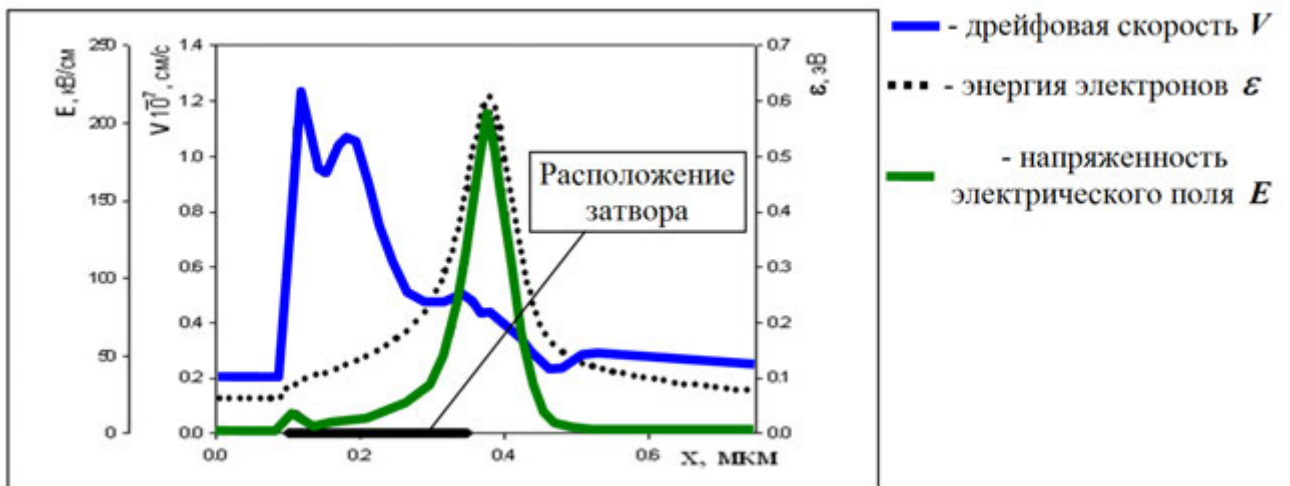
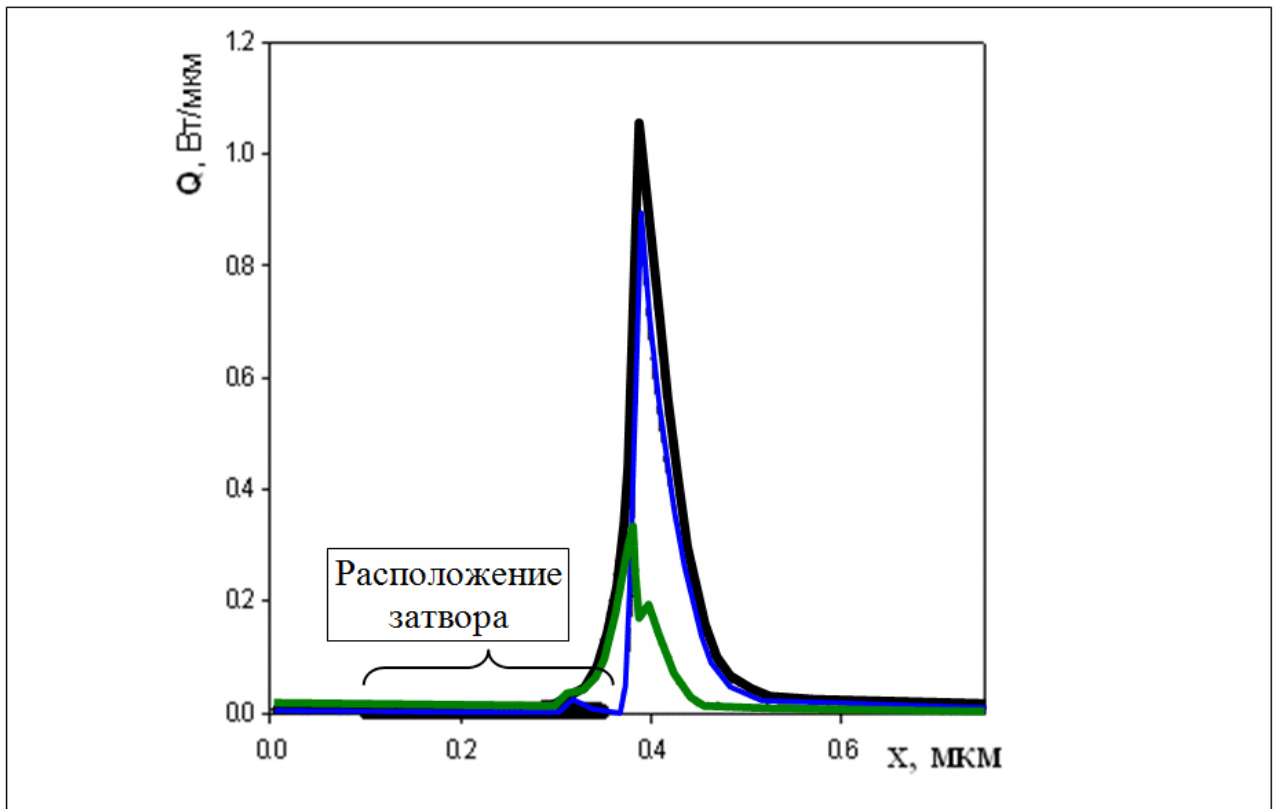


Рис. 13. Распределения по длине канала рНЕМТ транзистора дрейфовой скорости  $V$ , напряженности внешнего электрического поля  $E$  и энергии электронов  $\varepsilon$  в подзатворном AlGaAs слое.  $L_{SG}=0.1$  мкм,  $L_g=0.25$  мкм,  $L_{GD}=0.4$  мкм.



- - плотность выделяемой в слое канала мощности  $Q_1$
- - плотность выделяемой в подзатворном слое мощности
- - суммарная плотность выделяемой мощности  $Q_2$

Рис. 14. Распределения в канале рНЕМТ транзистора плотности мощностей выделяемых в канале и в подзатворном слое.

Сравнение результатов, представленных на рис. 12 и 14 показывает, что по сравнению с FET транзистором, область выделения тепла в рНЕМТ транзисторе существенно уже. Еще одной, важной особенностью работы транзистора, оказывается то, что большая часть тепла выделяется в широкозонном слое, при этом основной поток электронов переносится по более узкозонному слою канала.

В следующем разделе выясняются причины, вызывающие жесткую привязку домена сильного поля к стоковому краю затвора в гетероструктурных полевых транзисторах.

### **Связь локализации домена сильного поля и области выделяемой мощности с поперечным пространственным переносом электронов.**

Для гомоэпитаксиальных транзисторов прослеживается закономерность: чем короче затвор, выше подвижность электронов и больше поверхностная плотность электронов в канале, тем проще реализуется ситуация, когда при положительном потенциале на затворе локализация домена сильного поля у затвора меняется на локализацию вблизи стока [46]. При малой концентрации электронов в канале (отрицательный потенциал на затворе), домен сильного поля и область интенсивного тепловыделения локализованы вблизи стокового края затвора.

Если позволит инерционность дрейфового переноса электронов, в таких транзисторах при режиме большого сигнала домен сильного поля, а вместе с ним и области с максимальной энергией электронов и с максимальной интенсивностью рассеяния тепла будут за один период СВЧ колебания перемещаться от затвора к стоку и обратно.

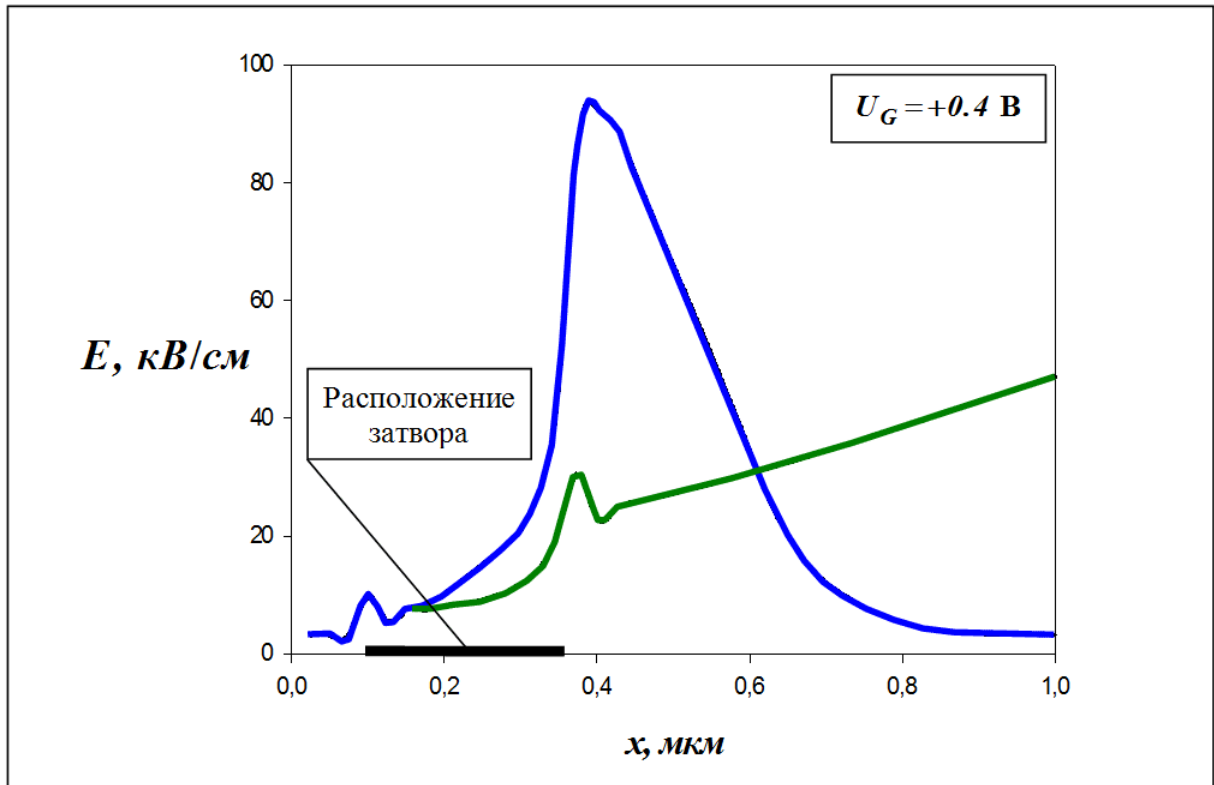
При усреднении во времени этого процесса, область выделения тепла в среднем будет распределена по направлению длины канала в промежутке от затвора до стока транзистора. В рНЕМТ транзисторах подвижность и поверхностная плотность электронов в канале существенно выше, чем в гомоэпитаксиальных транзисторах. В то же время, в рНЕМТ транзисторах область тепловыделения локализована вблизи стокового края затвора. Можно предположить, что за жесткую локализацию домена сильного поля у стокового края затвора рНЕМТ транзистора отвечает поперечный пространственный перенос электронов. Это основной физический эффект, приводящий к особенностям продольного транспорта электронов в рНЕМТ транзисторах, а также сильно влияющий на величину всплеска дрейфовой скорости электронов под затвором и на величину тока стока, особенно при положительном потенциале на затворе [50].

Для проверки этой гипотезы расчеты проводились с использованием системы уравнений (8), в которой уравнения динамики электронов получаются из системы стандартных гидродинамических уравнений с учетом многодолинного характера зоны проводимости при усреднении кинетической энергии электронов по

долинам. При этом задаваемые времена релаксации энергии и импульса электронов являются результатом статических расчетов методом Монте-Карло.

Эти уравнения совместно с уравнением Пуассона и системой уравнений, описывающих квантовую яму, с учетом разогрева электронов в сильном поле, позволяют решать задачу расчета характеристик рНЕМТ транзисторов в квазидвумерном приближении. Система уравнений (8) не позволяет корректно проводить расчеты при высоких напряжениях на стоке транзистора и рассматривать различные эффекты, связанные с лавинным пробоем. Но важно, что такая система уравнений описывает динамику электронов принципиально точнее, чем различные «температурные» приближения и для гетероструктур с GaAs или InGaAs каналом уступает по точности только непосредственному решению кинетического уравнения. При этом изменение формы и смещение к стоку статического домена часто наступает сразу после выхода на участок насыщения выходной ВАХ.

На рис. 15 - 17 приведены распределения по длине канала напряженности электрического поля и плотности выделяемой мощности для мощного СВЧ рНЕМТ транзистора с длиной затвора 0,25 мкм при положительном (+0.4 В) напряжении на затворе. Задавалось, что рНЕМТ транзистор изготовлен на основе гетероструктуры  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As-(GaAs)$  - канал с подвижностью электронов  $\mu=900 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$  в  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  слое и с подвижностью электронов  $\mu=5400 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$  в слое  $GaAs$  - канала, задавалась толщина спейсера, равная 10 Å.



- - результаты расчета  $E(x)$  с учетом поперечного пространственного переноса
- - результаты расчета  $E(x)$  без учета поперечного пространственного переноса

Рис. 15. Распределения напряженности электрического поля по длине канала рНЕМТ транзистора.

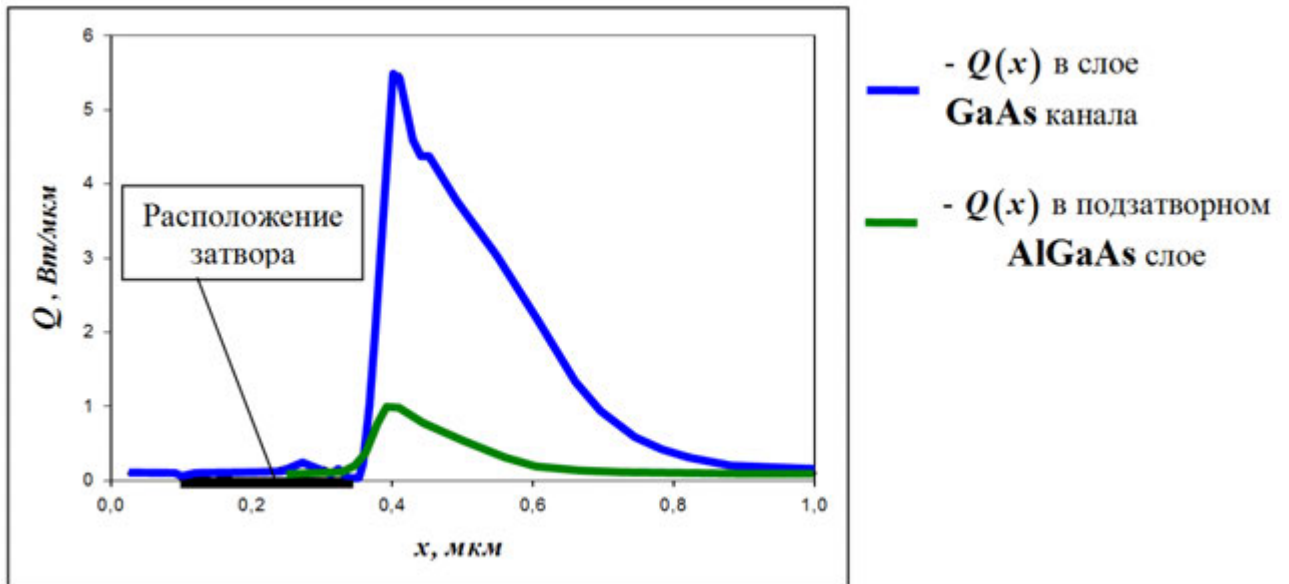
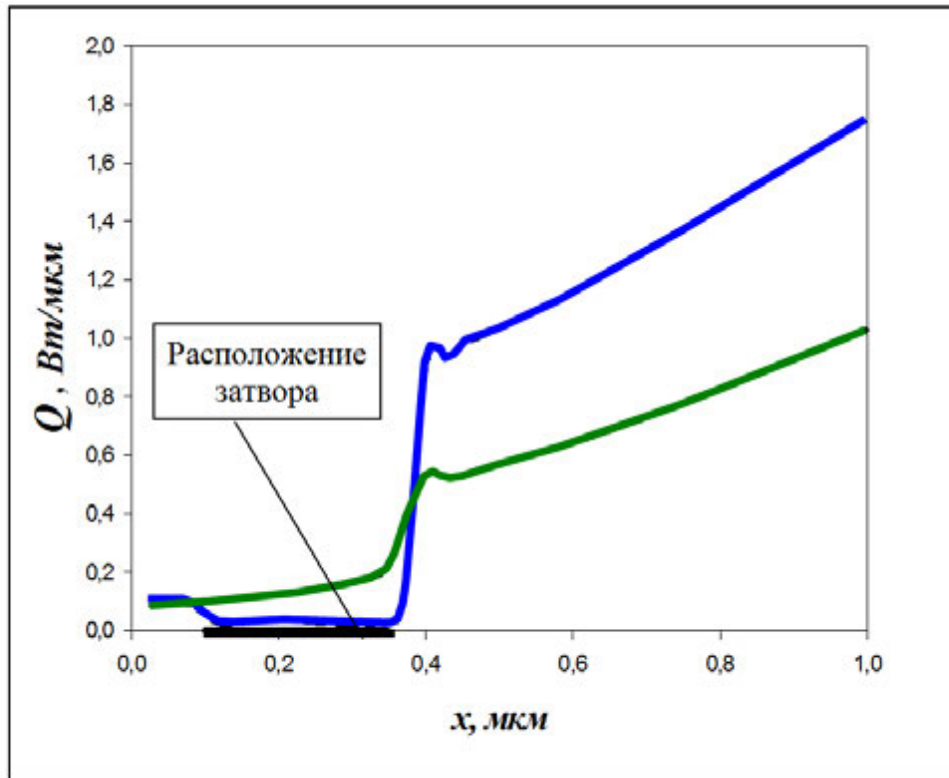


Рис. 16. Распределения по длине рНЕМТ транзистора плотности выделяемой мощности  $Q(x)$ . Результаты получены с учетом поперечного пространственного переноса электронов.





—  $Q(x)$  в слое GaAs канала, —  $Q(x)$  в подзатворном AlGaAs слое

Рис. 17. Распределения по длине рНЕМТ транзистора плотности выделяемой мощности  $Q(x)$ . Результаты получены без учета поперечного пространственного переноса электронов.

При сравнении результатов, представленных на рис. 16 и рис. 17 видны существенные различия в результатах расчетов распределений  $Q(x)$ . В случае, когда пространственный перенос электронов не учитывается, домен сильного поля может занимать всю область между затвором и стоком транзистора. Еще одно важное отличие: в результатах без учета поперечного пространственного переноса - плотности выделяемой мощности в узкозонном GaAs канале и в широкозонном подзатворном слое AlGaAs близки по величине; в результатах с учетом поперечного переноса - в широкозонном подзатворном слое AlGaAs тепло почти не выделяется, практически вся мощность выделяется в слое GaAs канала.

Таким образом, показано, что такой, заранее неочевидный по большому влиянию на процессы в транзисторе фактор, как поперечный пространственный перенос электронов, приводит к существенному изменению вида практически всех важнейших распределений характеристик транзистора по длине канала.

### 1.2.3. Особенности нелокального разогрева электронов в мощных СВЧ полевых транзисторах с GaN каналом.

Как отмечалось выше, наиболее точно характеристики транзисторов с субмикронными и нанометровыми длинами затворов рассчитываются методом Монте-Карло. Из-за вычислительной сложности, характерной для этого метода он не всегда используется при двумерном или трехмерном моделировании. Основные затраты времени идут на решение кинетического уравнения, а время его решения, естественно, зависит от размерности решаемой задачи, но для полевых транзисторов особую ценность представляют многомерные модели, поэтому одномерные модели на основе кинетического уравнения практически не развивались, но в большинстве случаев при проведении расчетов по одномерным моделям [51], более наглядно видно проявление отдельных физических эффектов в транзисторах.

Наиболее простая модель, построенная для FET полевых транзисторов с легированным донорами каналом, в которую включен механизм изменения толщины проводящего слоя канала за счет изменения толщины области объемного заряда контакта Шоттки, предназначенная для расчета стационарных характеристик без учета диффузионных эффектов, основана на системе уравнений [42-44]:

$$\begin{aligned}
 I &= q \cdot W_g \cdot h(x) \cdot v(x) \cdot n(x) \\
 \frac{\partial(E_x h)}{\partial x} &= \frac{q}{kk_0} \cdot (n - N_D) \cdot h \\
 v_x \frac{\partial(m^* v_x)}{\partial x} &= q \cdot E_x - \frac{m^* v_x}{\tau_p(\varepsilon)} \\
 v_x \frac{\partial\varepsilon}{\partial x} &= q \cdot E_x \cdot v_x - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)}
 \end{aligned} \tag{15}$$

В уравнениях (15) приняты следующие обозначения.

$x$  - продольная ось абсцисс, направленная от истока к стоку,  $W_g$  - ширина затвора,  $h=h(x)$  - высота канала,  $N_D$  - концентрация доноров в канале,  $m^*$  - эффективная масса электронов в зоне проводимости канала,  $q$  - заряд электрона,  $n$  - концентрация электронов в слое канала, не перекрытым потенциальным барьером затвора,  $\varepsilon$  - энергия электронов,  $v$  - дрейфовая скорость электронов,  $\varepsilon_0$  - энергия электронов при температуре кристаллической решетки,  $I$  - ток, текущий по кана-

лу транзистора,  $E_x(\varepsilon)$  - статическая величина продольной напряженности электрического поля в канале, через постоянные времени « $\tau$ » связана с энергией электронов  $\varepsilon$ ,  $v_x(\varepsilon)$  - статическая величина продольной дрейфовой скорости электронов в канале, связана с энергией электронов  $\varepsilon$  через постоянные времени « $\tau$ ».

$E_x(\varepsilon)$  и  $v_x(\varepsilon)$  обычно определяются из расчетов методом Монте-Карло [55].

Подставляя в (15) времена релаксации, приведенные в работе [56]:

$$\begin{aligned}\tau_p(\varepsilon) &= \frac{m^*(\varepsilon) \cdot v_S(\varepsilon)}{q \cdot E_S(\varepsilon)} \\ \tau_\varepsilon(\varepsilon) &= \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{q \cdot E_S(\varepsilon) \cdot v_S(\varepsilon)}\end{aligned}\quad (16)$$

получаем следующие уравнения.

$$\begin{aligned}I &= q \cdot W_g \cdot h(x) \cdot v(x) \cdot n(x) \\ \frac{\partial(E_x h)}{\partial x} &= \frac{q}{kk_0} \cdot (n - N_D) \cdot h \\ v_x \frac{\partial(m^* v_x)}{\partial x} &= q \cdot \left( E_x - E_S \cdot \frac{v_x}{v_S} \right) \\ v_x \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} &= q \cdot (E_x \cdot v_x - E_S \cdot v_S)\end{aligned}\quad (17)$$

Уравнения температурной модели выводятся из системы (15) с учетом уравнений (16) в предположении  $m^*=0$ . В этом случае уравнение для изменения импульса по координате « $x$ » сводится к следующему виду:

$$v = \frac{E \cdot v_S(\varepsilon)}{E_S(\varepsilon)} = \mu(\varepsilon) \cdot E \quad (18)$$

В выражении (18) функция  $\mu(\varepsilon)$  описывает подвижность электронов в канале, зависящую от энергии электронов.

Отличительными особенностями нитрида галлия являются высокая дрейфовая скорость электронов в сильных полях и не слишком высокая их подвижность (далее в расчетах полагается, что  $\mu=1700 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ). Так как исследуются особенности электронного транспорта в GaN канале, то для сравнения выбирается GaAs канал с той же величиной подвижности электронов. Такой выбор соответствует

уровню легирования донорами GaAs канала  $N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Соответствующие результаты решения системы уравнений (17) приведены на рис. 18.

На этом же рисунке приведен график статической дрейфовой скорости  $V_S$ , соответствующий максимальной подвижности электронов в нелегированном арсениде галлия ( $\mu = 8000 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$ ).

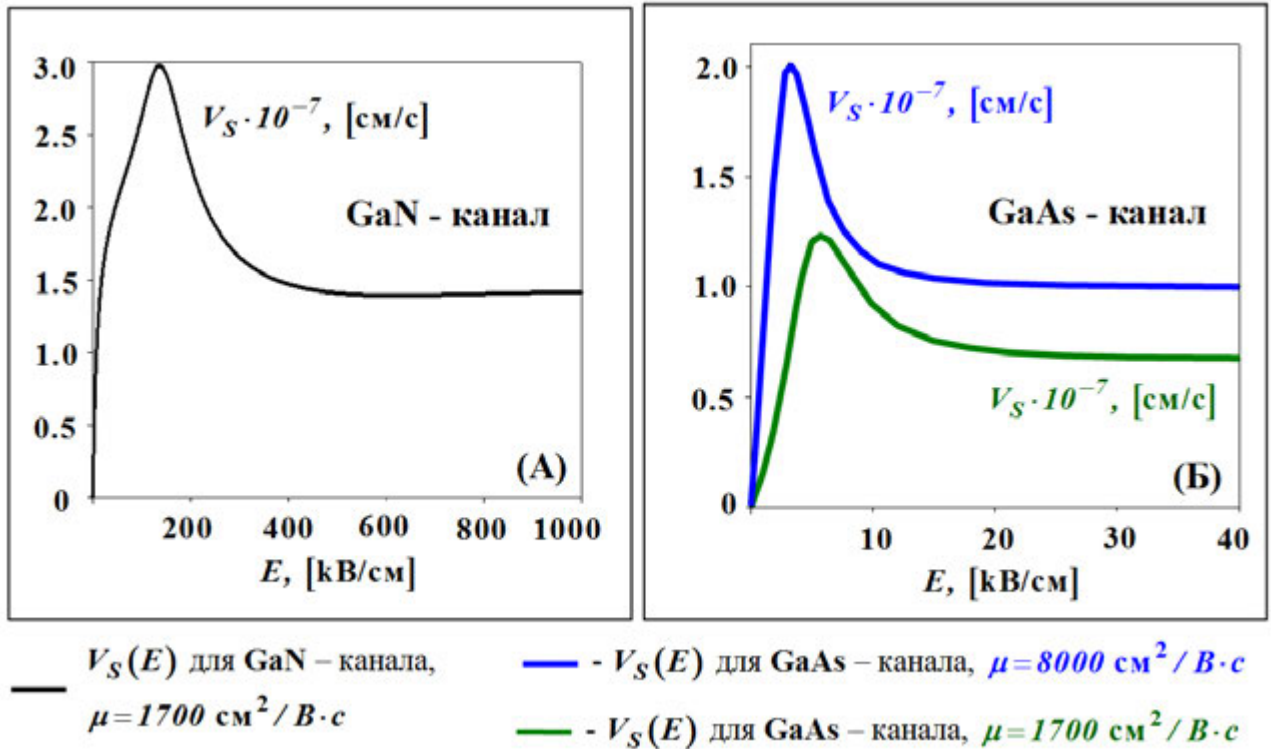


Рис. 18. (А) - зависимость статической дрейфовой скорости электронов в GaN канале от напряженности электрического поля, (Б) - зависимость статической дрейфовой скорости электронов в GaAs канале от напряженности электрического поля.

Если сравнить результаты, представленные на рис. 18 А и Б, сразу становится ясно, что нитрид галлия по величине статической дрейфовой скорости сильно проигрывает арсениду галлия. Действительно, максимально большая величина  $V_S \cong 3 \cdot 10^7 \text{ см/с}$  в GaN достигается при колоссальных величинах напряженности электрического поля, примерно равных 150 кВ/см. При этом максимально большая величина  $V_S \cong 2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$  в GaAs достигается при существенно меньших величинах напряженности электрического поля, примерно равных (3÷4) кВ/см. Понятно, что для обеспечения  $V_S \cong 3 \cdot 10^7 \text{ см/с}$  и, соответственно, обеспечения ве-

личин напряженности электрического поля примерно равных 150 кВ/см, необходимо существенно увеличивать напряжение, подаваемое на сток транзистора и (или) существенно уменьшать продольные размеры транзистора  $L_{SG}$ ,  $L_g$  и  $L_{GD}$ . В противном случае величины  $V_S \cong 3 \cdot 10^7$  см/с останутся недоступными и преимущество GaN канала по отношению к GaAs каналу по максимальной величине  $V_S$  и потенциальному быстродействию просто не будет использовано.

Большое напряжение, подаваемое на сток транзистора, часто просто является неприемлемым, а уменьшение продольных размеров транзистора сопряжено с существенным ростом стоимости используемого оборудования и технологических процессов. Существенное уменьшение продольных размеров транзистора  $L_{SG}$ ,  $L_g$  и  $L_{GD}$  доступно фирмам, обладающим соответствующим технологическим оборудованием, но неизбежно приводит к росту себестоимости.

С другой стороны, есть фактор, указывающий на возможное преимущество транзисторов с GaN каналом по отношению к транзисторам с GaAs каналом.

Действительно, средняя скорость электронов под затвором GaN транзистора, существенно зависящая как от величины максимума полевой зависимости статической дрейфовой скорости  $\max V_S(E)$ , так и от их скорости в предельно сильных полях  $V_S(E_{\max})$ , выше, чем средняя скорость электронов под затвором GaAs транзистора. Уже при разработке первых транзисторов с субмикронной длиной основания затвора было известно, что работа таких приборов определяется не статической зависимостью дрейфовой скорости от напряженности электрического поля  $V_S(E)$ , а величиной всплеска дрейфовой скорости электронов под затвором транзистора [20, 52, 54]. Всплеск дрейфовой скорости, в свою очередь, зависит от множества факторов, из которых статическая зависимость скорости от поля  $V_S(E)$  является важным, но далеко не определяющим. При всплеске дрейфовой скорости ее величина может существенно превышать максимальное статическое значение в объемном материале  $\max V_S(E)$ , что существенно увеличивает быстродействие транзистора. В принципе, всплеск дрейфовой скорости можно наблюдать практически в любых полупроводниковых материалах, и в GaN канале он может быть

весьма велик – максимальная скорость может достигать величин около  $8 \cdot 10^7$  см/с на расстояниях около 0.025 мкм [57]. Такой всплеск наблюдаем, однако в настолько специфических условиях, что они практически не реализуемы в обычных транзисторах. В любом случае, для более точного сравнения по быстродействию транзисторов с GaN и GaAs каналами необходимо при подаче внешнего смещения исследовать отклик на него зависимости дрейфовой скорости от времени  $V_{dr}(t)$ . На основе этой зависимости далее можно построить распределение  $V_{dr}(x)$  – распределение дрейфовой скорости по длине канала.

Для сравнения эффектов, связанных с этим всплеском в GaN и GaAs транзисторах, при моделировании GaN транзистора использовалась простейшая ступенчатая структура толщиной 18 нм, состоящая из двух слоев. Первый слой – под затвором толщиной 15 нм с уровнем легирования донорами  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Второй слой под затвором – у гетерограницы с каналом толщиной 3 нм и с уровнем легирования донорами  $2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Для GaN транзистора такая структура – очень грубая модель реальной гетероструктуры с подвижностью электронов примерно 1700 см<sup>2</sup>/(В·с) (эта величина близка к величине подвижности электронов в слое нелегированного GaN). Для арсенида галлия такая структура вообще гипотетическая и рассчитывается исключительно для того, чтобы сравнить особенности электронного транспорта практически в одинаковых условиях. Расчеты также проводились и для GaAs при задании  $\mu = 8000$  см<sup>2</sup>/(В·с), что соответствует нелегированному материалу или бездефектной гетероструктуре с толстым спейсером. Положение затвора транзистора длиной 0.1 мкм выбиралось на расстоянии 0.1 мкм от истока. Единственная существенная разница в исходных данных для расчетов – разное задаваемое напряжение на стоке транзисторов (для GaAs это 1.0 В, для GaN это 3.0 В). Это примерно те напряжения на стоке, при которых происходит насыщение тока стока на выходных ВАХ и когда максимальная частота усиления по току принимает наибольшее значение. Надо отметить, что при расчетах по данной модели двукратное увеличение напряжения на стоке в GaN и в GaAs транзисторах слабо меняло распределение дрейфовой скорости по длине канала и величину

максимальной частоты усиления по току. Сильно менялось только распределение величины напряженности электрического поля по длине канала.

Для расчета максимальной частоты усиления по току  $f_t$  использовалось выражение  $f_t = \langle V_{dr} \rangle / 2\pi \cdot L_g$ , в котором  $\langle V_{dr} \rangle$  есть средняя дрейфовая скорость электронов в канале под затвором, усредненная по эффективной длине затвора  $L_{G \text{ эфф}}$ . Эффективная длина  $L_{G \text{ эфф}}$ , на которой происходит управление проводимостью канала, немного превышает длину затвора  $L_g$  (рис. 1). Результаты расчета величины  $f_t$  для транзисторов на GaN и GaAs структурах приведены на рис. 19 (выбирался режим, в котором для заданной  $L_g$  частота  $f_t$  была максимальна).

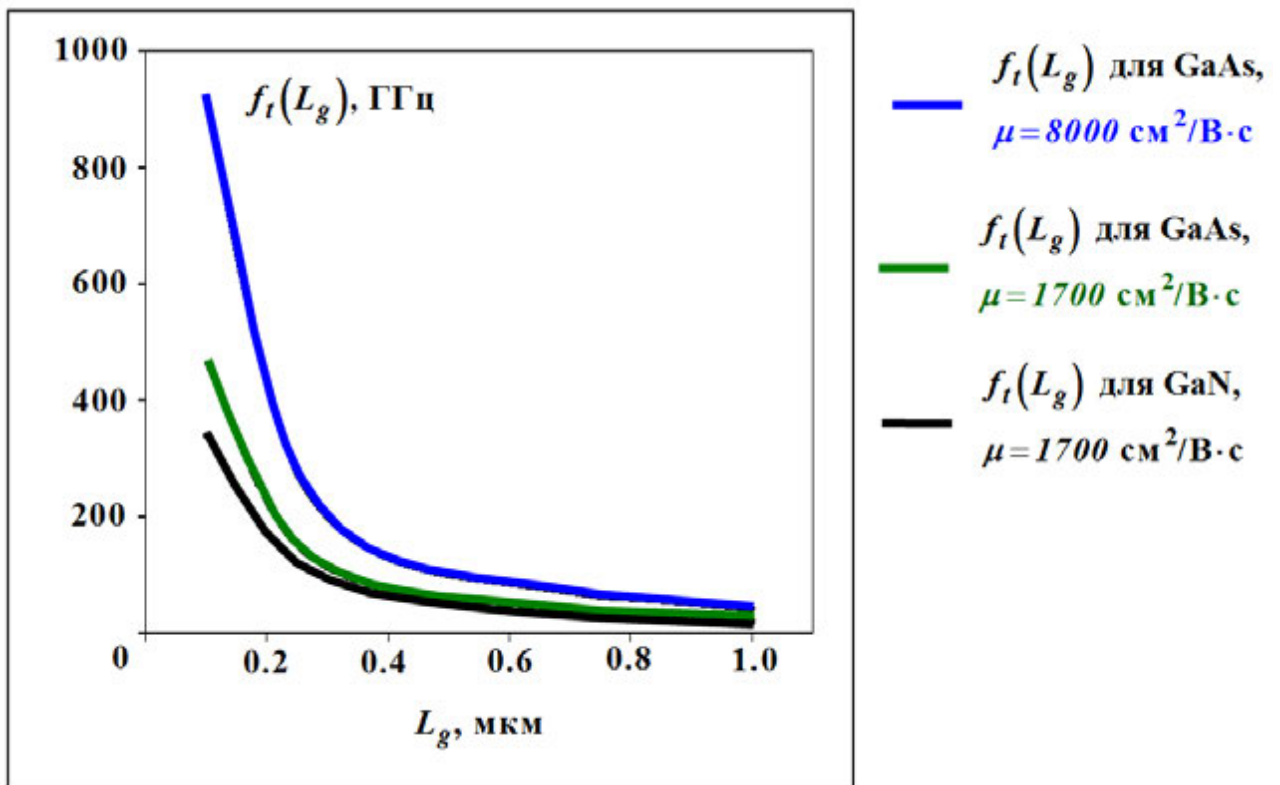
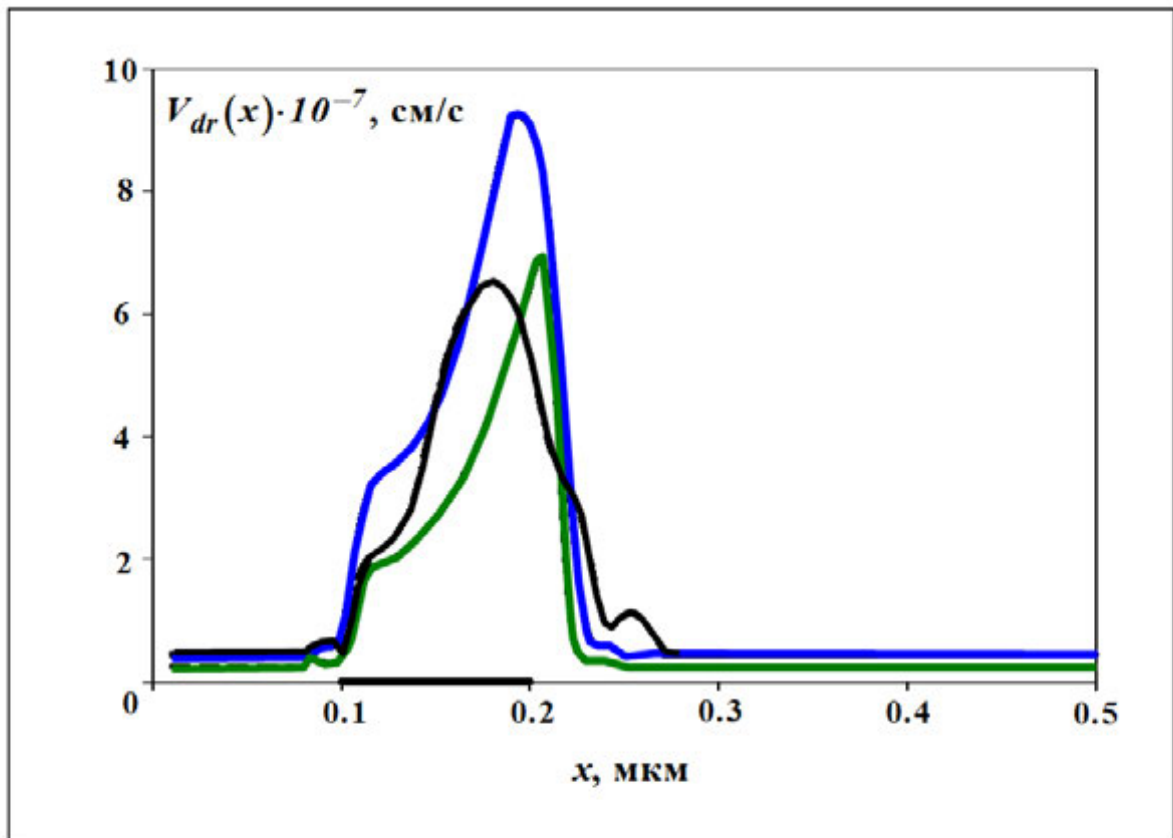


Рис. 19. Зависимость максимальной частоты усиления по току от длины затвора моделируемого транзистора.

Из рис. 19 видно, что в транзисторах на основе GaAs даже при искусственном задании очень малой величины подвижности электронов  $\mu = 1700 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , максимальная частота усиления по току несколько больше, чем в транзисторах на основе GaN. При задании подвижности  $\mu = 8000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  для GaAs транзисторов и при задании  $\mu = 1700 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  для транзисторов на основе GaN, разница в пове-

дении транзисторов становится существенной (более чем в 2 раза при больших, и почти в 3 раза при малых длинах затвора). Совершенно очевидно, что этот результат явно противоречит простым оценкам по сравнению зависимостей от поля стационарных величин дрейфовых скоростей электронов в GaAs и в GaN. Результаты, представленные на рис. 19 легко понять, если сравнить варианты распределений дрейфовой скорости по длине канала, показанные на рис. 20 и полученные при задании таких же как для рис. 19 величин подвижности электронов  $\mu$ .



—  $V_{dr}(x)$  в GaAs канале,  $\mu=8000 \text{ см}^2/\text{Вс}$  —  $V_{dr}(x)$  в GaN канале,  $\mu=1700 \text{ см}^2/\text{Вс}$   
 —  $V_{dr}(x)$  в GaAs канале,  $\mu=1700 \text{ см}^2/\text{Вс}$

Рис. 20. Распределения дрейфовой скорости электронов  $V_{dr}(x)$  по длине GaAs и GaN каналов транзисторов. Координаты затвора:  $0.1 \div 0.2 \text{ мкм}$ .

При сравнении зависимостей, приведенных на рис. 20 видно, что несмотря на более низкие величины статической дрейфовой скорости в максимуме ее полевой зависимости, величина статической дрейфовой скорости в максимуме ее распределения в GaAs транзисторе даже немного больше, чем величина статической дрейфовой скорости в максимуме ее распределения в GaN транзисторе. При этом



распределения скоростей по длине канала отличаются весьма значительно. Распределения дрейфовой скорости в канале GaAs транзистора при искусственном задании в канале разных величин слабополевой подвижности электронов, похожи по форме. Видно (рис. 20), что в GaAs канале при влёте под затвор электроны почти сразу приобретают скорость, существенно превосходящую  $V_S$  - статическую величину дрейфовой скорости в максимуме ее полевой зависимости (в этом суть эффекта всплеска  $V_{dr}$ ), далее их скорость продолжает заметно увеличиваться. В максимуме ее распределения по каналу дрейфовая скорость электронов в несколько раз превосходит величину  $V_S$  при задании как большой, так и малой величины слабополевой подвижности. Отметим, что при задании малой величины слабополевой подвижности эффект превышения проявляется даже сильнее, поскольку отношение максимальной дрейфовой скорости под затвором к величине  $V_S$  для объёмного материала больше, хотя за счет меньшей подвижности сама величина дрейфовой скорости и оказывается меньше во всей области под затвором.

В GaN транзисторе при влёте под затвор электроны приобретают дрейфовую скорость, которая примерно соответствует началу заметного полевого падения подвижности ( $(1,5 \div 2) \cdot 10^7$  см/с), затем эта скорость медленно увеличивается и примерно под серединой затвора достигает своего максимального статического значения. Далее по продольной координате начинается область всплеска дрейфовой скорости (в максимуме всплеска она в два раза превосходит статическую величину дрейфовой скорости в максимуме полевой зависимости) а затем, все еще под затвором, начинается ее резкое уменьшение. Эта особенность также существенно отличает распределение дрейфовой скорости в канале GaN транзистора от распределения в канале транзистора на основе GaAs – там падение дрейфовой скорости начинается только под стоковым краем затвора.

По величине максимальной дрейфовой скорости под затвором полевой транзистор на основе GaN мало уступает прибору на основе GaAs даже при малой подвижности в последнем. На первый взгляд, GaN транзистор может даже превосходить GaAs транзистор (например, из-за большей статической величины

дрейфовой скорости в максимуме ее полевой зависимости на рис. 18А). Из результатов уже проведенных работ известно (смотри, например, [29-31]), что при субмикронных длинах затвора, но без учета наличия в транзисторе областей  $L_{SG}$  и  $L_{GD}$  (рис. 3), максимальная частота усиления по току определяется не максимальной величиной дрейфовой скорости под затвором, а временем пролёта электронов под затвором, причем в эффективную длину затвора существенный вклад вносят области вблизи его краев. При этом важно учитывать, что при квазидвумерном моделировании краевые и другие существенно двумерные эффекты учитываются лишь приближённо. С учетом того, что в модели транзистора толщина подзатворного слоя много меньше эффективной длины затвора, это не должно сильно менять полученные качественные соотношения для  $V_{dr}(x)$ , показанные на рис. 20. Разница в величинах средней дрейфовой скорости под затвором (определяющей время пролёта электронов под затвором) и приводит к тому, что транзистор на основе GaAs имеет бóльшую максимальную частоту усиления по току, (см. рис. 19, 20), не только при задании большой величины слабополевой подвижности электронов, но и при задании для GaAs транзистора малой величины слабополевой подвижности электронов.

Для объяснения полученных результатов рассмотрим зависимость рассчитанных с помощью гидродинамической модели времен релаксации кинетической энергии и импульса электронов в слое канала от величины напряженности продольного электрического поля в GaN и GaAs каналах (рис. 21).

Сравнение результатов, представленных на рис. 21А, 21Б показывает, что сильнее всего в GaAs и GaN различаются времена релаксации энергии. При напряженности электрического поля  $E < 100$  кВ/см время релаксации энергии в GaN даже меньше времени релаксации импульса. Столь большое различие во временах релаксации  $\tau_\epsilon$ , по-видимому, объясняется разницей в энергии оптических фононов ( $\hbar\omega \approx 92$  мэВ в GaN,  $\hbar\omega \approx 36$  мэВ в GaAs), вносящих основной вклад в потерю энергии при неупругом взаимодействии электронов с фононами, что, в свою очередь, связано с разницей в массах входящих в GaAs и GaN атомов.

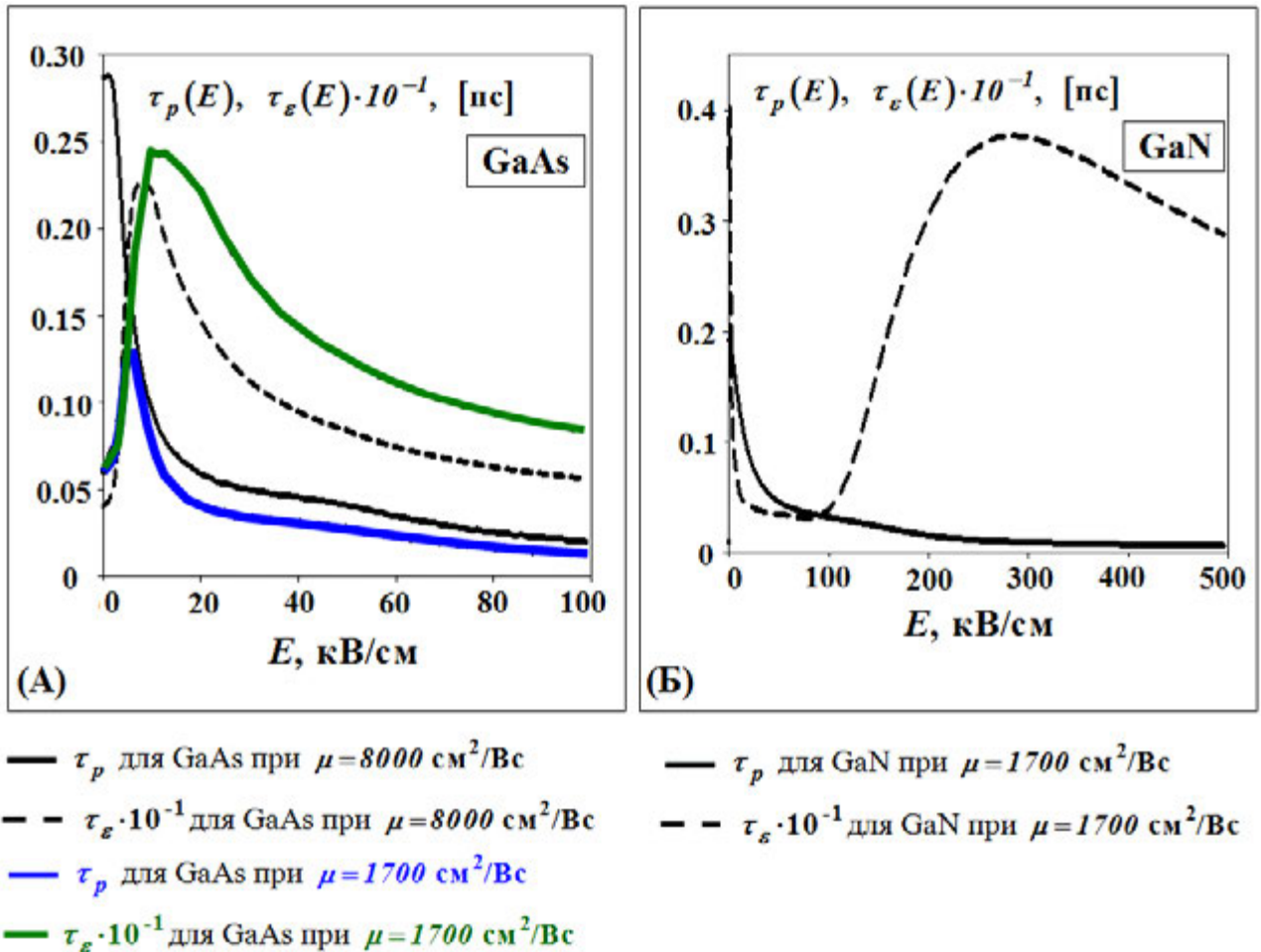
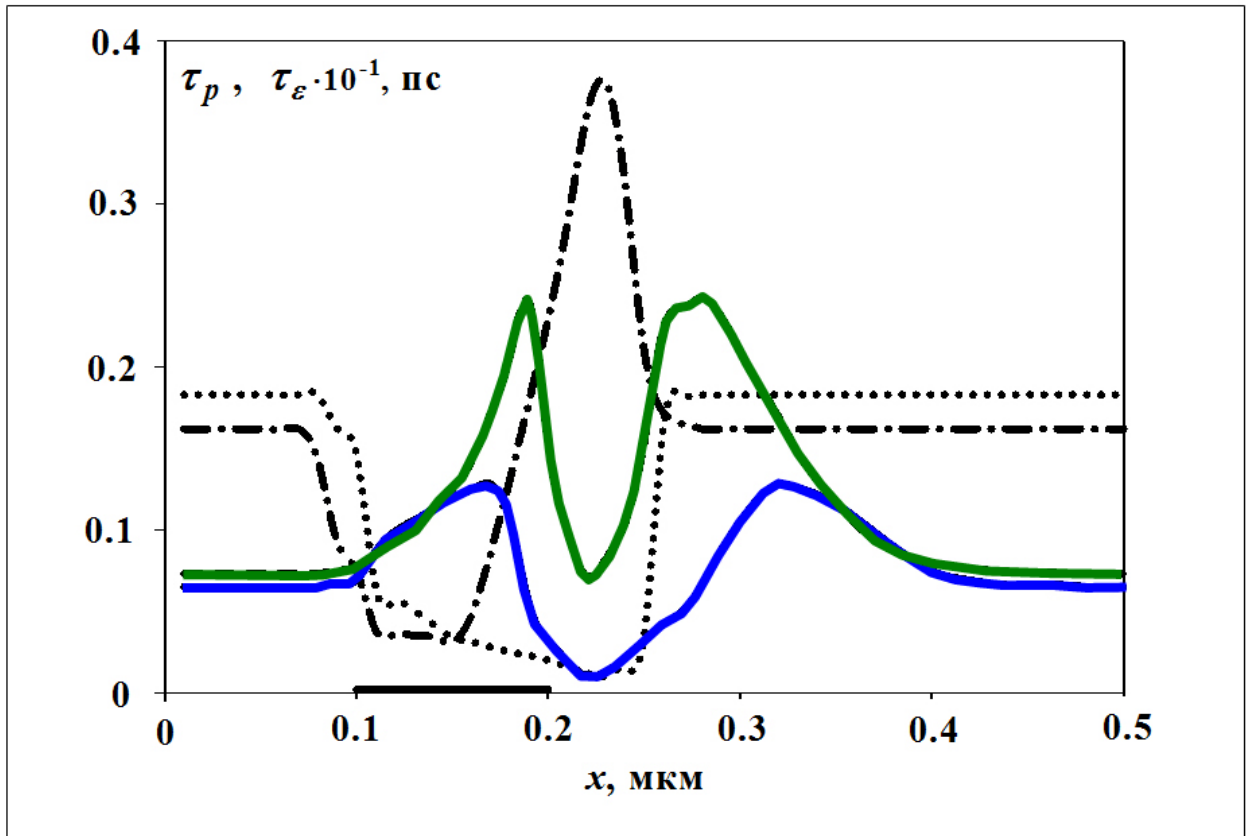


Рис. 21. Зависимость времен релаксации импульса  $\tau_p$  и энергии  $\tau_\varepsilon$  электронов от величины напряженности электрического поля  $E$ .

При этом стоит отметить, что из-за большей эффективной массы электронов время релаксации импульса электронов  $\tau_p$  в GaN существенно больше, чем в GaAs с той же величиной подвижности.

В дополнение к результатам, представленным на рис. 21, проанализируем распределения величин  $\tau_p$  и  $\tau_\varepsilon$  по длине канала транзистора (рис. 22).



..... -  $\tau_p$  для GaN транзистора      — — — -  $\tau_\varepsilon \cdot 10^{-1}$  для GaN транзистора  
 — — — -  $\tau_p$  для GaAs транзистора      — — — -  $\tau_\varepsilon \cdot 10^{-1}$  для GaAs транзистора

Рис. 22. Распределения времён релаксации по длине канала. Координаты затвора:  $0.1 \div 0.2$  мкм, задавалась подвижность  $\mu_{GaN} = \mu_{GaAs} = 1700$  см<sup>2</sup>/(В·с).

Из результатов, представленных на рис. 22 видно, что в транзисторе на основе GaN время релаксации энергии электронов, при их влете в область сильного поля под затвором, практически мгновенно становится очень маленьким, в то время как в транзисторе на основе GaAs оно на порядок больше. Под стоковым участком затвора электроны в канале GaN транзистора разогреваются и время релаксации  $\tau_\varepsilon$  сильно растет. Именно в этой области и наблюдается всплеск дрейфовой скорости в транзисторе на основе GaN.

Не менее важно также рассмотреть распределения по длине каналов GaN и GaAs транзисторов напряженностей электрического поля и величин  $E(\varepsilon)$  – напряженностей электрического поля, соответствующих распределению энергии электронов  $\varepsilon(x)$  по длине канала (рис. 23). Видно, что в канале транзистора на основе GaN в области малых времен релаксации энергии, распределения этих вели-

чин практически совпадают, различия начинаются как раз там, где время релаксации энергии начинает расти с координатой, в то время как в канале GaAs транзистора различия этих величин существенны под всем затвором.

Надо отметить еще один важный момент: под истоковым краем затвора транзистора с GaAs каналом напряженность электрического поля невелика и даже если бы транспорт электронов не имел особенностей, связанных с нелокальными эффектами, для таких полей времена релаксации энергии весьма велики. Дополнительно к этому всплеск дрейфовой скорости у стокового края затвора приводит к тому, что домен сильного поля локализуется под стоковым краем затвора и в области канала, расположенной ближе к стоку.

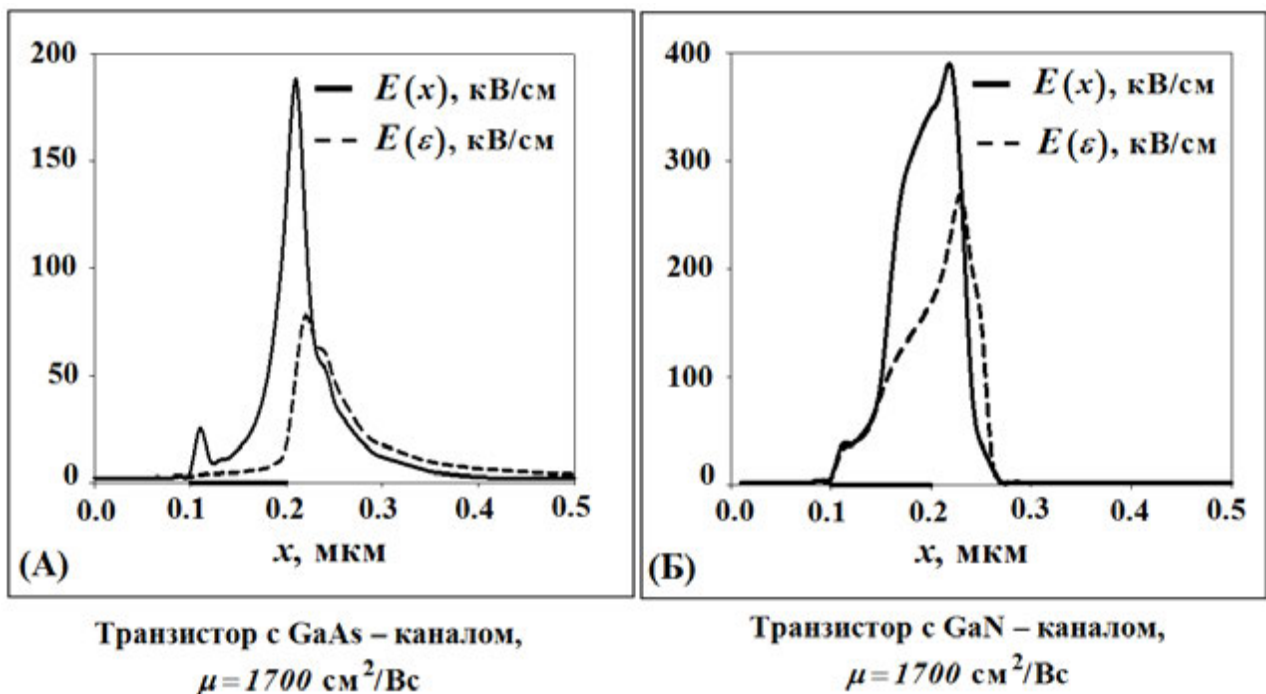


Рис. 23. Распределения напряжённости электрического поля  $E(x)$  и напряженности электрического поля  $E(\varepsilon)$ , рассчитанной по распределению энергии электронов  $\varepsilon(x)$  по длине канала транзистора. Координаты затвора:  $0.1 \div 0.2$  мкм.

В транзисторе на основе GaN у истокового края затвора напряженности электрического поля тоже не слишком велики, при этом их величины соответствует минимальным значениям времени релаксации по энергии. Это обстоятельство приводит к отсутствию всплеска дрейфовой скорости и, как следствие, домен

сильного поля втягивается в подзатворный участок канала и локализуется в области примерно от середины длины затвора до стокового края затвора.

По существу, складывается следующая ситуация: под затвором GaAs транзистора  $V_{GaAs} \approx \mu(\varepsilon) \cdot E$  оказывается не равной произведению  $\mu(E) \cdot E$ , в котором  $\mu(E)$  - полевая зависимость подвижности в объемном GaAs,  $\mu(\varepsilon) \neq \mu(E)$ . В этом случае под затвором мы наблюдаем существенно нелокальный разогрев электронов. Для транзистора на основе GaN ситуация иная: разогрев электронов практически локален, при этом на участке канала от истокового края затвора и почти до середины длины затвора соблюдается приблизительное равенство вида  $V_{GaN} \approx \mu(\varepsilon) \cdot E \approx \mu(E) \cdot E$ . Не менее, а возможно еще более наглядно, выявленные закономерности проявляются при больших длинах затвора.

Из расчетов следует, что с уменьшением длины затвора, относительная разница в величинах максимальной частоты усиления по току для транзисторов с GaAs и GaN каналом увеличивается. Этот рост разницы в быстродействии объясняется увеличением влияния «нелокальных» эффектов при уменьшении длины затвора. Следует заметить, что традиционно считается, что при длинном затворе с длиной около 1 мкм «нелокальные» эффекты малы, а дрейфовая скорость электронов под затвором близка к скорости насыщения (или близка к скорости в сильном поле). На основе этого убеждения делается вывод о том, что при такой длине затвора транзистор на GaN должен иметь преимущество, по крайней мере перед GaAs транзистором с такой же длиной затвора, GaAs канал которого имеет низкую подвижность.

Однако, даже при большой длине затвора, равной 1 мкм, быстродействие GaAs транзистора с искусственно заданной малой величиной слабополевой подвижности остается больше, чем у транзистора на основе GaN. По этой причине имеет смысл сравнить распределения дрейфовой скорости в таких приборах не только при коротких, но и при достаточно длинных затворах. Результаты вычисления этих распределений приведены на рис. 24.

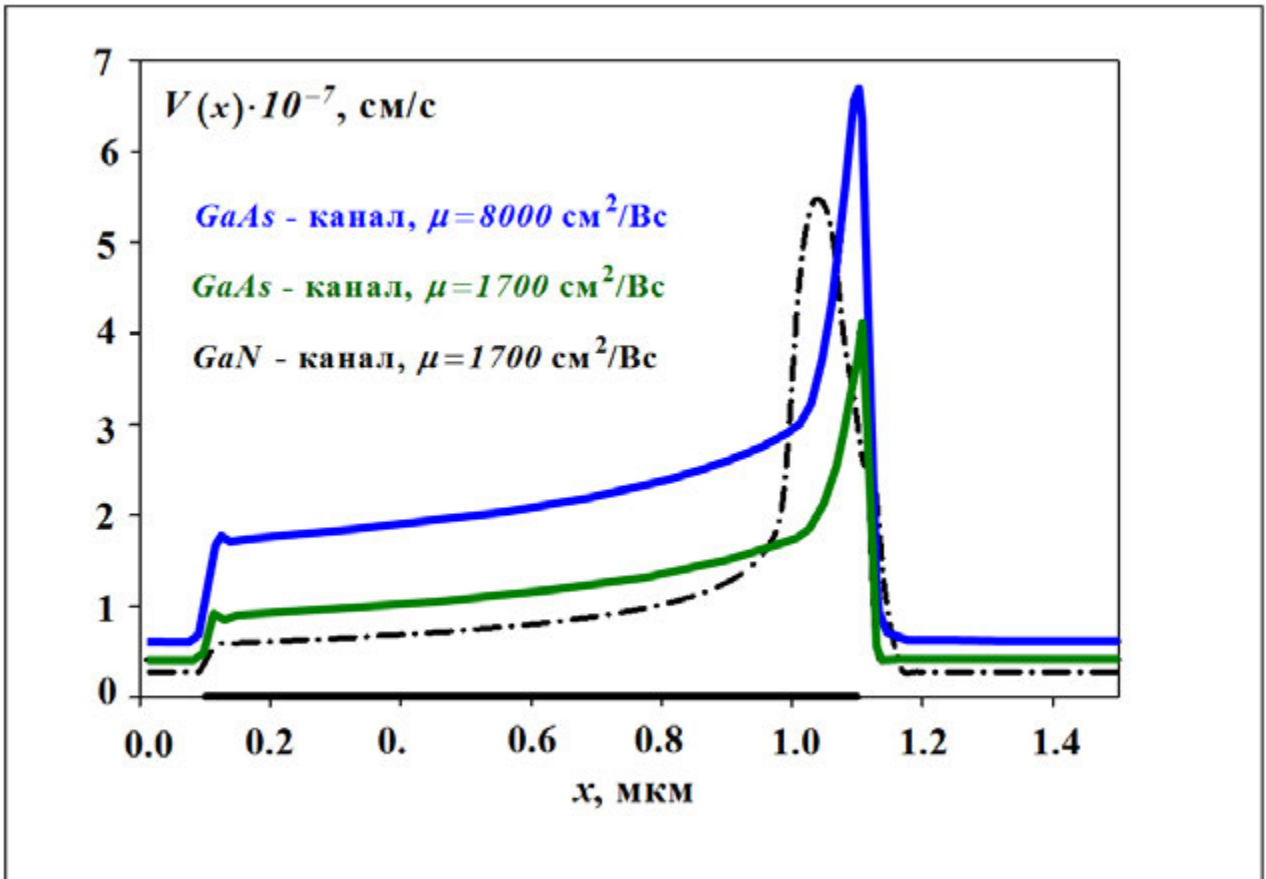


Рис. 24. Распределения дрейфовой скорости электронов в каналах GaAs и GaN транзисторов. Координаты затвора  $0.1 \div 1.1$  мкм.

Из результатов, представленных на рис. 24 хорошо видно, что убеждения о насыщении дрейфовой скорости в канале транзистора с длинным затвором и её равенстве скорости электронов в сильных полях, не имеют никакого отношения к имеющей место на практике ситуации (аналогичные результаты рассматривались ранее в работе [61]). Действительно, при длинных затворах в транзисторах на основе арсенида галлия, несмотря на специально заданную, очень низкую для такого материала, подвижность электронов  $\mu = 1700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , наблюдается хорошо выраженный всплеск дрейфовой скорости, причём очень сильный (по всей видимости, это особенность выбранной для расчета структуры и ее профиля легирования). Правда такой сильный всплеск наблюдается в узком диапазоне координат канала (порядка  $0,1$  мкм) в области статического домена и не оказывает сильного влияния на характеристики прибора. Однако, как показали результаты расчётов, в транзисторе на основе арсенида галлия при большой заданной величине подвижности электронов  $\mu = 8000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , слабый всплеск дрейфовой скорости с незначи-

тельным превышением максимальной статической скорости электронов имеет место под большей частью затвора. В то же время, в транзисторе на основе нитрида галлия, всплеск дрейфовой скорости тоже наблюдается в узкой области длиной менее 0.2 мкм и тоже фактически в статическом домене, а вне этой области практически везде дрейфовая скорость электронов существенно меньше, чем в GaAs транзисторе. Следует отметить важное обстоятельство: область достаточно большого всплеска дрейфовой скорости в GaN транзисторе заметно шире, а величина скорости в ней заметно больше, чем в GaAs транзисторе, вычисляемой при задании в GaAs малой величины подвижности электронов  $\mu=1700 \text{ см}^2/\text{Вс}$ . При этом распределение скорости в этой области очень похоже по форме и величине на распределение в области всплеска при длине затвора 0.1 мкм.

По-видимому, именно особенности зависимости времени релаксации энергии электронов от величины напряженности электрического поля и соответственно, от энергии электронов приводят к тому, что в транзисторе на основе GaN всплеск скорости происходит практически одинаково, как при микронной, так и при субмикронной длине затвора.

Малые времена релаксации энергии приводят еще к одному интересному, и, в определенной мере к полезному для моделирования транзисторов результату: для транзисторов на основе GaAs температурные модели становятся недостаточно точными уже при длине затвора около четверти микрона [20]. При этом в транзисторах на основе GaN, даже при сравнительно малой длине затвора, равной 0.05 мкм, результаты расчетов, получаемых в рамках гидродинамической и температурной моделей, отличаются не слишком сильно (рис. 25).

Из рис. 25 видно, что в отличие от исследованных ранее [18, 52] транзисторов с GaAs каналом, распределения дрейфовой скорости в GaN канале транзистора, рассчитанные с помощью гидродинамической и температурной моделей, в диапазоне изменений напряжения на затворе  $U_G = -0.6 \div +0.2 \text{ В}$  отличаются незначительно.



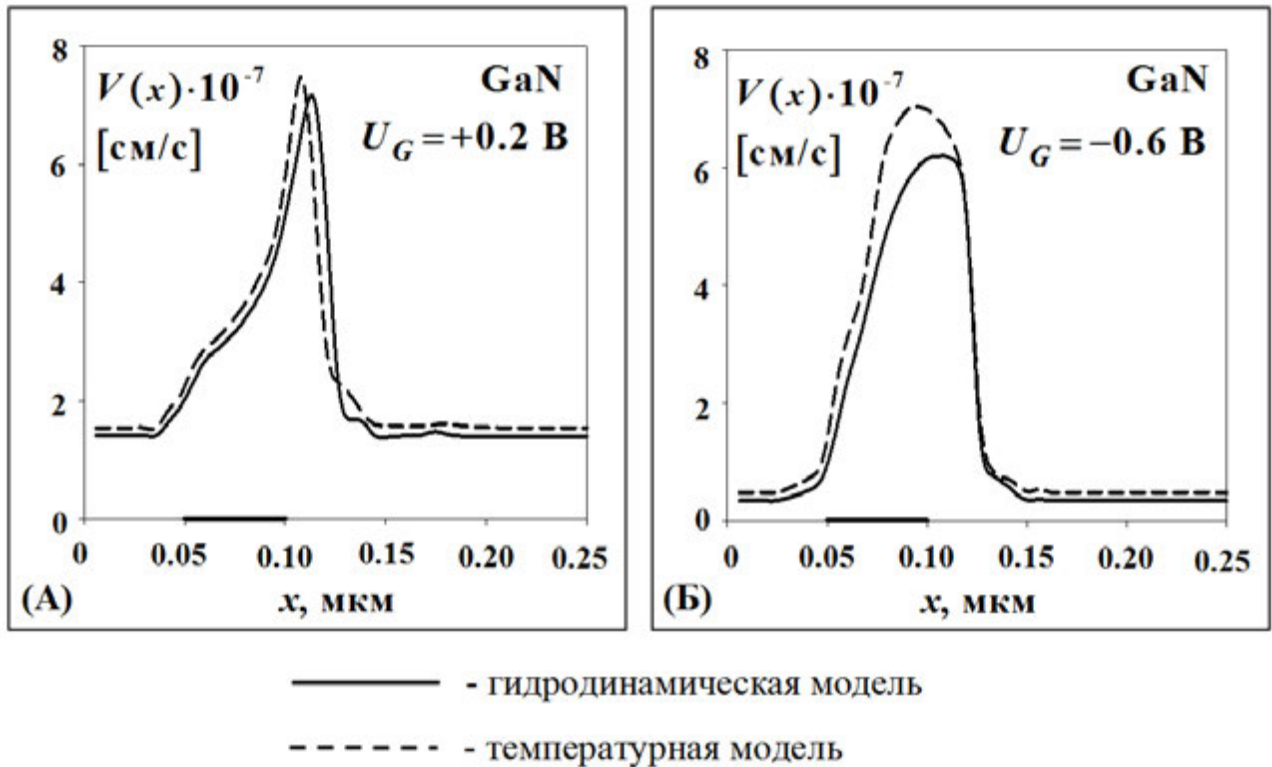


Рис. 25. Распределения дрейфовой скорости электронов по длине канала *GaN* транзистора. Координаты затвора  $0.05 \div 0.1$  мкм.

При этом разница в величинах токов стока, текущих через транзисторы, в величинах крутизны и максимальной частоты усиления по току при такой длине затвора может достигать 20% (при длине затвора 0.1 мкм относительное расчетное отклонение в этих величинах менее 10%, а разница в распределениях дрейфовой скорости по длине канала транзистора вообще незначительна). Следует отметить, что при расчетах характеристик транзисторов с длинами затворов менее 0.1 мкм, желательно использовать модели, основанные на решении кинетического уравнения. Скорее всего, различия в результатах расчетов по гидродинамической и температурной моделям связаны не только с малым временем релаксации энергии электронов в *GaN*, но и с существенно большей (по сравнению с *GaAs*) эффективной массой электронов в *GaN*. Таким образом, для транзисторов с *GaN* каналом практически полностью снимается вопрос о применимости для описания транзисторов с *GaN* каналом приборов гидродинамических и температурных моделей, эти модели дают близкие результаты от больших (примерно равных 1 мкм) длин затворов, до длин затворов, примерно равных 0.05 мкм.

### **Выводы по разделу 1.2.**

В полевых транзисторах, изготавливаемых на основе гетероструктур с селективным легированием донорами, пренебрежение в моделях инерционностью изменения импульса приводит к существенным (более 20%) различиям в распределениях дрейфовой скорости по длине канала транзистора и в его выходных характеристиках. Эти различия велики при длинах канала в промежутках между границами областей  $L_{G\text{эфф}}$  и  $L_G$  (смотри рис. 1), намного превышающих длину релаксации импульса электронов. Различия в распределениях дрейфовой скорости по длине канала становятся больше при больших продольных градиентах электрического поля в канале, они определяются особенностями нелокального разогрева электронов и специфическим для рНЕМТ транзисторов эффектом – сильным поперечным пространственным переносом горячих электронов, находящихся в канале транзистора через границу гетероперехода. При этом в худшую сторону на характеристики транзистора влияет поперечный перенос горячих электронов из канала, вызываемый кулоновским взаимодействием. Такой поперечный пространственный перенос электронов приводит к увеличению концентрации электронов в широкозонном слое, примыкающем к слою канала и к уменьшению концентрации электронов в канале.

Результаты расчетов показали, что при наличии электронов в канале транзистора различие в результатах расчетов, проведенных с помощью гидродинамической и температурной моделей достаточно велико, причем даже при сравнительно больших длинах затвора - порядка 1 мкм. Причина этого заключается в характерном соотношении размеров: в гетероструктурах для мощных СВЧ транзисторов толщина слоя канала всегда меньше длины релаксации импульса электронов. При этом поперечные потоки электронов через гетерограницу оказывают сильное влияние на процесс продольного переноса электронов по каналу даже при малых величинах продольной напряженности электрического поля.

Результаты расчетов характеристик полевых транзисторов на основе гетероструктур  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As} - \text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  оказываются гораздо более чувствительными к выбору вида модели, чем результаты расчетов для полевых транзисторов на ос-

нове гетероструктур  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As} - \text{GaAs}$ . Причина: бóльшая величина подвижности электронов в  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  канале, по отношению к величине подвижности в  $\text{GaAs}$  канале и бóльшая величина разрыва дна зоны проводимости на границе гетероперехода  $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As} - \text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ , по отношению к величине разрыва дна зоны проводимости на границе гетероперехода  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As} - \text{GaAs}$ .

Результаты расчетов показали, что поперечный перенос горячих электронов из слоя канала в соседний широкозонный слой приводит к жесткой локализации домена сильного поля в канале под стоковым краем затвора. Можно предположить, что если ослабить рассеяние электронов в широкозонном слое (например, создав потенциальные барьеры, усиливающие локализацию электронов в канале), то при увеличении положительного СВЧ потенциала на затворе можно добиться перемещения статического домена от затвора к стоку и тем самым уменьшить тепловую нагрузку транзистора в режиме большого сигнала.

Результаты расчетов показали, что несмотря на большую величину статической дрейфовой скорости электронов в максимуме ее полевой зависимости, быстродействие мощного СВЧ транзистора с  $\text{GaN}$  каналом не выше быстродействия мощного СВЧ транзистора с  $\text{GaAs}$  каналом даже при искусственном задании величины слабополевой подвижности электронов в  $\text{GaAs}$  такой же, как в  $\text{GaN}$ . Также быстродействие мощного СВЧ транзистора с  $\text{GaN}$  каналом, гораздо ниже быстродействия мощного СВЧ рНЕМТ транзистора. Этот эффект связан с тем, что из-за большой энергии оптического фонона, дрейфовая скорость электронов в максимуме на ее распределении в  $\text{GaN}$  транзисторе заметно ниже, чем в  $\text{GaAs}$  транзисторе. По этой причине зависимости частоты усиления по току от длины затвора показали, что транзисторы на основе  $\text{GaAs}$  имеют бóльшее быстродействие, чем транзисторы на основе  $\text{GaN}$ , даже при задании равных и малых величин подвижности электронов.

### **1.3. Полевой разогрев электронов в транзисторных эпитаксиальных структурах с поперечным размерным квантованием.**

Если оставить в стороне очевидный способ увеличения выходной СВЧ мощности за счет увеличения ширины истока, затвора и стока, то учитывая результаты, полученные в главе 1 и в разделе 1.2, можно заключить, что важным направлением увеличения выходной СВЧ мощности и максимальной рабочей частоты полевых транзисторов является не только увеличение концентрации электронов в канале, но и увеличение дрейфовой скорости продольного переноса электронов от истока к стоку. Таким образом, основным направлением для дальнейшего улучшения характеристик транзисторов становится разработка новых конструкций гетероструктур, в которых с учетом транзисторной специфики обеспечивается увеличение дрейфовой скорости продольного переноса электронов. В настоящее время интенсивно разрабатываются, производятся мощные СВЧ полевые транзисторы на основе  $AlGaN-GaN$ ,  $InAlGaN-GaN$  гетероструктур с  $GaN$  каналом [22-26, 57, 64] и используются в различных типах усилителей мощности. Считается, что традиционные мощные СВЧ транзисторы в исполнениях рНЕМТ и ДрНЕМТ с  $GaAs$  и  $InGaAs$  каналами будут практически полностью вытеснены из сантиметрового и длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн.

Несмотря на это, существенный потенциал по быстродействию, детальная разработка технологии и организованное серийное производство мощных СВЧ транзисторов в исполнениях рНЕМТ и ДрНЕМТ с  $GaAs$  и  $InGaAs$  каналами сохраняет важность работ, направленных на увеличение удельной выходной мощности и коэффициента усиления таких транзисторов.

По этим причинам до сих пор во всем мире ведутся исследования, направленные на улучшение параметров мощных рНЕМТ и ДрНЕМТ транзисторов с  $GaAs$  и  $InGaAs$  каналами, таких как удельная выходная мощность, коэффициент усиления и коэффициент полезного действия [70-73].

Выходные характеристики гетероструктурных полевых транзисторов определяется многими факторами: параметрами гетероструктуры, конструкцией тран-

зисторов, технологическим маршрутом изготовления, топологическими нормами технологических операций и т.д.

Важно, что именно оптимальная конструкция и высокое качество гетероструктуры, определяющие основные электрофизические характеристики рНЕМТ-структуры – подвижность электронов  $\mu_e$  и поверхностную концентрацию  $n_S$  электронного газа в InGaAs канале, позволяют получить наилучшие характеристики СВЧ транзисторов. Как отмечалось выше, имеется непосредственная связь стационарной дрейфовой скорости электронов с величиной их подвижности  $\mu_e$  и величиной продольной напряженности электрического поля  $E$ :  $V_{dr}(E) = \mu_e(E) \cdot E$ .

Для увеличения быстродействия мощных СВЧ транзисторов, используемых в составе усилителей при работе во всех режимах усиления, в их гетероструктурах важно обеспечить максимально большие величины подвижности электронов в слабых и сильных электрических полях при продольном переносе электронов по каналу и, по возможности, большие величины поверхностной концентрации  $n_S$  электронного газа в InGaAs канале.

Наряду с уменьшением длины затвора и оптимизацией технологии изготовления транзистора, разработка конструкции рНЕМТ-гетероструктуры и режимов ее выращивания, позволяющих получить максимальные величины  $\mu_e$  и  $n_S$  для электронного газа в InGaAs канале, было и остается актуальной задачей. Ее решение влечет за собой также и фундаментальные исследования электронных транспортных свойств [74]. В процессе развития транзисторных эпитаксиальных структур можно выделить несколько основных этапов, причем на каждом последующем этапе происходило увеличение подвижности и концентрации электронов:

- гомоэпитаксиальные структуры с донорным легированием слоя канала и подзатворного слоя, доноры, введенные в канал, поставляют в канал электроны,
- прямые гетероэпитаксиальные структуры с донорным легированием подзатворного слоя и с нелегируемым слоем канала,
- прямые гетероэпитаксиальные структуры с донорным  $\delta$  - легированием подзатворного слоя и с нелегируемым слоем канала,

- двойные гетероэпитаксиальные структуры с донорным  $\delta$  - легированием широкозонных слоев, обрамляющих слой нелегируемого канала.

В лучших образцах современных рНЕМТ и ДрНЕМТ транзисторов однородный профиль легирования широкозонных слоев обычно не используется – он заменяется планарным дельта ( $\delta$ ) - легированием донорами и введением в структуру нелегируемых слоев спейсеров, являющихся слоями, отделяющими слой канала от  $\delta$  - слоев. Введение спейсеров ослабляет рассеяние электронов в канале на потенциале донорной примеси и позволяет получать бóльшую величину подвижности электронов в слое канала. Для обеспечения большей концентрации электронов в канале часто используются двойные гетероэпитаксиальные структуры, в которых  $\delta$  - слои доноров и слои спейсеров формируются в процессе роста структуры как ниже, так и выше слоя InGaAs канала.

Замена GaAs канала на InGaAs канал с 15-20 и более % индия позволяет увеличить как подвижность электронов - за счет уменьшения их эффективной массы и интенсивности рассеяния на фонах, так и поверхностную плотность электронов в канале - за счет увеличения разрыва зон на границах гетероперехода.

рНЕМТ и ДрНЕМТ структуры несколько уступают по величинам  $\mu_e$  и  $n_S$  структурам с InAsP каналом, выращиваемым на подложках из фосфида индия, но благодаря отработанной технологии и более низким ценам GaAs - подложек по сравнению с InP - подложками, в настоящее время рНЕМТ и ДрНЕМТ структуры с InGaAs каналом и GaAs - подложками являются наиболее распространенными.

Так как в соответствии с оценкой [75], выходная мощность транзистора пропорциональна произведению максимального тока стока на величину изменения напряжения на стоке, то при разработке гетероструктур для мощных полевых транзисторов обычно стремятся обеспечить максимум произведения подвижности электронов на их поверхностную плотность в канале структуры. Так как рост поверхностной плотности электронов ведет к росту напряжения перекрытия, и соответственно уменьшению КПД [75], то произведение подвижности электронов на их поверхностную плотность стремятся увеличивать в основном за счет увеличения подвижности. Попытки оптимизации гетероструктур для мощных полевых

транзисторов в этом направлении сталкиваются с большим набором жестких физических и технологических ограничений [74]. У многих разработчиков создается впечатление, что в результате разработок рНЕМТ и ДрНЕМТ гетероструктур с InGaAs каналом для мощных СВЧ полевых транзисторов, был найден почти оптимальный набор толщин слоев и профиля легирующей примеси.

Различные варианты конструкций типичных серийных транзисторов на основе традиционных рНЕМТ и ДрНЕМТ гетероструктур с InGaAs каналом демонстрируют примерно одинаковую и сравнительно малую удельную выходную СВЧ мощность около 1 Вт/мм [76, 77].

Малость этой величины оказалась одной из причин, по которым основное направление развития мощных СВЧ транзисторов перешло к разработкам транзисторов на основе более широкозонных эпитаксиальных структур  $AlGaN-GaN$ , позволяющих получать заметно бóльшие величины поверхностной плотности электронов в канале, пробивных напряжений и удельной выходной СВЧ мощности (хотя и при значительном снижении подвижности).

Более тщательный анализ физики работы транзисторов с затвором субмикронной длины, показывает, что, возможно, псевдоморфные гетероструктуры далеко не исчерпали все свои возможности.

Дело в том, что при субмикронных длинах затвора динамика электронов носит очень сложный характер, особенно в многослойных структурах и при наличии размерно-квантовых эффектов в потенциальной яме слоя канала.

В частности, ток, текущий через транзистор, определяется не только подвижностью электронов, но и всплеском дрейфовой скорости электронов под затвором. Всплеск дрейфовой скорости зависит как от подвижности электронов, так и от эффекта поперечного переноса электронов, величины концентрации и интенсивности рассеяния электронов в слоях, обрамляющих канал, особенно при положительных напряжениях на затворе транзистора [27]. В свою очередь, интенсивность переходов из квантовой ямы слоя канала в широкозонный материал зависит от положения нижнего квантового уровня в этой яме, разрывов зон на границах гетероперехода, потенциального рельефа дна зоны проводимости в широкозон-

ном материале и т.д. Меняя параметры квантовой ямы слоя канала можно добиться только небольшого уменьшения количества горячих электронов в широкозонных слоях, обрамляющих InGaAs канал.

Возможный способ существенного уменьшения количества горячих электронов в слоях, обрамляющих слой канала – сформировать в структуре глубокую потенциальную яму с увеличенной высотой потенциальных барьеров.

В частности, возможен такой вариант формирования в структуре глубокой потенциальной ямы с увеличенной высотой потенциальных барьеров - сформировать глубокую и достаточно узкую потенциальную яму с помощью гетеропереходов с увеличенным разрывом дна зоны проводимости на их границе. Эта потенциальная яма включает в себя слой канала, слои спейсеров, его окружающие и донорные  $\delta$  – слои. В случае формирования такой потенциальной ямы ожидается существенное уменьшение рассеяния электронов в широкозонных слоях, увеличение всплеска дрейфовой скорости, соответственно, увеличение тока стока, как следствие, увеличение удельной выходной СВЧ мощности транзистора.

Такое конструктивное решение имеет потенциальное ограничение: для уменьшения рассеяния горячих электронов на потенциале доноров  $\delta$  – слоев, эти слои важно размещать в двойной гетероструктуре с учетом минимально допустимой толщины спейсеров. При этом из-за диффузии и сегрегации доноров из  $\delta$  – слоев происходит перенос части доноров из  $\delta$  – слоев в направлении роста структуры, в том числе из нижнего  $\delta$  – слоя - в слой нижнего спейсера и в слой канала, из верхнего  $\delta$  – слоя - в широкозонные слои, где формируется высокая верхняя стенка потенциальной ямы в структуре. При этом в широкозонных слоях неизбежно возникают глубокие DX – центры с большими временами перезарядки, что делает невозможной работу такой структуры в составе мощного СВЧ транзистора. Для исключения формирования DX – центров было принято решение сформировать в структуре дополнительную достаточно глубокую потенциальную яму иным способом. Эта яма, усиливающая локализацию электронов в слое канала DA-DpHEMT структуры, формируется с помощью селективного донорно – акцепторного (DA) легирования широкозонных слоев, обрамляющих слой канала.



### **1.3.1. Обоснование введения $\delta$ - локализирующих барьеров в состав транзисторных DA-DpHEMT - структур.**

Идея улучшения характеристик транзисторов за счет использования электронного транспорта в глубоких квантовых ямах известна давно [78, 79]. Помимо этого, неоднократно предпринимались попытки разработки транзисторов при использовании  $\delta$  - легирования донорами слоя GaAs канала.

При таком легировании продольный дрейфовый перенос электронов в слое канала происходит в условиях сильного поперечного размерного квантования квантовой ямы слоя канала, причем при фоновом легировании структуры акцепторами высота потенциальных барьеров в квантовой яме канала может достигать весьма значительных величин порядка 0.5 – 1 эВ . Сильное размерное квантование может приводить к уменьшению интенсивности различных процессов рассеяния и, как следствие, к увеличению подвижности и дрейфовой скорости горячих электронов, а значит и увеличению быстродействия транзистора. Однако структура с  $\delta$  – легированием донорами слоя канала имеет один принципиальный недостаток – максимум поперечного распределения электронов (и квадрата их волновой функции) находится как раз в области расположения  $\delta$  - слоя доноров, что приводит, как показали многочисленные эксперименты, к очень сильному рассеянию электронов в канале на потенциале донорной примеси  $\delta$  - слоя.

Несмотря на эффекты размерного квантования, такая локализация волновой функции не позволяет получить подвижность электронов в слабом поле заметно больше  $2000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , что даже с учетом сильно завышенных положительных эффектов от разогрева электронов и ухода их в области, где рассеяние на донорах слабо, по оценкам не дает таким приборам превосходства перед обычными транзисторами с однородным профилем легирования [62]. Поэтому разработка таких структур была признана малоперспективной.

В принципе, ослабить сильное рассеяние на донорах можно используя дополнительное легирование акцепторной примесью, расположив рядом слои с различным типом легирования при поверхностной плотности акцепторов, меньшей, чем поверхностная плотность доноров в  $\delta$  - слое.

При таком варианте легирования квантовая яма становится существенно несимметричной и максимум волновой функции смещается из координаты  $\delta$  - слоя в нелегированную область. Как показывает квантово – механический расчет зонной диаграммы с последующими простейшими оценками подвижности электронов, такой метод не позволяет улучшить подвижность электронов более чем на 30% по сравнению с вариантом, когда максимум квадрата волновой функции совпадает с положением  $\delta$  - слоя. Даже если данная оценка и является заниженной, все равно представляется маловероятным получение в таких структурах подвижности электронов больше, чем  $3000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . В то же время использование традиционных DpHEMT гетероструктур с донорным  $\delta$  – легированием широкозонных слоев вокруг слоя канала, при наличии спейсеров позволяет получать существенно бóльшую подвижность электронов: около  $6000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  при достаточно большой поверхностной плотности электронов в канале, примерно равной  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Одним из основных механизмов, ограничивающих выходную мощность в pHEMT, является поперечный пространственный перенос электронов из InGaAs - канала гетероструктуры в широкозонные слои, его окружающие. Этот поперечный пространственный перенос возникает при разогреве электронов в канале продольным электрическим полем (рис. 26). Теоретические результаты анализа разогрева электронов в канале, происходящего при их переносе от истока к стоку под действием внешнего электрического поля (смотри рис. 9÷12) показывают, что при разогреве электронов их кинетическая энергия может существенно превышать энергию, необходимую для выхода из слоя InGaAs канала. Это превышение наблюдается в широком диапазоне координат в промежутке между истоком и стоком транзистора. Отсюда следует, что меры, ослабляющие поперечный перенос горячих электронов из слоя канала в слои AlGaAs, окружающие канал, могут дать заметное увеличение удельной выходной СВЧ мощности.

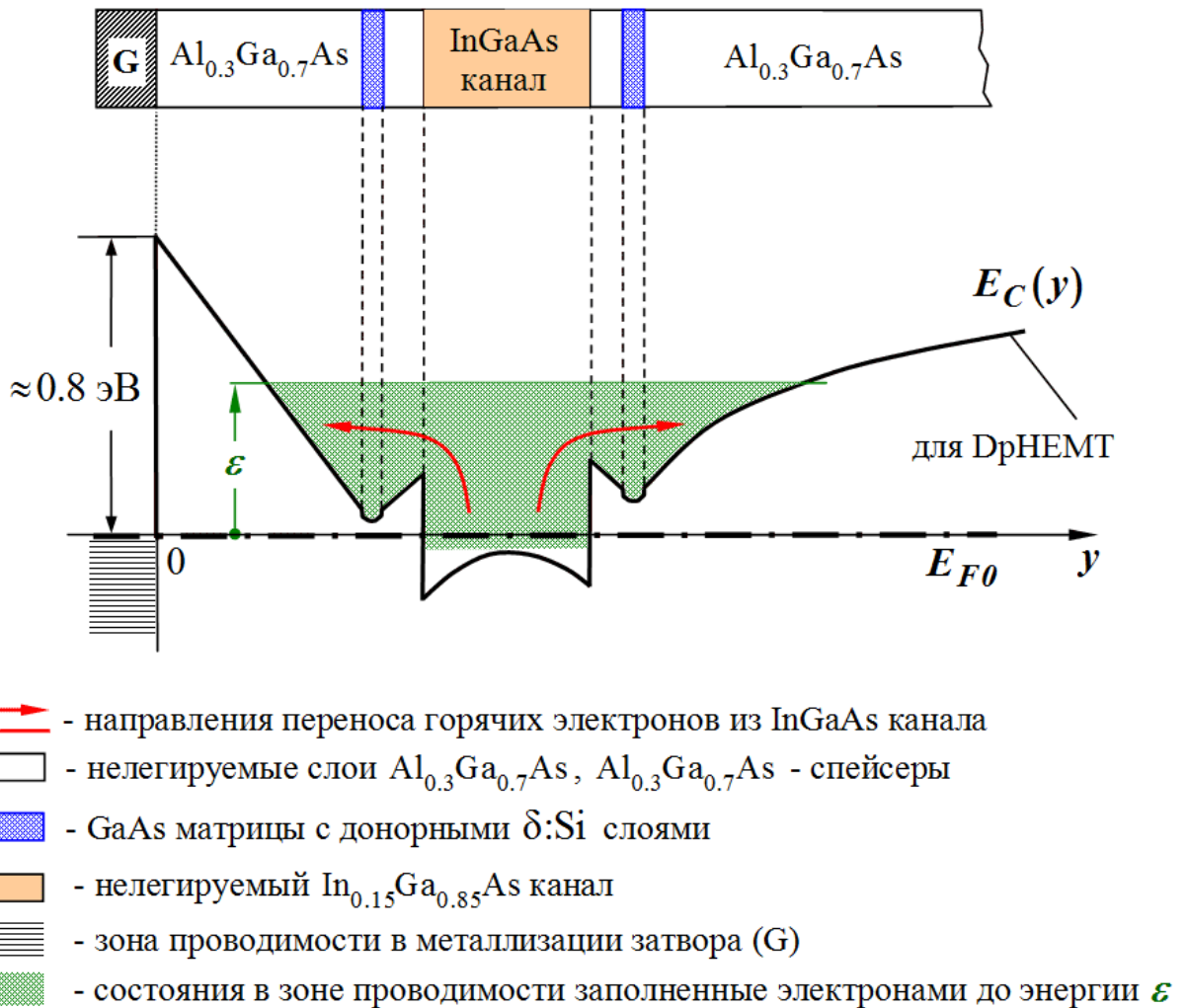


Рис. 26. Зонная диаграмма DpHEMT гетероструктуры с затворным контактом металл - полупроводник. Показан поперечный перенос горячих электронов из InGaAs канала в AlGaAs - слои.  $\delta:\text{Si}$  - дельта – легированные кремнием слои.

Поперечный перенос горячих электронов из InGaAs канала в AlGaAs – слои, показанный на рис. 26, говорит о том, что по существу для улучшения характеристик мощных СВЧ DpHEMT транзисторов необходимо использовать гетероструктуры, в которых область возможного присутствия горячих электронов в широкозонных слоях вокруг канала будет ограничена достаточно высокими потенциальными барьерами.

На рис. 27 показана зонная диаграмма для варианта гетероструктуры, в которой с помощью дополнительных потенциальных барьеров, сформированных на гетеропереходах с большой величиной разрыва дна зоны проводимости, проведено ограничение области возможного присутствия горячих электронов в широко-

козонных слоях вокруг канала. Этот вариант является модификацией гетероструктуры, показанной на рис. 26.

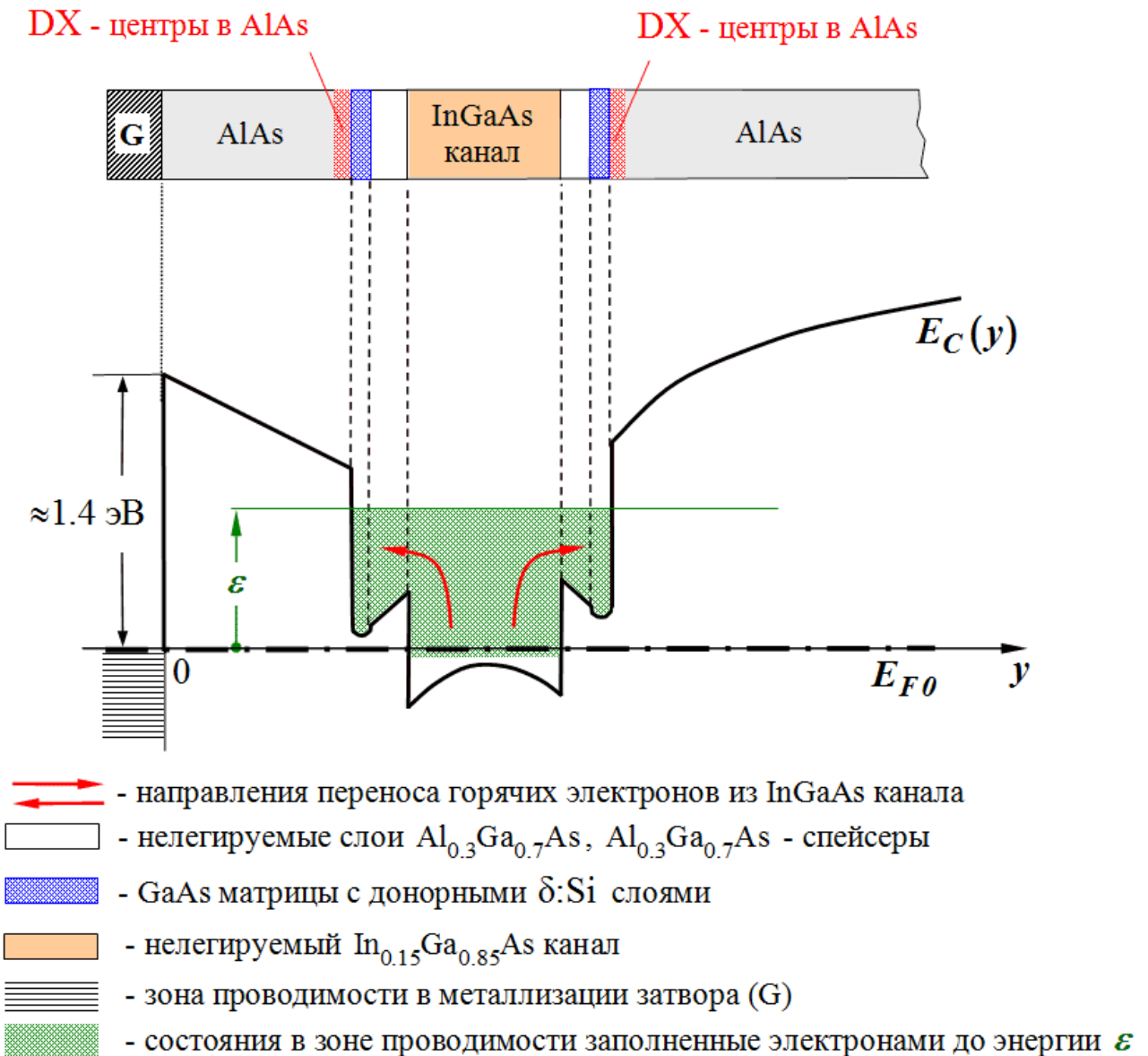


Рис. 27. Зонная диаграмма DpHEMT гетероструктуры с потенциальными барьерами, сформированными на гетерограницах  $AlAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  для ограничения области возможного присутствия горячих электронов в слоях  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ .

Гетероструктуры с потенциальными барьерами, сформированными на гетерограницах перехода  $AlAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ , на первый взгляд, позволяют легко увеличить концентрацию и подвижность электронов в канале и максимальную величину тока стока, однако на этом пути существует несколько серьезных проблем.

Использование локализирующих гетеробарьеров, сформированных с помощью AlAs или  $Al_xGa_{1-x}As$  слоев в традиционных DpHEMT гетероэпитаксиальных

гетероструктурах не дает нужного эффекта, так как ширина запрещенной зоны при повышении содержания алюминия увеличивается недостаточно сильно для получения большой высоты локализирующих барьеров.

Кроме этого, в слоях  $Al_xGa_{1-x}As$  с большим содержанием алюминия ( $x > 0.35$ ) формируются глубокие DX центры, захватывающие электроны, происходит инверсия долин в зоне проводимости [80], что резко усиливает интенсивность рассеяния горячих электронов, проникающих в широкозонные слои [81].

Возможное решение этой проблемы было найдено в другом способе формирования локализирующих потенциальных барьеров. Этот способ основан на формировании в гетероструктуре pin - локализирующих потенциальных барьеров для усиления локализации горячих электронов в слое канала. Для этого применяется селективное донорно - акцепторное легирование гетероструктур [82-84].

Об увеличении потенциального барьера между слоем канала гетероструктуры и подложкой за счет объемного легирования буферного слоя акцепторами известно давно [82]. Важно, однако, что в этой работе при объемном легировании акцепторами потенциальные барьеры имели большую длину нарастания их высоты по сравнению с характерными толщинами спейсеров и канала. Кроме этого, дополнительное легирование акцепторами при малой высоте и большой длине нарастания формируемого барьера приводит к возникновению дополнительного канала рассеяния горячих электронов на акцепторах. В результате использование такого объемного легирования буферного слоя акцепторами не оказывает положительного влияния на параметры прибора, а изготовление таких структур сталкивается с серьезными технологическими проблемами.

Достаточно большие по высоте локализирующие барьеры в  $Al_xGa_{1-x}As$  – слоях DrHEMT гетероструктур (при  $x \leq 0.35$ ) при малой длине нарастания их высоты оказалось возможным формировать с помощью встроенных полей зарядов доноров и акцепторов. Для этого в гетероструктуре формируются p-i-n профили легирования  $Al_xGa_{1-x}As$  – слоев при избыточном легировании донорами с использованием технологии дельта - легирования донорами ( $\delta : Si$ ).

Этот способ дает максимальную локализацию горячих электронов в слое InGaAs-канала, причем каждый  $\delta$ :Si - слой выполняет двойную функцию: участвует в формировании локализирующего барьера и обеспечивает поставку электронов в InGaAs-канал. Встроенное электрическое поле в локализирующих барьерах способствует усилению локализации горячих электронов в слое InGaAs-канала транзистора, что увеличивает проводимость гетероструктуры.

Схематическая зонная диаграмма DpHEMT структуры с локализирующими барьерами, сформированными с помощью селективного донорно-акцепторного легирования широкозонных слоев (DA-DpHEMT) показана на рис. 28.

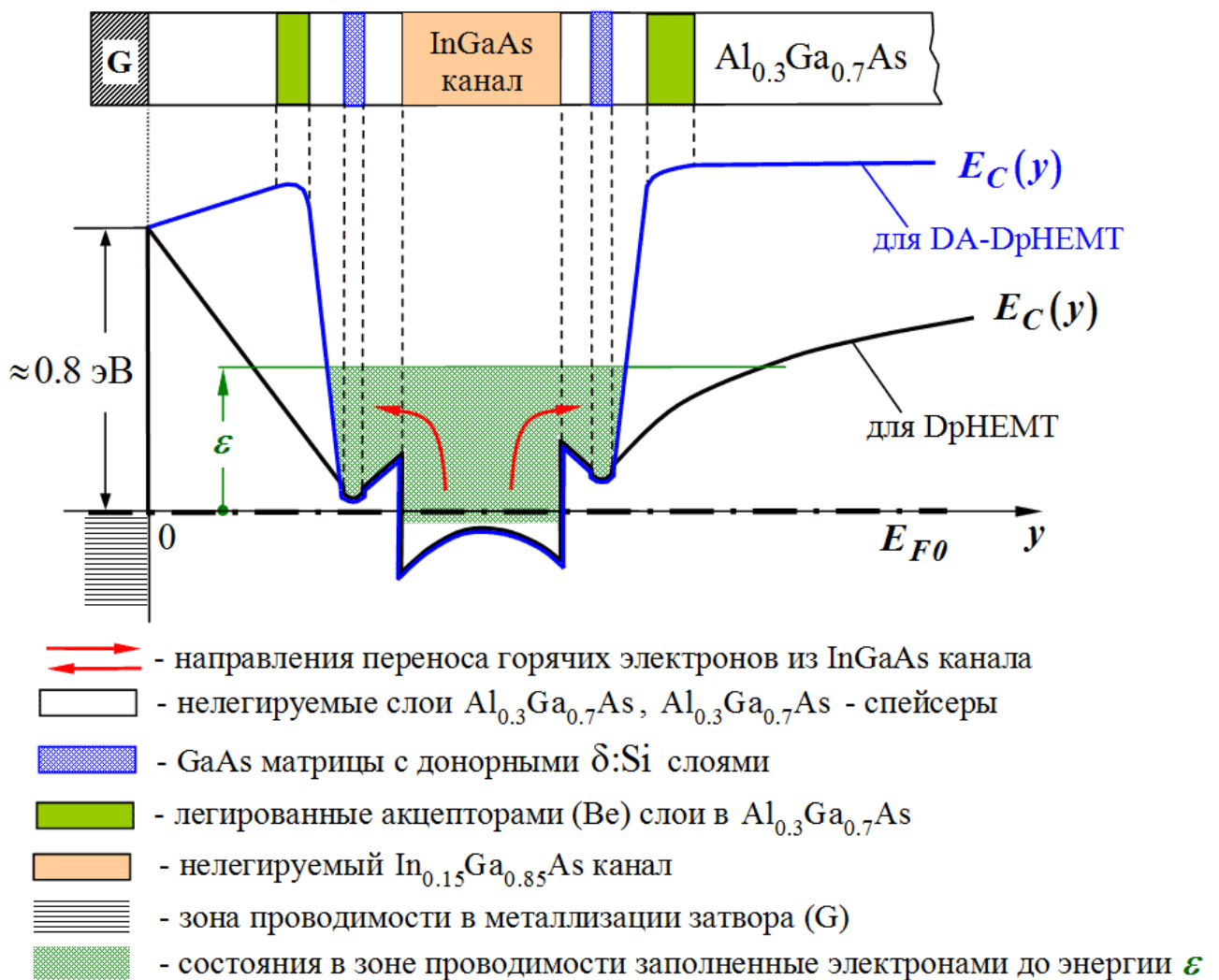


Рис. 28. Сравнение зонных диаграмм DpHEMT структур с донорным (D) и с донорно-акцепторным (DA) легированием.

В качестве акцепторов может быть выбран, например, бериллий или углерод. Селективное донорно-акцепторное легирование широкозонных слоев про-

дится при избыточном легировании донорами, оно формирует в гетероструктуре достаточно высокие  $\text{pin}$  – потенциальные барьеры с малым наклоном их стенок. Высота барьеров выбирается меньше ширины запрещенной зоны  $E_g$ , т.е. выбирается примерно равной  $(0.5E_g \div 0.75E_g)$ , т.е. заметно меньше ширины запрещенной зоны. Такой выбор позволяет исключить появление в структуре заметного количества дырок.

При сравнении рис. 26 и рис. 28 становится понятно, что  $\text{pin}$  – потенциальные барьеры уменьшают количество горячих электронов в  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  слоях и усиливают локализацию электронов в слое канала транзистора.

DA-DpHEMT гетероструктура может иметь следующие преимущества перед DpHEMT гетероструктурой с селективным легированием донорами:

1. Ослабление рассеяния горячих электронов в широкозонных слоях за счет уменьшения диапазона толщин широкозонного слоя, в котором могут находиться электроны.
2. Увеличенная поверхностная концентрация электронов в квантовой яме структуры.
3. Дополнительное ослабление рассеяния горячих электронов за счет усиленного эффекта размерного квантования.
4. Уменьшение туннельного тока «затвор - канал» при обратном смещении на затворе за счет увеличения толщины потенциального барьера.
5. Улучшение управления величиной тока стока при напряжениях на затворе близких по величинам к напряжениям отсечки и насыщения.

Расчеты показывают, что высоты потенциальных барьеров для электронов в канале, формируемых с помощью селективного легирования донорами и акцепторами, в принципе, могут достигать ширины запрещенной зоны широкозонных слоев, при этом потенциальный рельеф в области стенок барьеров изменяется на нескольких нанометрах, а поверхностная плотность электронов в канале может превышать  $5.0 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Еще одна важная особенность рассматриваемой структуры состоит в следующем. В структурах без локализирующих барьеров, в квантовой яме слоя канала обычно находится всего один квантовый уровень, который лежит достаточно близко к вершине ямы. Выше находится практически непрерывный спектр разрешенных состояний в зоне проводимости с расстоянием между уровнями менее 1 мэВ, что заметно меньше средней энергии фононов всех видов. Поэтому горячие электроны, находящиеся в такой структуре, испытывают все виды рассеяния, т.е. практически - как в объемном материале без квантово – размерных эффектов.

При этом поперечное квантование для электронов с малой энергией, находящихся в квантовой яме слоя канала, на транспорте всех электронов, по всей вероятности, почти никак не сказывается, поскольку единственный уровень в квантовой яме канала расположен очень близко к вершине ямы [86].

Введение дополнительных потенциальных барьеров, усиливающих локализацию электронов в слое канала, существенно меняет ситуацию. Действительно, при введении в структуру высоких ( $\approx 0.8 \div 1.2$  эВ) локализирующих потенциальных барьеров в структуре формируется глубокая квантовая яма (рис. 28). Используя достаточно высокие уровни легирования акцепторами и донорами, можно обеспечить длину нарастания локализирующих барьеров меньше толщины слоя InGaAs канала. Как показывает численное решение системы, включающей в себя уравнения Шредингера и Пуассона, в равновесном случае в достаточно узкой квантовой яме структуры с локализирующими потенциальными барьерами высотой  $\approx 0.8$  эВ, оказывается всего лишь  $10 \div 15$  размерных подзон с расстояниями около 50 мэВ, эта величина превышает энергию оптических фононов в InGaAs ( $\varepsilon_p \approx 35$  мэВ).

Поэтому можно предположить, что интенсивность рассеяния горячих электронов в структуре с высокими локализирующими барьерами будет уменьшена из-за особенностей энергетического спектра электронов при сильном размерном квантовании. Уменьшению интенсивности рассеяния также содействует влияние запретов, налагаемых законами сохранения импульса и энергии на отбор разрешенных переходов электронов при их рассеянии. Кроме того, волновая функция даже горячих электронов быстро уменьшается по модулю не только в самих барь-



ерах, но и в областях вблизи высоких потенциальных барьеров, т.е. большая часть электронов будет локализована в области узкозонного слоя InGaAs канала.

Таким образом, размер области широкозонных слоев в квантовой яме структуры, в которых могут находиться горячие электроны, оказывается уменьшенным не только из-за соотношения размеров длин нарастания локализирующих барьеров и толщины слоя канала, но и за счет особенностей вида волновой функции в барьере и его окрестности. По этой же причине в DA-DpHEMT гетероструктурах может снижаться рассеяние электронов на донорах в дельта - слоях.

Как следует из вышесказанного, гетероструктуры с локализирующими барьерами в исполнении DA-DpHEMT могут иметь много преимуществ перед традиционными pHEMT структурами. Вполне вероятно, что они могут иметь и недостатки. В частности, один недостаток достаточно очевиден – за возможность построения  $\text{pin}$  - локализирующих потенциальных барьеров приходится расплачиваться заметным увеличением плотности доноров в структуре (необходима перекомпенсация заряда акцепторов), что может привести к усилению рассеяния горячих электронов на донорах. Этот канал рассеяния электронов частично или полностью подавляется эффектом сильного уменьшения величины модуля волновой функции вблизи барьеров при условии малой длины нарастания высоты барьеров.

По отдельности, положительное влияние многих из перечисленных выше факторов – невелико, однако они будут оказывать совместное влияние. Главное достаточно очевидно: в DA-DpHEMT структурах существенно уменьшаются размеры областей в широкозонных AlGaAs слоях, где могут находиться горячие электроны. Достаточно точно теоретически описать все особенности, и, тем более, оценить, как весь этот комплекс факторов, с учетом их совместного действия, будет влиять на выходные характеристики прибора, пока представляется весьма затруднительным, но можно выделить следующую особенность:

1. Уменьшение толщин широкозонных слоев, находящихся в области квантовой ямы структуры, сформированной с помощью  $\text{pin}$  – локализирующих барьеров и усиленный эффект размерного квантования способствует ослаблению рассеяния горячих электронов.

### **1.3.2. Ослабление рассеяния электронов при размерном квантовании в структурах с локализуемыми потенциальными барьерами.**

Ослабление рассеяния горячих электронов за счет уменьшения толщин широкозонных слоев, находящихся вблизи дна квантовой ямы структуры достаточно очевидно. При этом необходимо пояснить, почему усиленный эффект размерного квантования в квантовой яме структуры, сформированной с помощью  $\text{pin}$  – локализуемых барьеров, способствует ослаблению рассеяния горячих электронов.

Спектр возможных состояний для квазиимпульсов  $\vec{p}_x = \hbar \vec{k}_x$ , которые, в принципе, могут занимать или в которые могут быть рассеяны горячие электроны, находящиеся в широкой потенциальной яме дна зоны проводимости DpHEMT структуры, имеющей селективное легирование только донорной примесью, содержит множество состояний, разрешенных для заполнения электронами и является квазинепрерывным (рис. 26). Для таких структур расчеты могут проводиться в рамках квазиклассического формализма без учета поперечного размерного квантования практически для всей зоны проводимости. Дополнительно требуется учет размерного квантования [106, 108] только для квантовой ямы слоя канала, содержащей, как правило, только один (нижний) размерно – квантовый уровень.

Количество возможных состояний для квазиимпульсов  $\vec{p}_x = \hbar \vec{k}_x$ , в которые могут быть рассеяны электроны, находящиеся в более узкой и глубокой квантовой яме DA-DpHEMT структуры, становится существенно меньше.

Проясним последнее утверждение на примере размерного квантования в пространстве импульсов для квантовой ямы одномерного линейного осциллятора с квадратичной зависимостью высоты потенциального барьера от координаты.

Форму и глубину квантовой ямы одномерного осциллятора можно подбирать близкую к форме и глубине квантовой ямы в DA-DpHEMT структуре.

Покажем особенности размерного квантования в пространстве импульсов для квантовой ямы одномерного линейного осциллятора с квадратичной зависимостью высоты потенциального барьера от координаты  $x$ . Эта задача давно решена [108]. Используем эти результаты.

Для такого осциллятора гамильтониан в импульсном представлении для  $p_x$  - компоненты импульса электронов имеет следующий вид.

$$\hat{H} = \frac{P_x^2}{2m} - \frac{m\omega^2\hbar^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial p_x^2} \quad (19)$$

Соответствующее уравнение Шредингера для волновой функции  $a(p_x)$  в импульсном  $p_x$  - представлении и его решение имеет следующий вид.

$$\frac{d^2 a(p_x)}{dp_x^2} + \frac{2}{m\omega^2\hbar^2} \cdot \left( E - \frac{p_x^2}{2m} \right) \cdot a(p_x) = 0 \quad (20)$$

$$|a(i,\eta)|^2 = \frac{1}{\sqrt{\pi} \cdot 2^i i! \sqrt{m\omega\hbar}} \cdot \exp(-\eta^2) \cdot H^2(i,\eta), \quad \text{где } \eta = \frac{p_x}{\sqrt{m\omega\hbar}}$$

$$H(i,\eta) = (-1)^i \cdot \exp(\eta^2) \cdot \frac{d^i}{d\eta^i} \exp(-\eta^2) \quad (21)$$

$$\begin{aligned} H(0,\eta) &= 1, & H(1,\eta) &= 2\eta, & H(2,\eta) &= 4\eta^2 - 2, \\ H(3,\eta) &= 8\eta^3 - 12\eta, & H(4,\eta) &= 16\eta^4 - 48\eta^2 + 12 \end{aligned} \quad (22)$$

В выражениях (19) - (22) приняты следующие обозначения:

$p_x$  - « $x$ » - компонента импульса,  $\hat{H}$  - гамильтониан,  $m$  - эффективная масса плотности состояний в зоне проводимости,  $\omega$  - частота осциллятора,  $\hbar$  - приведенная постоянная Планка,  $a(p_x)$  - волновая функция в импульсном  $p_x$  - представлении,  $\eta = \frac{p_x}{\sqrt{m\omega\hbar}}$  - безразмерный  $p_x$  - импульс,  $H(i,\eta)$  - полином Эрмита с четностью « $i$ » в зависимости от безразмерного импульса  $\eta$ .

На рис. 29 представлены результаты расчетов функции  $\Theta(i,\eta) = |a(i,\eta)|^2$ , описывающей квадрат модуля волновой функции  $a(i,\eta)$  для  $i=0...3$ .

При расчетах использовалось следующее выражение.

$$\Theta(i,\eta) = \frac{1}{2^i \cdot i! \cdot \sqrt{\pi} \cdot p_0} \cdot \exp(-\eta^2) \cdot (H(i,\eta))^2 \quad (23)$$

Частота  $\omega$ , входящая в выражение для потенциальной энергии гармонического осциллятора  $U(x) = \frac{m\omega^2 x^2}{2}$  (здесь координата отсчитывается от положения

минимума функции  $U(x)$ ) по формуле  $\omega = \sqrt{\frac{2U_0}{m \cdot (0.5b)^2}}$  при задании характерных для DA-DpHEMT величин высоты барьера  $U_0 = 0.1$  эВ при  $b = 10$  нм.

Эффективную массу электронов задаем равной 0.054 от массы электрона, что характерно для слоя InGaAs канала с долевым содержанием индия, равным 0.22. При задании этих параметров  $\omega = 1.6 \cdot 10^{14}$  Гц,  $p_0 = 2.9 \cdot 10^{-26} \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}}$  в квантовой яме такого осциллятора имеется 9 размерно - квантовых подзон, последняя подзона входит в яму не полностью. При задании для гармонического осциллятора эффективной массы, характерной для  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ , результаты становятся иными:  $\omega = 1.3 \cdot 10^{14}$  Гц,  $p_0 = 2.6 \cdot 10^{-26} \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}}$ . В квантовой яме такого осциллятора появляется 11 и малая часть 12-ой размерно - квантовой подзоны.

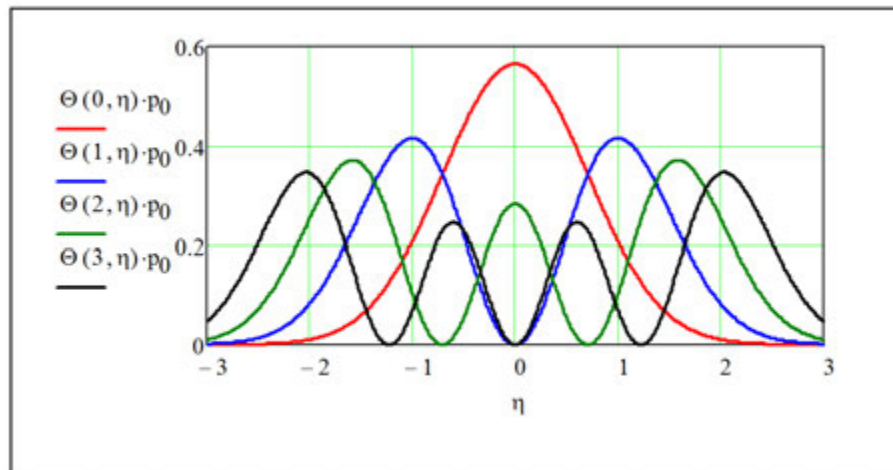


Рис. 29. Квадрат модуля волновой функции  $a(i, \eta)$  в зависимости от безразмерного импульса  $p_x$  для первых четырех полиномов Эрмита,  $i=0 \dots 3$ .

Отметим, что каждая функция  $\Theta(i, \eta)$  для каждого « $i$ » нормирована на «1» в пространстве импульсов, то есть выполняется условие:  $\int_{-\infty}^{+\infty} \Theta(i, \eta) \cdot d(p_0 \cdot \eta) = 1$ .

Покажем, какое количество разрешенных состояний для поперечных компонент импульса  $\vec{p}_x = \hbar \vec{k}_x$ , связанных с волновым вектором  $\vec{k}_x$  существует в широких потенциальных ямах без размерного квантования и в узких потенциальных ямах с размерным квантованием. Предположим, что размеры широкой ямы в про-

дольных направлениях равны  $L_y$  и  $L_z$ , а в поперечном направлении -  $L_x$ , причем, имеет место приближительное равенство  $L_z \simeq L_y \simeq L_x$ . В широкой яме количество возможных состояний для квазиимпульсов  $\vec{p}_x = \hbar \vec{k}_x$ ,  $\vec{p}_y = \hbar \vec{k}_y$ ,  $\vec{p}_z = \hbar \vec{k}_z$  составляет соответственно  $\frac{L_x}{a_x}$ ,  $\frac{L_y}{a_y}$ ,  $\frac{L_z}{a_z}$  штук состояний, здесь  $a_x, a_y, a_z$  - постоянные кристаллической решетки. Для узкой потенциальной ямы с размерным квантованием в направлении « $x$ » ситуация иная, в продольных направлениях  $L_z \simeq L_y$ , но ширина этой ямы  $b$  значительно меньше:  $L_x = b$ , причем  $b \ll (L_z, L_y)$ . По этой причине в узкой потенциальной яме с размерным квантованием в направлении « $x$ » количество возможных состояний для поперечных квазиимпульсов  $\vec{p}_x = \hbar \vec{k}_x$  существенно (на несколько порядков!) уменьшается и становится равным величине  $b/a_x$ , а количество возможных состояний для продольных квазиимпульсов остается прежним.

Таким образом, поперечное размерное квантование существенно уменьшает количество возможных состояний для поперечных квазиимпульсов, поэтому уменьшается количество состояний, в которые могут быть рассеяны электроны.

Действительно, количество возможных состояний для поперечных квазиимпульсов  $\vec{p}_x = \hbar \vec{k}_x$ , в которых могут находиться и в которые могут быть рассеяны горячие электроны, находящиеся в узкой и глубокой яме, становится существенно меньше. Это количество для DA-DpHEMT структуры с селективным легированием донорами и акцепторами становится равным величине  $b/a_x$ , вместо величины  $(L_x \simeq L_y)/a_x$ , характерной для DpHEMT структуры с селективным легированием только донорами. На рис. 30А схематично показана модельная узкая квантовая яма для DA-DpHEMT структуры, а на рис. 30Б показано соответствующее поперечное квантование квазиимпульсов  $\vec{p}_x = \hbar \vec{k}_x$  в DA-DpHEMT структуре с селективным легированием донорами и акцепторами. Дополнительно к этому, уменьшение рассеяния может происходить из-за влияния специфичного вида квадрата модуля волновой функции  $|\psi(\vec{p}_x)|^2$ , принципа запрета Паули и законов

сохранения импульса и энергии на количество возможных и наиболее вероятных актов рассеяния. Вместо непрерывного набора равновероятных разрешенных состояний для импульсов  $\vec{p}_x, \vec{p}_y, \vec{p}_z$ , что соответствует рис. 26, в достаточно узкой и глубокой размерно-квантовой квантовой яме для поперечного направления  $x$  формируется дискретный набор наиболее вероятных разрешенных состояний (соответствующих максимумам функции  $|\psi(\vec{p}_x)|^2$ ). Эти состояния показаны в виде дисков с квазинепрерывным спектром равновероятных «продольных» импульсов  $\vec{p}_y, \vec{p}_z$  (рис. 30Б) и с сильно ограниченным набором поперечных импульсов  $\vec{p}_x$ .

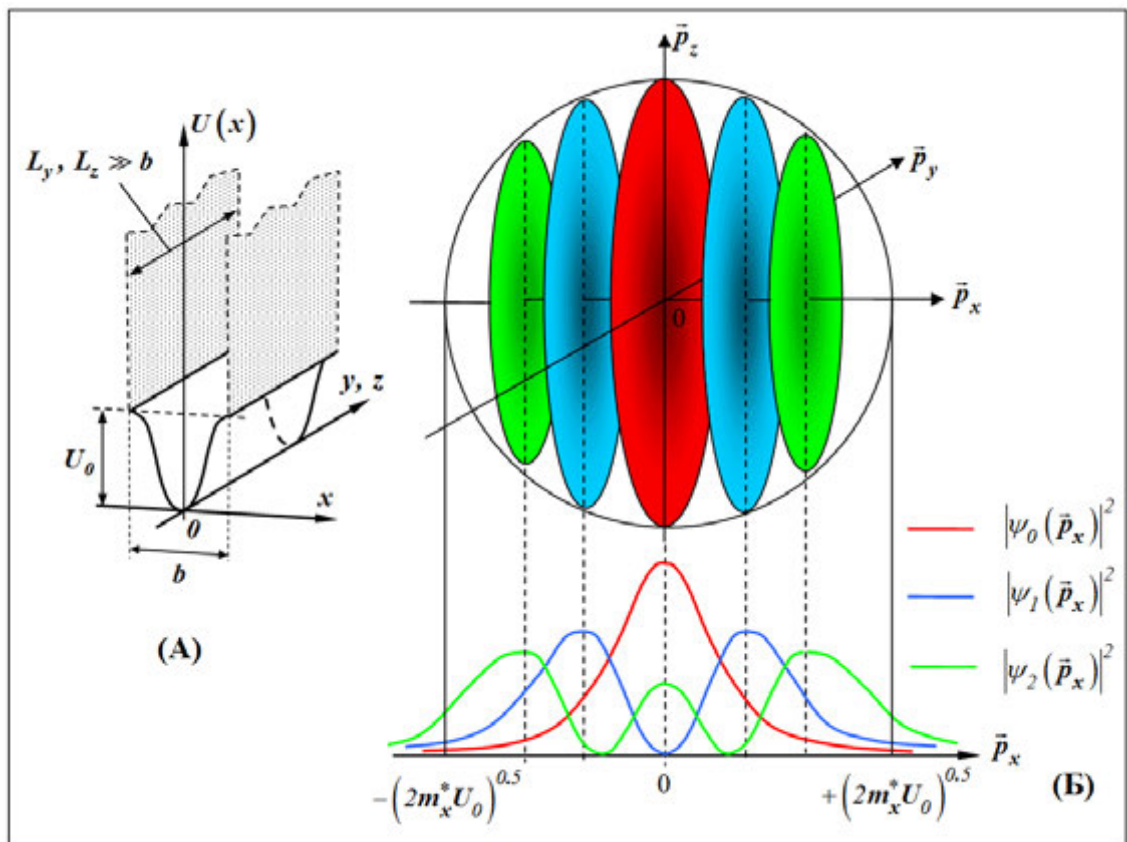


Рис. 30. (А) - пример квантовой ямы с глубиной  $U_0$  в координатном пространстве. (Б) - состояния в пространстве импульсов в квантовой яме, имеющие максимальную вероятность заполнения электронами зоны проводимости.

На рис. 30А показан случай сильного размерного квантования в направлении  $x$ -оси координат, на рис. 30Б – в направлении  $\vec{p}_x$ -оси импульсов. В виде цветных дисков показан набор состояний для трех нижних размерно-квантовых подзон пространства импульсов.

На рис. 30Б хорошо видно, что зависимость квадрата модуля волновых функций от поперечного импульса  $|\psi_i(p_x)|^2$  имеет хорошо выраженные области минимумов и максимумов. Это означает, что любой процесс рассеяния электронов, приводящий в конце акта рассеяния к переходу электрона в состояние с таким поперечным импульсом, для которого  $|\psi_i(p_x)|^2$  близка к нулю, будет иметь очень малую вероятность. Таким образом, все такие процессы рассеяния практически имеют очень малую вероятность, что приводит к заметному увеличению дрейфовой скорости продольного переноса электронов.

Важно отметить достаточно очевидное обстоятельство: на все процессы рассеяния, при которых происходит изменение только продольной компоненты импульса электронов (это может иметь место при рассеянии на «продольных» фононах, у которых нет своей поперечной компоненты импульса), сильное размерное квантование не будет оказывать своего положительного (в плане увеличения дрейфовой скорости) влияния. Однако, для рассеяния на продольных фононах важно, что количество таких фононов составляет лишь очень малую часть от общего количества фононов (для характерных толщин пластин эта часть  $\approx 10^{-5}$ ). Таким образом, усиление размерного квантования приводит к запрету на большое количество актов рассеяния электронов, связанных с изменением их поперечной компоненты импульса. При этом оказывается не важным, от взаимодействия какого типа происходит рассеивание электронов, это может быть взаимодействие с потенциалом примесей, гетерограниц, дефектов структуры, фононами и т.д.

Предельно сильное увеличение размерного квантования в квантовой яме транзисторной структуры не имеет смысла: в очень узких и глубоких квантовых ямах энергия дна нижней размерной подзоны сильно увеличивается, в такой яме может не разместиться нужное для мощных СВЧ транзисторов количество электронов, например, при поверхностной концентрации в пределах  $(2 \div 10) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

При высоких локализующих потенциальных барьерах огибающая волновой функции  $\psi(x)$  даже для горячих электронов быстро уменьшается по модулю в направлениях барьеров. В DA-DpHEMT гетероструктурах с InGaAs каналом сум-

марная толщина широкозонных спейсеров и GaAs матриц, в которых могут находиться электроны в квантовой яме структуры, выбирается по возможности минимальной, поэтому наибольшая часть горячих электронов оказывается локализованной в области слоя InGaAs канала, где подвижность электронов велика.

Потенциал донорной примеси из-за большой (единицы и даже десятки нм) длины экранирования в канале, в принципе, может оказывать сильное влияние на рассеяние электронов. Действительно, даже при достаточно толстых спейсерах величина этого потенциала велика даже в слое InGaAs канала, поэтому эффект размерного квантования позволяет снизить вероятность рассеяния горячих электронов, находящихся в пределах не только квантовой ямы структуры, но и в пределах квантовой ямы канала (рис. 28).

Достаточно точно описать все особенности, и, тем более, оценить, как весь комплекс параметров, особенно с учетом различных взаимных связей, будет влиять на выходные характеристики DA-DpHEMT и DA-pHEMT транзисторов на основе прямой и обращенных структур, представляется весьма затруднительным.

Решить эту проблему может или достаточно точный расчет, или проведение детальных экспериментальных исследований. Точный расчёт DA-DpHEMT транзистора с субмикронным затвором тоже выглядит крайне проблематичным. Даже в случае успешного решения этой задачи, из-за совокупного влияния большого количества параметров, проблему составляет выделение влияния отдельного параметра на конечный результат.

Помимо этого, пока не ясно, достаточно ли для решения подобных задач использовать кинетическое уравнение, в котором все особенности, связанные с сильным размерным квантованием отнести к интегралу столкновений (при введении в него результатов расчета вероятностей рассеяния с учетом реальных волновых функций электронов в каждом поперечном сечении транзистора), или требуется более точное квантово-механическое описание.

Таким образом достаточно точное описание нелокального разогрева электронов в DA-DpHEMT гетероструктурах требует решения ряда принципиальных вопросов и проведение большого объема сопутствующих работ. В то же время



необходимо хоть как-то оценивать возможности рассматриваемых гетероструктур с учетом нелокального характера продольного дрейфа электронов по каналу. Необходимо, чтобы модель, пусть и приближённо, описывала всплеск дрейфовой скорости электронов, учитывала переходы электронов из слоя канала в окружающие его слои широкозонных полупроводников и связанный с этими переходами рост интенсивности рассеяния. При этом также необходимо обеспечить, чтобы модель достаточно точно учитывала состав слоев гетероструктуры.

Естественным решением проблемы приемлемо полного оценочного описания продольного дрейфового переноса электронов в DA-DpHEMT гетероструктурах является построение гидродинамической модели, которая дополняется учетом квантового поведения электронов, находящихся в квантовой яме структуры. Для этого в состав гидродинамической модели вводятся уравнение Пуассона и уравнение Шредингера, дополняющие модель решениями для зависимостей волновой функции и энергии дна зоны проводимости от поперечной координаты  $x$ .

Гидродинамическая часть модели строится в приближении объемных времен релаксации импульса и энергии электронов и описывается с помощью системы уравнений (3).

Этой модели дадим название: «квантово – гидродинамическая модель продольного дрейфа электронов в транзисторных гетероструктурах». Эта модель достаточно универсальна, она включает в себя описание и возможность расчета характеристик продольного дрейфа электронов в DA-DpHEMT гетероструктурах с локализуемыми  $p_{in}$  – барьерами.

### ***1.3.3. Квантово – гидродинамическая модель продольного дрейфа электронов в DA-DpHEMT гетероструктурах.***

Для сравнения и выбора возможных вариантов конструкций транзисторных гетероструктур полезно проводить предварительные теоретические оценки. Как известно, современные полевые транзисторы имеют малые длины основания затвора [87 - 98]. Достаточно точно динамика электронов в таких транзисторах описывается на основе решения кинетического уравнения [7, 99, 100]. Как показывает опыт, для быстрых и простых оценок перспективности различных вариантов транзисторных структур часто бывает вполне достаточно анализа формы и величины всплеска дрейфовой скорости электронов, развивающегося во времени при включении ступенчатого или импульсного внешнего электрического поля [54, 56, 57]. Для практических приложений к моделированию мощных СВЧ полевых транзисторов важен результат расчета изменения во времени дрейфовой скорости при продольном переносе электронов в транзисторной гетероструктуре.

При включении ступенчатого или импульсного внешнего электрического поля наблюдается эффект всплеска дрейфовой скорости электронов. На первом этапе всплеска дрейфовая скорость электронов быстро растет, на этом этапе рассеивание электронов, ограничивающее нарастание дрейфовой скорости, еще не успевает сработать. Далее из-за рассеивания дрейфовая скорость достигает максимума и начинает уменьшаться к стационарной величине. Для расчёта всплеска дрейфовой скорости горячих электронов предлагается простая феноменологическая модель, построенная с учетом поперечного пространственного переноса горячих электронов по аналогии с моделью [37] и переходов электронов из  $\Gamma$  - в L - и X - долины. В отличие от [37], в предлагаемой модели с идеализированным (бесконечно длинным) затвором включен учет потенциального рельефа структуры в поперечном (т.е. по оси « $x$ ») направлении, перпендикулярном поверхности структуры и учет сильного размерного квантования в квантовой яме структуры. Потенциальный рельеф и уровни размерного квантования для направления  $x$  определяются на основе численного самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона например, смотри [87, 123, 138, 167, 173]:

$$\begin{aligned}
& -\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dx} \left( \frac{1}{m^*(x)} \cdot \frac{d\Psi_i(x)}{dx} \right) + U(x) \cdot \Psi_i(x) + E_x(x) \cdot \Psi_i(x) = E_i \cdot \Psi_i(x) \\
& U(x) = E_{C0}(x) - q \cdot \varphi(x) \\
& \frac{d}{dx} \left( \kappa(x) \cdot \frac{d\varphi(x)}{dx} \right) = -\frac{\rho(x)}{\kappa_0} \\
& E_x(x) = \frac{-q^2}{4\pi \cdot \kappa(x) \cdot \kappa_0} \cdot \left( \frac{3}{\pi} \cdot n(x) \right)^{\frac{1}{3}}
\end{aligned} \tag{24}$$

В выражениях (24) и далее введены следующие обозначения.

$x$  - поперечная координата,  $\Psi_i(x)$  – огибающая  $i$ -ой собственной волновой функции, удовлетворяющая нормировке вида:  $\int_0^{x_{\max}} \Psi_i(x) dx = 1$ ,  $E_i$  - собственные значения оператора Гамильтона,  $\varphi(x)$  - сумма встроенного и внешнего электрических потенциалов,  $E_x(x)$  – обменная энергия Хартри для электрона [101],  $E_{C0}(x)$  – функция, задающая на гетерограницах и внутри структуры форму, величину и расположения перепадов потенциальной энергии, соответствующей электрическому потенциалу дна зоны проводимости в отсутствии свободных зарядов,  $E_F \equiv 0$  – энергия Ферми при отсутствии внешнего смещения, она принимается за начало отсчета полной энергии электронов в квантовой яме структуры,  $E_k$  – непрерывный спектр возможных величин кинетической энергии электронов в зоне проводимости,  $N_C(x) = 2 \left( \frac{2\pi m^*(x) k_B T_e}{(2\pi\hbar)^2} \right)^{1.5}$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $k_B$  - постоянная Больцмана,  $N_D(x)$  и  $N_A(x)$  - концентрации доноров и акцепторов,  $q$  – модуль заряда электрона,  $\kappa(x)$ ,  $\kappa_0$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника и вакуума,  $\vec{k}_x, \vec{k}_y, \vec{k}_z$  - волновые векторы,  $m^*(x)$  – эффективная масса плотности состояний электрона в зоне проводимости,  $T_e = T_e(t)$  – температура газа электронов, определяемая динамикой изменения во времени кинетической энергии электронов  $\varepsilon$ ,  $\hbar$  - постоянная Планка.

Для упрощения расчётов проводится пренебрежение поперечными надбарьерным и туннельным потоками электронов из структуры в затвор - при прямом

смещении на затворе, из затвора в структуру - при обратном смещении на затворе. Граничными условиями для решения уравнения Пуассона служит сумма величин встроенного  $\varphi_0(x)$  и внешнего потенциала  $\varphi_{внеш}(x)$ , задаваемая на затворном контакте металл – полупроводник:  $\varphi(x=0)$  и условие обращения в ноль величины напряженности электрического поля в глубине структуры (в координате  $x=x_{max}$ ).

В диапазоне координат, где движение можно считать квазиклассическим (там энергия  $E_{k0}=0$ ), а также в области квантовой ямы структуры, где принимается равенство  $E_{k0}=(E_i)_{max}$ , т.е. при бóльших энергиях - выше последнего размерно-квантового уровня  $(E_i)_{max}$ , энергетический спектр считается непрерывным. Плотность объёмного заряда доноров и акцепторов  $q \cdot (N_D(x) - N_A(x))$  и объёмного заряда электронов  $\rho_C(x)$  в квазиклассическом случае имеют вид:

$$\begin{aligned} \rho(x) &= q \cdot (N_D(x) - N_A(x)) + \rho_C(x), \quad E_F^*(x) = -q \cdot \varphi_0(x) - q \cdot \varphi_{внеш}(x) \\ \rho_C(x) &= -q \cdot n_C(x) = -q \cdot N_C(x) \cdot \int_0^{\infty} \frac{E_k^{0.5} \cdot dE_k}{1 + \exp\left(\frac{E_k - E_F^*(x)}{k_B T_e}\right)} \end{aligned} \quad (25)$$

Необходимо сделать важное замечание.  $V_{dr}(y)$  - дрейфовая скорость электронов при однонаправленном продольном дрейфе по каналу может быть достаточно велика, поэтому кинетическую энергию электронов, связанную с продольным дрейфовым переносом, необходимо учитывать в их полной энергии.

Соответственно, необходимо учитывать, что кинетическая энергия электронов  $\varepsilon$  (в приближении максвелловской функции распределения электронов по энергиям) представляется в виде суммы двух слагаемых: условно «тепловой энергии»

$$\frac{3}{2} k_B T_e \text{ и «кинетической энергии продольного дрейфа электронов» } \frac{m^* V_{dr}^2}{2} :$$

$$\varepsilon = 1.5 \cdot k_B T_e + 0.5 \cdot m^* V_{dr}^2 \quad (26)$$

Для энергий в квантовой яме структуры, где локализованы волновые функции размерно - квантовых подзон, объёмная плотность  $\rho(x)$  всех зарядов, входящая в правую часть уравнения Пуассона, непосредственно связана с величиной

квадрата модуля волновых функций для каждой подзоны. Поэтому в общем случае объемная плотность заряда задается следующими выражениями:

$$\rho(x) = q \cdot (N_D(x) - N_A(x)) - q \cdot n_c(x) - q \cdot \sum_i n_i \cdot |\Psi_i(x)|^2$$

$$\text{здесь } n_i = \left( \frac{m^*(x) \cdot k_B T_e}{\pi \hbar^2} \right) \cdot \ln \left[ 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_i}{k_B T_e} \right) \right] \quad (27)$$

В выражениях (27) член  $q \cdot n_c(x)$  описывает объемную плотность заряда электронов в зоне проводимости в состояниях квазинепрерывного спектра, в том числе и в состояниях над квантовой ямой. Член  $-q \cdot \sum_i n_i \cdot |\Psi_i(x)|^2$  описывает объемную плотность заряда электронов, расположенных в пределах координат всего расчетного отрезка на  $x$  - оси, находящихся в состояниях с поперечным квантованием. Электроны, находящиеся в состояниях размерного квантования, занимают  $i$  размерно – квантовых подзон. Для этих электронов член  $n_i$  описывает поверхностную концентрацию электронов, находящихся в размерно – квантовой подзоне с номером « $i$ », член  $n_i \cdot |\Psi_i(x)|^2$  описывает объемную концентрацию электронов, находящихся в размерно – квантовой подзоне с номером « $i$ ».

В выражениях (27) использование функции распределения в виде функции Ферми - Дирака допустимо при малости относительного количества электронов, участвующих в поперечном потоке из квантовой ямы в затвор или из затвора в квантовую яму. По этой причине в выражениях (27) последняя формула для концентрации  $n_i$  имеет место только для структур с достаточно глубокой квантовой ямой, т.е. при выполнении условия  $(E_i)_{max} \gg k_B T_e$ .

Для анализа динамики разогрева электронов используем метод, аналогичный методу, применённому в работе [36]. Составляем систему уравнений, описывающих изменение во времени дрейфового импульса  $p_{dr}(t)$  и кинетической энергии  $\varepsilon(t)$  в узкозонном слое канала и в обрамляющих его слоях более широкозонных полупроводников. В отличие от метода [36], для DA – DrHEMT структур, отличающихся сильной локализацией электронов в слое канала и сильным попереч-

ным размерным квантованием, более точным является описание, учитывающее вероятности нахождения электронов в различных слоях структуры.

При описании динамики изменения энергии и импульса электронов используем времена релаксации дрейфового импульса  $\tau_p(\varepsilon)$  и кинетической энергии  $\tau_\varepsilon(\varepsilon)$ , входящие в систему уравнений, аналогичную системе в [56].

Принимается, что динамика изменения времен релаксации импульса  $\tau_p$ , энергии  $\tau_\varepsilon$  и эффективной массы зависит от изменения во времени полной кинетической энергии электронов  $\varepsilon(t)$ , включающей в себя «тепловые»  $x, y, z$  компоненты скорости электронов и  $x$  - компоненту кинетической энергии, связанную с дрейфовой скоростью  $V(t)$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial [m^*(\varepsilon(t)) \cdot V(t)]}{\partial t} &= qE(t) - \frac{m^*(\varepsilon(t)) \cdot V(t)}{\tau_p(\varepsilon)} \\ \frac{\partial \varepsilon(t)}{\partial t} &= qE(t)V(t) - \frac{\varepsilon(t) - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)} \end{aligned} \quad (28)$$

Использование приближения времен релаксации дает возможность привязки результатов расчетов к расчетным или экспериментально определённым характеристикам слоев структуры. В системе уравнений (28) и далее, введены следующие обозначения.  $V(t)$ ,  $m^*$  – дрейфовая скорость и эффективная масса плотности состояний, усредненные по долинам,  $E$  – задаваемая источником питания напряженность продольного электрического поля, разогревающего электроны.

Через величину  $n_S^j$  - величину поверхностной плотности электронов, находящихся в слое гетероструктуры с номером « $j$ » введём величину « $p_j$ » - величину вероятности нахождения электрона в этом слое:

$$p_j = n_S^j / n_S, \text{ где } n_S^j = \int_{x_j} \sum_i n_i \cdot |\Psi_i(x)|^2 dx + \int_{x_j} n_C(x) dx \quad (29)$$

В выражениях (29) введены обозначения:  $n_S$  – просуммированная по всем слоям гетероструктуры поверхностная концентрация электронов, находящихся в зоне проводимости. Слагаемое  $\int_{x_j} \sum_i n_i \cdot |\Psi_i(x)|^2 dx$  описывает поверхностную концен-

трацию электронов, находящихся в состояниях размерного квантования. Слагаемое  $\int_{x_j} n_c(x) dx$  описывает поверхностную концентрацию электронов, находящихся в состояниях непрерывного спектра зоны проводимости (над ямой и вне ее).

Для частоты рассеяния электронов « $\nu$ », (которое, в основном, происходит в слое канала и в близлежащих слоях, окружающих слой канала), используем следующее простое модельное выражение, учитывающее  $p_j$  - вероятность нахождения электрона в слое с индексом « $j$ »:

$$\nu = \sum_j \nu_j \cdot p_j \quad (30)$$

где  $\nu_j$  - частота рассеяния в слое структуры, которому присвоен номер « $j$ ».

Для трехслойной гетероструктуры с достаточно глубокой квантовой ямой, содержащей локализуемые барьеры, которая включает в себя узкозонный канал с обрамляющими его двумя одинаковыми по составу широкозонными слоями (этим двум одинаковым слоям можно присвоить один номер, но при этом учесть, что рассеяние электронов происходит в обоих слоях), при двух различных по составу типах слоев (при этом  $j=2$ ), система уравнений имеет следующий вид:

$$\frac{\partial(m^*(\varepsilon)V)}{\partial t} = q \cdot \left\{ E - \frac{m^*(\varepsilon)V \cdot [m_1^*(\varepsilon)V_{s1}(\varepsilon)E_{s2}(\varepsilon) \cdot p_2 + m_2^*(\varepsilon)V_{s2}(\varepsilon)E_{s1}(\varepsilon) \cdot p_1]}{m_1^*(\varepsilon)V_{s1}(\varepsilon)m_2^*(\varepsilon)V_{s2}(\varepsilon)} \right\} \quad (31)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = q \cdot \{ E \cdot V - [E_{s1}(\varepsilon) \cdot p_1 + E_{s2}(\varepsilon) \cdot p_2] \cdot V_s(\varepsilon) \} \quad (32)$$

$$V_s(\varepsilon) \equiv \frac{m_1^*(\varepsilon) \cdot V_{s1}(\varepsilon) \cdot m_2^*(\varepsilon) \cdot V_{s2}(\varepsilon)}{[m_1^*(\varepsilon) \cdot p_1 + m_2^*(\varepsilon) \cdot p_2] \cdot [m_1^*(\varepsilon)V_{s1}(\varepsilon) \cdot p_2 + m_2^*(\varepsilon)V_{s2}(\varepsilon) \cdot p_1]} \quad (33)$$

$$m^*(\varepsilon) = m_1^*(\varepsilon) \cdot p_1 + m_2^*(\varepsilon) \cdot p_2 \quad (34)$$

В выражениях (31) – (34) введено обозначение:  $V_{Sj}(\varepsilon)$ ,  $E_{Sj}(\varepsilon)$  – статические зависимости дрейфовой скорости электронов и напряженности продольного электрического поля от энергии  $\varepsilon = \varepsilon(E)$ . Эти зависимости извлекаются из результатов расчетов методом Монте-Карло [103] стационарных полевых зависимостей дрейфовой скорости  $V_{Sj}(E)$  и кинетической энергии  $\varepsilon_{Sj}(E)$  для материалов каждого

слоя структуры с индексом « $j$ ».  $V_S(\varepsilon)$  - статическая величина дрейфовой скорости электронов во всей структуре.

Модель на основе уравнений (31) – (34) легко обобщается на произвольное число различающихся по составу слоёв (в частности, при расчётах использовались три типа слоев: слой узкозонного канала, донорный широкозонный слой и слой нелегированного широкозонного спейсера).

Из-за отсутствия надежных данных для слоя  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , использовался упрощенный вариант задания параметров структур. При малом ( $x \leq 0.2$ ) содержании индия, слой  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  - канала характеризовался параметрами объёмного нелегированного GaAs. Слои  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  или  $\text{In}_{0,2}\text{Al}_{0,8}\text{As}$ , обрамляющие канал, описывались своими наборами параметров, величины перепада дна зоны проводимости в гетеропереходах «слой – канал» соответственно равны 0.3 и 0.5 эВ.

При продольном дрейфе электронов по каналу, под затвором транзистора возрастает поперечная разность потенциалов между затвором и каналом, приводящая к обеднению канала электронами (рис. 3), к росту дрейфовой скорости, который дает увеличение энергии электронов под затвором транзистора.

Для корректного учёта взаимной связи этих эффектов необходимо построение более точной модели – квантово-гидродинамической модели полевого транзистора. Для оценки динамики изменения скорости продольного дрейфа электронов в различных структурах и перспективности использования какого – либо варианта структуры в транзисторах, построение такой подробной и сложной модели не требуется - достаточно рассчитать зависимость  $V_{dr}(t)$  от времени при задаваемой зависимости от времени напряженности внешнего электрического поля. При этом эффект обеднения канала из-за увеличения поперечной разности потенциалов «затвор – канал» не учитывается, привязка к конкретной конструкции затвора и транзистора не требуется. Уравнения модели динамики электронов (31) – (34) решаются самосогласованно, зависимость напряженности внешнего продольного электрического поля  $E(t)$  от времени задается в виде прямоугольного импульса, наложенного на постоянную составляющую.



При этих расчетах задавалось, что в течение 0.2 пс электроны движутся в постоянном внешнем поле с напряжённостью 1 кВ/см. Затем на это поле накладывается прямоугольный импульс с амплитудой 20 кВ/см и с длительностью 1 пс.

Предварительные расчеты показали, что качественный вид функции, описывающей изменение во времени зависимости  $V_{dr}(t)$  сохраняется для всех типов рассмотренных структур и при других, сравнимых по величине, амплитудах поля.

Далее будут представлены результаты численного расчёта  $V(t)$  - дрейфовой скорости и  $p_2(t)$  - вероятности нахождения электронов в широкозонном слое (этот слой включает в себя сильнолегированный донорами слой, так и слой нелегируемого спейсера) на ступенчатое изменение во времени напряженности продольного внешнего электрического поля. Модель на основе выражений (31) – (34) не учитывает эффекты, связанные с изменением интенсивности рассеяния за счет отличия огибающих волновых функций электронов  $\psi_i(x)$  от плоских волн (т.е. не учитывается соответствующее этому отличию возрастание роли размерного квантования) и т.д. Соответственно, при принятых условиях наилучшую динамику электронов (максимальную величину всплеска дрейфовой скорости) при расчетах будут демонстрировать электроны, находящиеся в узкозонном слое канала.

### **1.3.4. Всплеск дрейфовой скорости в транзисторных гетероструктурах.**

Перспективы применения полевых транзисторов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн связывают, в основном, с использованием гетероструктур с квантовыми ямами в слое канала, причем с каналами на основе узкозонных материалов с высокой подвижностью электронов [67, 68, 199-200].

Применение сверхкоротких затворов и малая ширина запрещенной зоны в слое канала часто приводят к низким пробивным напряжениям таких приборов, что создает проблемы при необходимости получения больших величин выходной СВЧ мощности. Кроме этого, из-за малой эффективной массы электронов в каналах таких структур, из-за малой толщины слоя канала, поверхностная плотность электронов, при которой электроны начинают заполнять широкозонные слои, недостаточно велика для получения больших выходных СВЧ мощностей. В частности, при толщине слоя канала менее 10 нм, эта поверхностная плотность может быть менее  $1.5 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>, что явно недостаточно.

Однако, в настоящее время при использовании традиционных pHEMT и mHEMT гетероструктур с селективным легированием донорами, для улучшения СВЧ характеристик транзисторов на их основе, очень перспективным выглядит введение в такие типы гетероструктур потенциальных барьеров, усиливающих локализацию горячих электронов в канале.

Ранее основное внимание уделялось эффекту увеличения максимальной выходной СВЧ мощности при переходе от DpHEMT с селективным легированием донорами к DA-DpHEMT варианту конструкции транзистора для см диапазона, причем быстрое действие DA-DpHEMT транзисторов детально не исследовалось.

С момента появления первых работ по DA-DpHEMT [104, 115], разработка мощных СВЧ транзисторов для более высокочастотного диапазона приводит к постановке принципиального вопроса: как изменение формы и глубины квантовой ямы структуры с локализуемыми потенциальными барьерами сказывается на быстродействии транзистора, связанном с сопутствующим изменением дрейфовой скорости электронов под затвором транзистора.

В условиях отдачи максимальной выходной мощности, коэффициент усиления транзистора зависит как от дрейфовой скорости электронов под затвором, (вообще говоря, усредненной по периоду колебания СВЧ сигнала), так и от многих других факторов (напряжения пробоя, режима работы, особенностей согласования и т.д.). Так что делать какие-либо выводы по этим исследованиям о конкретных величинах дрейфовой скорости электронов в транзисторе было достаточно сложно. Можно было только предположить, что она существенно растёт [87]. Это предположение получило экспериментальное подтверждение: в работе [123] приведены результаты измерений дрейфовой скорости электронов в слабых и в сильных электрических полях, проведено сравнение измеренных величин для рНЕМТ и DA-рНЕМТ структур.

Ранее в работах [128, 132] были проведены простые оценки, позволяющие оценить увеличение дрейфовой скорости в DA-DpНЕМТ структурах мощных СВЧ транзисторов по отношению к аналогичным DpНЕМТ структурам.

Далее приведены результаты расчетов изменения дрейфовой скорости электронов в канале как реакции на включение прямоугольного импульса внешнего электрического поля. Расчеты проводились с помощью системы уравнений (24) – (34), в которой был проведен учет поперечного размерного квантования в квантовой яме транзисторной гетероструктуры [135, 138].

Результаты расчетов (квантово-гидродинамическая модель (24) – (34)).

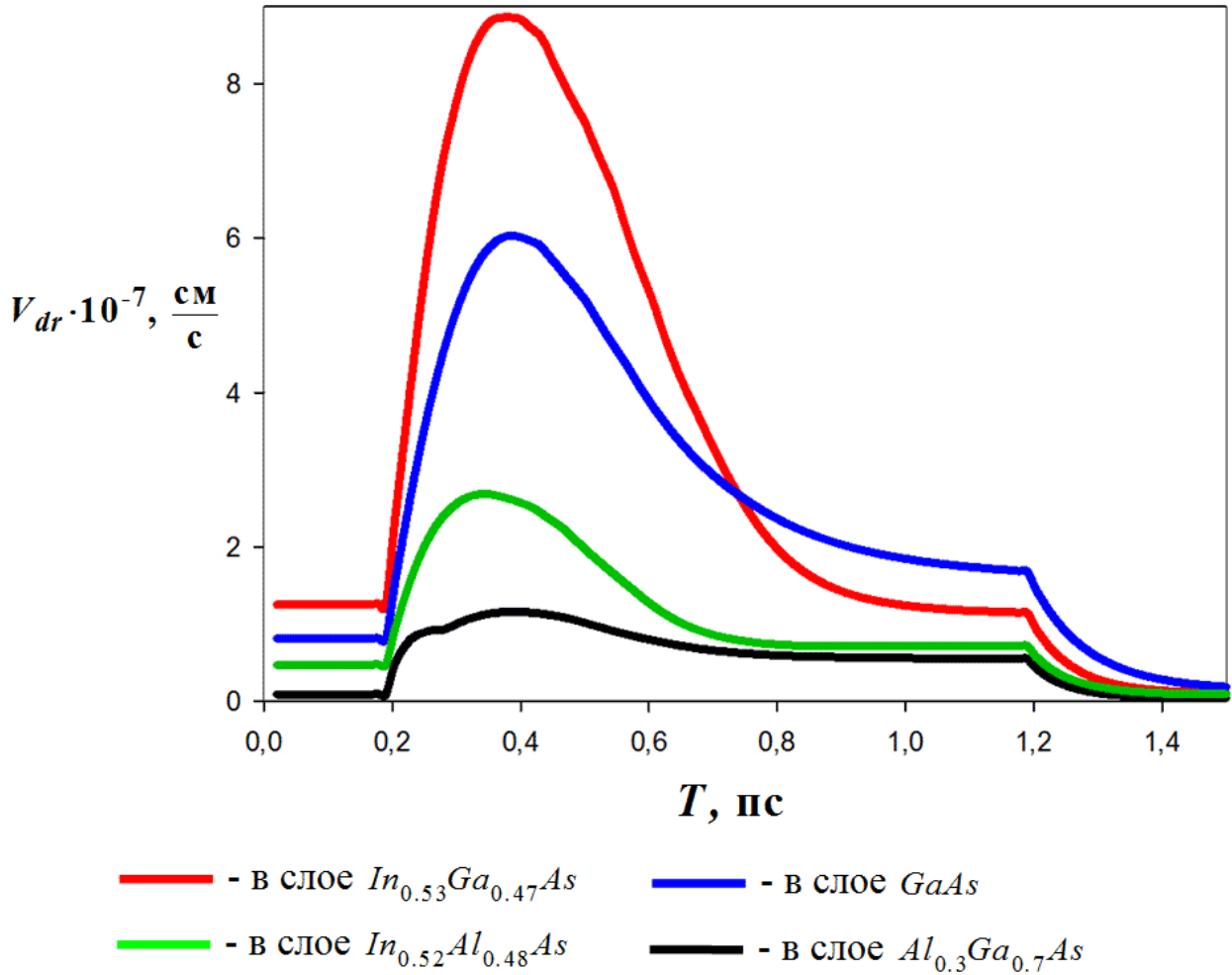
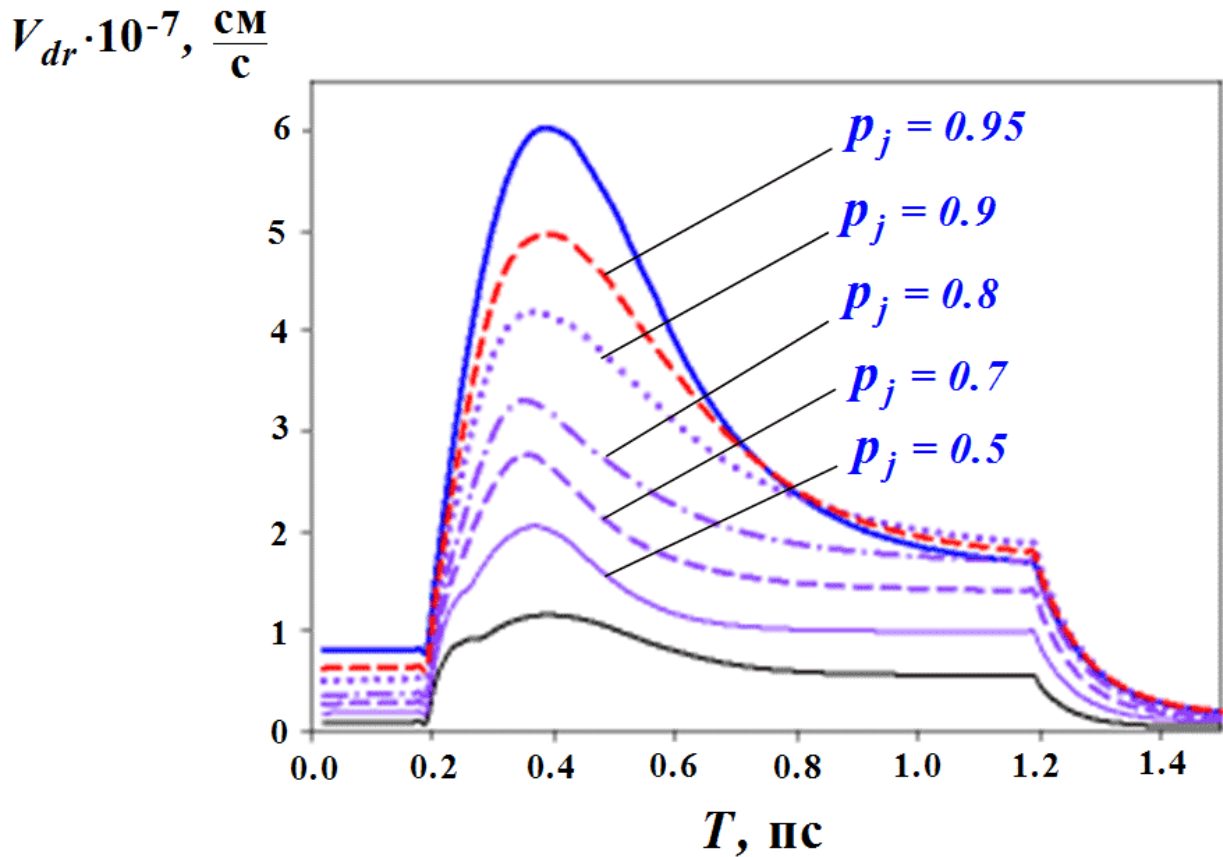


Рис. 31. Зависимость всплеска дрейфовой скорости во времени в типичных материалах слоев, используемых в составе DpHEMT и DA-DpHEMT структур.

На рисунке 31 обращает на себя внимание очень сильное уменьшение амплитуды всплеска дрейфовой скорости в  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  по отношению к амплитуде всплеска дрейфовой скорости в  $\text{GaAs}$  - типичных материалах слоев DpHEMT структур. Становится очевидной польза минимизации вероятности нахождения электронов в легированных донорами слоях  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ .

Ниже на рисунке 32 приведены зависимости всплеска дрейфовой скорости от времени не просто в материалах разных составов, а в слое  $\text{GaAs}$ , окруженном слоями  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ , что характерно для транзисторных DpHEMT структур с  $\text{GaAs}$  каналом.



— - в объемном нелегированном  $\text{GaAs}$

— - в объемном  $n^+ - \text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$

Рис. 32. Зависимость смещения всплеска дрейфовой скорости во времени в слое  $\text{GaAs}$ , окруженном слоями  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  при различных  $p_j$  - вероятностях нахождения электронов в слое  $\text{GaAs}$  - канала. Для сравнения приведены зависимости всплеска дрейфовой скорости от времени для нелегированных объемных образцов  $\text{GaAs}$  и  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ .

На рисунке 32 обращает на себя внимание то, что даже при незначительной вероятности нахождения электронов в слое в  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , амплитуда всплеска заметно падает по отношению к амплитуде в объемном нелегированном  $\text{GaAs}$ .

В частности, даже при 10 % вероятности нахождения электронов за пределами слоя  $\text{GaAs}$  - канала (т.е. при 10 % вероятности нахождения электронов в слое  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , примыкающем к слою  $\text{GaAs}$  - канала), амплитуда всплеска дрейфовой скорости электронов падает почти в 1.5 раза.

Введение в DA-DpHEMT транзисторную структуру *pin*-барьеров, усиливающих локализацию горячих электронов в слое канала, приводит к уменьшению вероятности нахождения электронов в слое  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , поэтому важно показать в сравнении, как введение локализующих барьеров сказывается на амплитуде и ширине всплеска дрейфовой скорости.

На рисунке 33 для трех типов DpHEMT структур (смотри рисунок 31) и для DA-DpHEMT структуры приведены рассчитанные зависимости всплеска дрейфовой скорости электронов от времени.

#### Параметры упрощенных моделей структур.

Расстояние от затвора до канала задавалось равным  $350\text{\AA}$ , толщины спейсеров задавались равными  $20\text{\AA}$ , ширина дна квантовой ямы в DpHEMT структурах с селективным легированием донорами (т.е. толщина слоя канала) задавалось равной  $170\text{\AA}$ . Слой канала задавался в виде слоя GaAs без примеси индия. На практике для улучшения характеристик прибора в слое канала обычно используют не GaAs, а  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с мольной долей индия  $x \approx 0.1 \div 0.15$ , однако, как отмечалось выше, учёт разницы транспортных свойств электронов в GaAs и  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с такой низкой мольной долей в рамках используемой модели выходит за рамки точности. DpHEMT структуры предполагались  $\delta$ -легированными при поверхностной концентрации доноров  $N_{DS} = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  в каждом  $\delta$ -слое.

Для DA-DpHEMT задавался вариант структур с одинаковыми уровнями легирования донорами и акцепторами слоев, расположенных выше и ниже канала.

Задавалась поверхностная плотность акцепторов  $N_{AS} = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , поверхностная плотность доноров задавалась равной  $N_{DS} = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  в каждом донорном  $\delta$ -слое. Такое соотношение уровней легирования донорами и акцепторами выбрано для того, чтобы сохранить такую же избыточность легирования донорами, как и в DpHEMT варианте, равную  $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . При этом предполагается, что в DpHEMT структурах количество электронов, перешедших от донорной примеси на поверхностные состояния затворного контакта металл – полупроводник, пренебрежимо мало.

Если же учесть и этот переход электронов, DpHEMT структуры будут еще сильнее проигрывать DA-DpHEMT структурам - по количеству электронов, поставляемых в канал транзистора. Расстояние между  $\delta$  - слоями доноров и акцепторов задавалось равным 50 Å.

Для задаваемых амплитуд прямоугольного импульса внешнего электрического поля из – за малости средней энергии горячих электронов по отношению к высоте локализирующих барьеров, результаты расчётов при расстоянии между  $\delta$  - слоями доноров и акцепторов 50 и 100 Å отличались незначительно.

Также для DA-DpHEMT структур результаты изменялись незначительно при изменении избыточности легирования донорами в диапазоне концентраций  $N_{DS} - N_{AS} = (2 \div 6) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . По-видимому, это связано с тем, что в части детализации распределения примеси, рассеяние на потенциале доноров описывается достаточно грубо. Кроме этого, наклон стенок локализирующих барьеров в основном определяется величиной поверхностной концентрации акцепторов, так что избыточность легирования донорами слабо сказывается на вероятности нахождения электронов в  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  слоях, окружающих GaAs - канал.

Целью анализа зависимости  $V_{dr}(t)$ , в частности анализа формы и величины всплеска дрейфовой скорости, является прогнозирование перспективности различных вариантов конструкции транзисторных гетероструктур и изучение рассчитанных полуколичественных закономерностей. Поэтому технологические особенности, например, учет дефектов структуры, учет достаточно сильной диффузионно-ростовой миграции доноров из GaAs матриц в которых формируются донорные  $\delta$  – слои и другие особенности, в модели, построенной на основе уравнений (24) – (34) не учитываются.

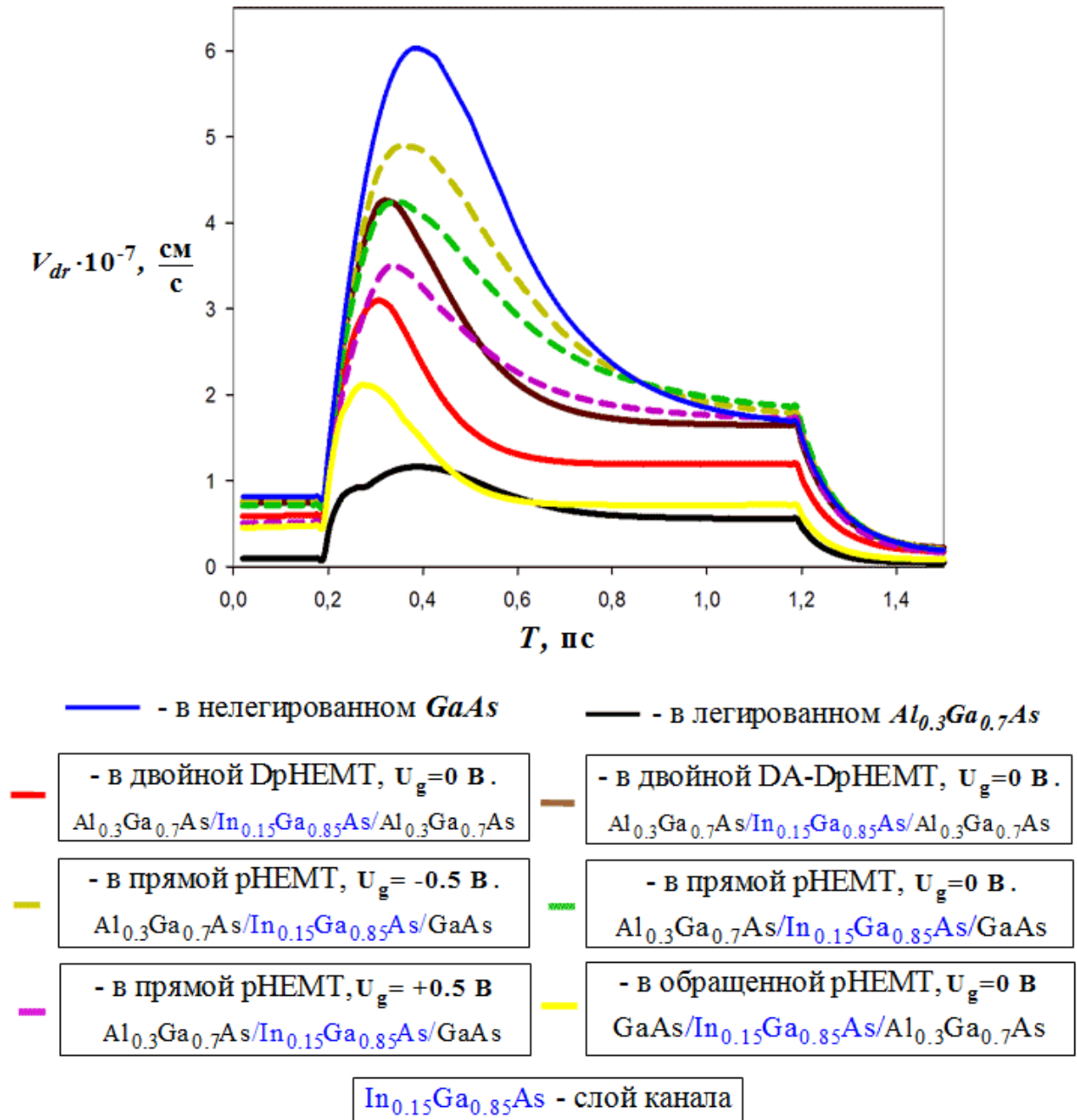


Рис. 33. Рассчитанные зависимости всплеска дрейфовой скорости электронов от времени для прямой (штриховые кривые), обращенной (желтая кривая), для DpHEMT (красная кривая) и для DA-DpHEMT (коричневая кривая) структур.

На рисунке 33 для прямой структуры с затвором вида «металл -  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  -  $In_{0.15}Ga_{0.85}As$  -  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ » с верхним обогащением канала электронами приведены зависимости всплеска дрейфовой скорости от времени при напряжениях на затворе:  $U_g = 0.5$  В - сиреневая штрих-линия,  $U_g = 0$  В - зеленая штрих-линия,  $U_g = -0.5$  В - желто-серая штрих-линия.



Для сравнения на рис. 33 приведен всплеск дрейфовой скорости в нелегированном GaAs (синяя кривая) и в легированном  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  (черная кривая).

На рисунке 33 хорошо видно преимущество DA-DpHEMT структур над DpHEMT структурами по амплитуде всплеска  $V_{dr}(t)$ .

Из рисунка 33 следует, что худший результат - минимальный как по амплитуде, так и по длительности всплеска  $V_{dr}(t)$  наблюдается в обращенной гетероструктуре вида «металл –  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  –  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ». Причина - в обращенной структуре около 70% электронов, разогреваясь в продольном электрическом поле, переходят из канала в слой  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . Эта причина подтверждается результатами, приведенными далее на рис. 34.

На рисунке 33 видно существенное отличие между обращенной pHEMT структурой и прямой pHEMT структурой по виду зависимости  $V_{dr}(t)$ . При внешней схожести ситуаций (в этих структурах электроны почти свободно уходят в сторону подложки, не встречая на своем пути локализирующего барьера) по величине всплеска обращенная pHEMT гетероструктура металл –  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  –  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  оказывается намного хуже, чем прямая pHEMT гетероструктура.

По сути дела, из-за сильного поперечного пространственного переноса, по величине всплеска  $V_{dr}(t)$  обращенная структура «металл –  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  –  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ » выглядит непривлекательно, по величине всплеска  $V_{dr}(t)$  она занимает промежуточное положение между DpHEMT – структурой и объемным  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . Такое поведение обращенной структуры можно объяснить тем, что при увеличении обратного смещения на затворе происходит уменьшение наклона дна квантовой ямы в области слоя канала, сопутствующий подъём размерно-квантовых уровней. Как следствие, происходит уменьшение концентрации электронов в квантовой яме структуры и интенсивный переход электронов из слоя канала в направлении подложки - в слой  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ .

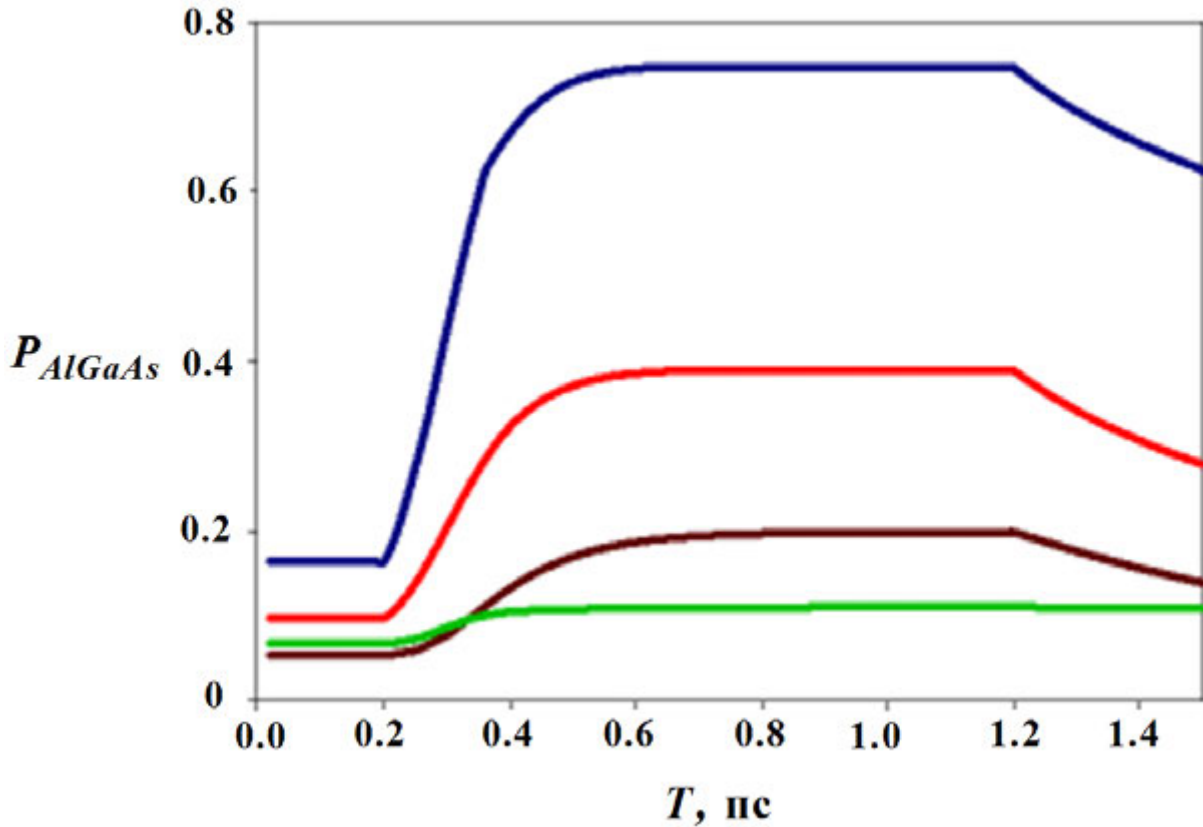


Рис. 34. Вероятность нахождения электронов в слое  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  обращенной структуры (синяя кривая), прямой структуры (красная кривая), DA-DpHEMT структуры (коричневая кривая), DA-pHEMT прямой структуры (зеленая кривая) с  $In_{0.15}Ga_{0.85}As$  каналом.

Расчеты показали (рис. 33) заметно больший (по сравнению с обращенной структурой) всплеск дрейфовой скорости  $V_{SP}(t)$  в прямой pHEMT структуре. Причины этого эффекта определяются спецификой изменения поперечного распределения дна зоны проводимости и сопутствующим изменением энергии размерно-квантовых уровней квантовой ямы слоя канала в результате подачи на затвор внешнего смещения.

В прямой pHEMT структуре (рис. 42) всплеск дрейфовой скорости  $V_{SP}(t)$  возрастает при увеличении обратного смещения на затворе. Это объясняется тем, что в прямой pHEMT структуре при росте обратного смещения на затворе дно зоны проводимости поднимается вверх относительно уровня Ферми, количество электронов в слое канала уменьшается, при этом увеличивается высота барьера для электронов в канале, отсчитываемая от уровня Ферми до вершины квантовой

ямы слоя канала. При этом в квантовой яме слоя канала при увеличении обратного смещения на затворе уменьшается наклон дна зоны проводимости. Это уменьшение вызвано наложением внешнего электрического поля на встроенное электрическое поле гетероструктуры и уменьшением напряженности результирующего поперечного электрического поля в канале. Таким образом, при росте обратного смещения на затворе вероятность нахождения электронов в широкозонном слое  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  прямой структуры уменьшается, что происходит из-за увеличения высоты барьера для электронов в канале, отсчитываемого от уровня Ферми до вершины квантовой ямы слоя канала.

В обращенной рНЕМТ структуре (рис. 43) ситуация иная – при обратном смещении на затворе к величине напряженности поля доноров прибавляется величина напряженности поля внешнего смещения. В результате квантовая яма слоя канала принимает более сильно выраженную треугольную форму, в ней происходит сдвиг размерно – квантовых уровней вверх, уменьшается высота барьера для электронов в канале, отсчитываемая от уровня Ферми до вершины квантовой ямы слоя канала. Следствие уменьшения этой высоты - увеличение вероятности нахождения электронов в слое  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ .

Расчеты показали (рис. 33), что в DA-DpНЕМТ структурах формирование локализуемых потенциальных  $\text{pin}$  – барьеров существенно увеличивает как величину, так и длительность всплеска дрейфовой скорости электронов. Этот положительный эффект имеет место из-за усиления локализации горячих электронов в слое канала, что согласуется с вычисленной величиной вероятности нахождения электронов в широкозонных слоях  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  (рис. 34).

В работе [92] вместо гетероструктуры вида  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As} - \text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As} - \text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , имеющих  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  канал, исследован иной тип НЕМТ структур.

В этом типе структур квантовую яму слоя канала образовывали гетеропереходы  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ , где каналом являлся  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  - слой.

Идеи, задающие некоторое преимущество структур с гетеропереходами вида  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$  очень просты:

- проводится замена широкозонного слоя  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , в котором электроны имеют низкую подвижность, на широкозонный слой  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ , в котором подвижность электронов выше,

- в гетеропереходе  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$  перепад дна зоны проводимости больше, чем в гетеропереходе  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As} - \text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ .

(Необходимо отметить, что выращивание гетероструктур вида  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$  технологически более сложно, чем выращивание гетероструктур  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As} - \text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As} - \text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , имеющих  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  канал).

Проведенные нами расчеты действительно показывают, что в структуре вида « $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  канал –  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ » всплеск дрейфовой скорости оказывается гораздо больше, чем в обычной DpHEMT структуре вида « $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As} - \text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  канал -  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ». Этот результат напрямую связан с большей величиной перепада дна зоны проводимости на границе гетероперехода  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  (этот перепад равен 0.5 эВ вместо 0.3 эВ, соответствующих гетеропереходу  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As} - \text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ ). Эффективная высота барьеров в квантовой яме слоя канала (отсчитываемая от уровня Ферми в канале до положения дна зоны проводимости в слое  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ ) за счет этого возрастает почти втрое.

Однако, как показали результаты расчетов, для сильной локализации горячих электронов в слое  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  канала одного такого увеличения эффективной высоты барьера только для квантовой ямы слоя канала оказывается недостаточно.

Это подтверждается такими результатами: длительность всплеска  $V_{SP}(t)$  в структуре вида  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  канал -  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ , вопреки ожиданиям, оказывается даже меньше, чем в DA-DpHEMT структуре вида  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As} - \text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As} - \text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , имеющей дополнительные локализирующие барьеры. Это видно на рисунке 35 при сравнении зависимости, показанной непрерывной зеленой линией для DHEMT вида  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$  и зависимости, показанной штриховой коричневой линией для DA-DpHEMT.

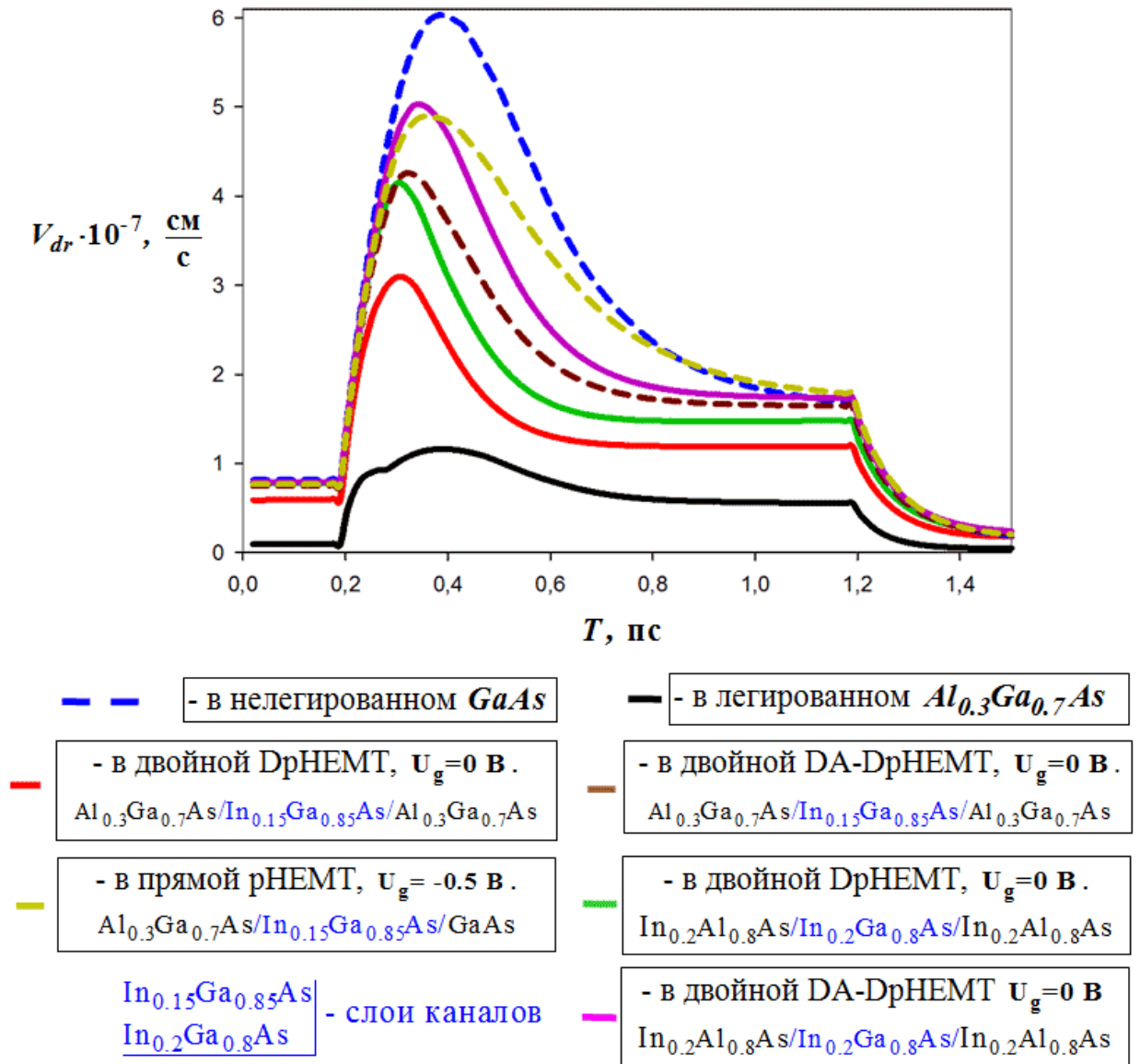


Рис. 35. Рассчитанные зависимости всплеска дрейфовой скорости электронов в HEMT структурах.

Самую большую величину  $max V_{dr}(t)$  среди проанализированных выше двойных структур показала DA-DHEMT (или DA-DpHEMT) структура вида « $In_{0.2}Al_{0.8}As - In_{0.2}Ga_{0.8}As - In_{0.2}Al_{0.8}As$ ». В этой структуре всплеск дрейфовой скорости по форме и амплитуде слабо отличается от всплеска дрейфовой скорости в прямой pHEMT структуре (которая вблизи верхней гетерограницы слоя канала имеет практически треугольную квантовую яму). Этот результат соответствует близким величинам вероятности нахождения электронов в широкозонном материале для этих структур (рисунок 36).

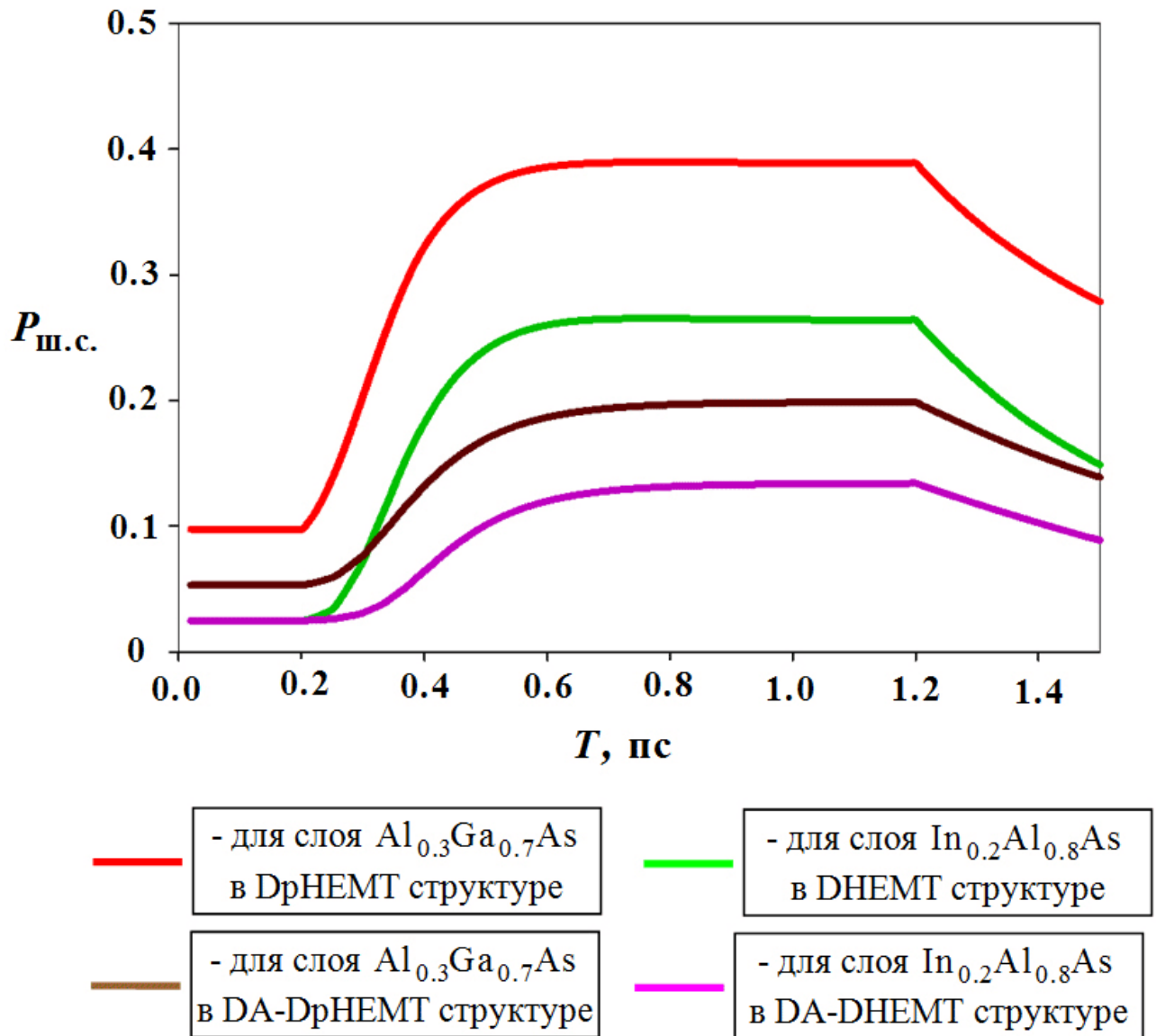


Рис. 36. Вероятности нахождения электронов в широкозонных слоях двойных структур, обрамляющих слой канала.

На рисунке 36 представлены зависимости от времени вероятности нахождения электронов в следующих слоях. В слое  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  DpHEMT структуры (красная кривая), в слое  $In_{0.2}Al_{0.8}As$  DHEMT структуры (зеленая кривая), в слое  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  DA-DpHEMT структуры (коричневая кривая), в слое  $In_{0.2}Al_{0.8}As$  DA-DHEMT структуры (сиреневая кривая).

На рисунке 37 для ряда структур, проанализированных по виду зависимостей  $v_{dr}(t)$ , приведены графики зависимостей статической дрейфовой скорости электронов от напряженности внешнего продольного электрического поля, вычисленные с помощью выражения (33).

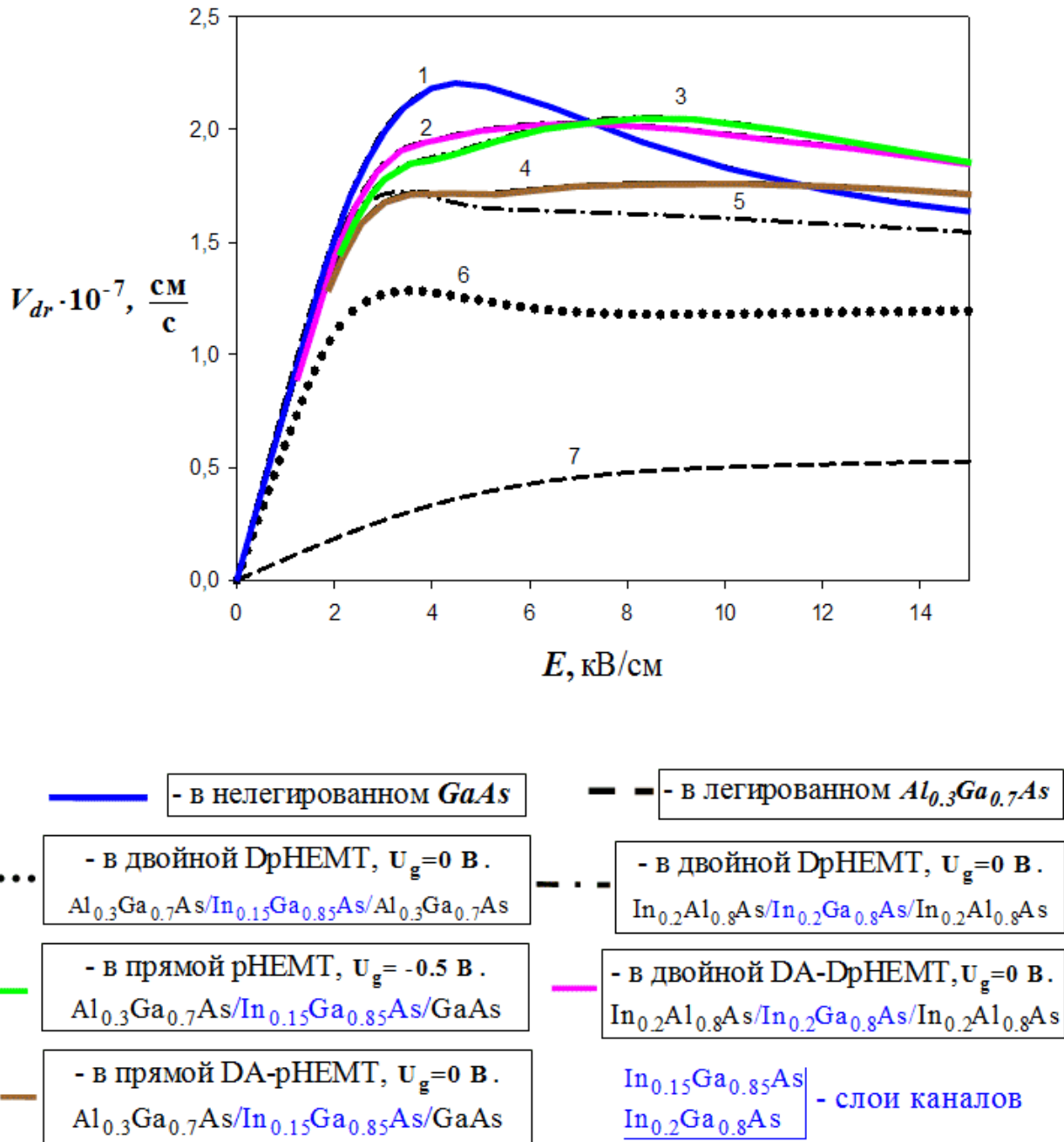


Рис. 37. Зависимости статической дрейфовой скорости электронов от напряжённости внешнего электрического поля.

Сравнивая результаты расчетов, приведенные на рисунках 33, 35 и 37, видим, что как обычно имеет место для материалов со сходными характеристиками, наблюдается достаточно сильная корреляция между всплеском дрейфовой скорости электронов и её статической зависимостью от поля, однако численные отличия для структур различных конструкций могут быть достаточно существенны.

Следует отметить, что несмотря на относительную простоту построенной квантово – гидродинамической модели, результаты показавшие увеличение дрей-

фовой скорости в DA-pHEMT структурах неплохо коррелируют с данными непосредственных измерений [123], в которых отмечался рост дрейфовой скорости электронов в DA-DpHEMT на 20 – 30 % по сравнению с DpHEMT.

В то же время, как неоднократно отмечалось в [54, 56, 57], средняя скорость электронов под субмикронным затвором транзистора во многом определяется не только амплитудой всплеска, но и его длительностью, которая в DA-DpHEMT структурах с локализуемыми  $\text{pin}$  – потенциальными барьерами почти вдвое больше, чем в обычных донорных DpHEMT структурах с двухсторонним  $\delta$  - легированием. Поэтому оценка роста средней дрейфовой скорости электронов под затвором транзистора на DA-DpHEMT структурах по проведенным расчётам оказывается ближе к результатам работы [128] где увеличение средней дрейфовой скорости электронов оценивалось в 1.4 – 1.6 раза, что ещё раз демонстрирует важность анализа именно нелокального разогрева электронов для таких приборов.

Как отмечалось выше, по величине всплеска дрейфовой скорости обращённая гетероструктура в составе конструкции «металл –  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  –  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ » показала себя намного хуже, чем соответствующая ей прямая pHEMT структура.

В то же время, для транзистора на основе обращенной структуры с  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$  слоями, обрамляющими слой  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  канала, результаты иные - благодаря большему перепаду дна зоны проводимости на границах слоя канала, обращенная структура по характеристикам становится близка к прямой pHEMT структуре (рисунок 38).



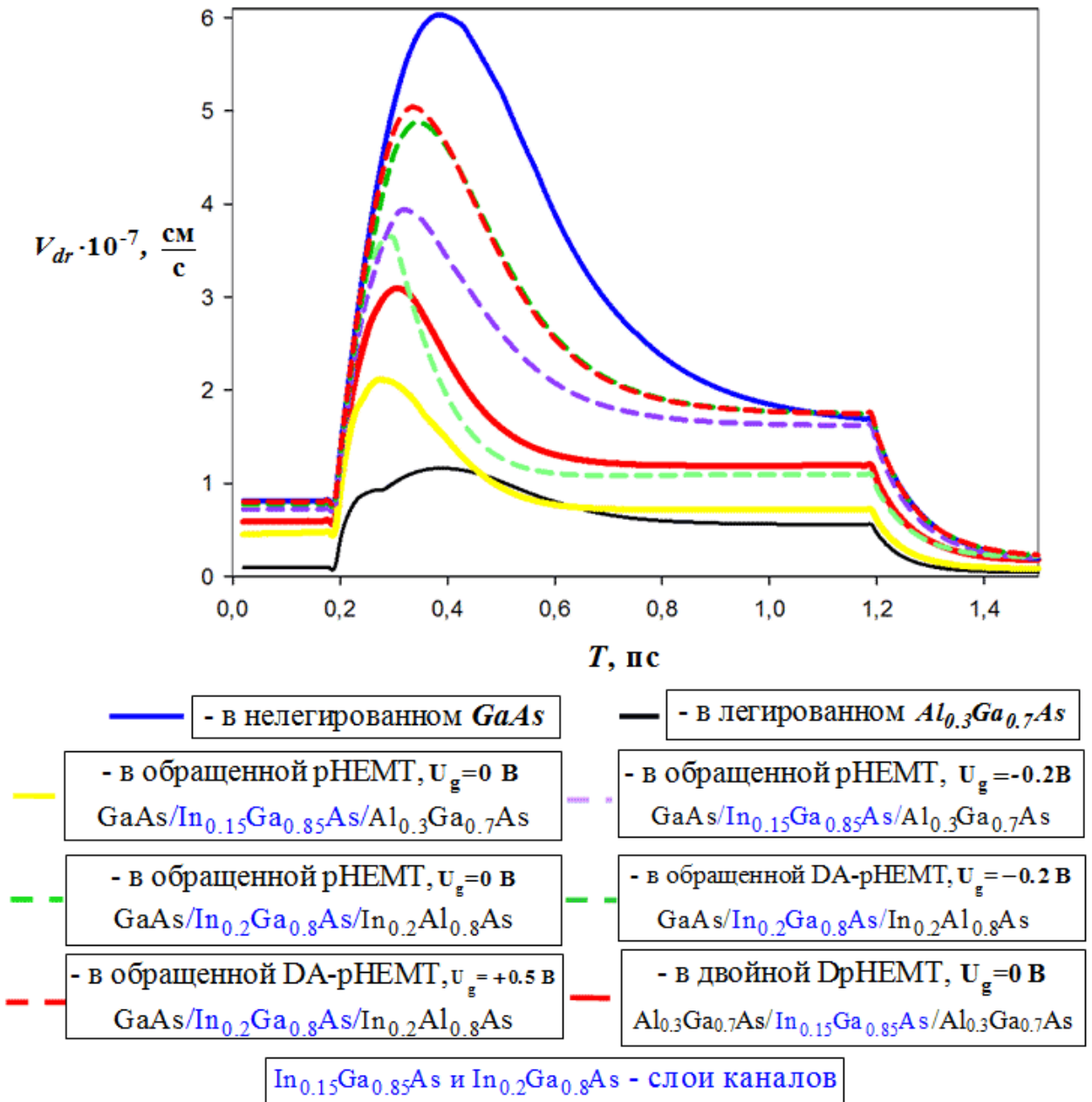


Рис. 38. Рассчитанные зависимости всплеска дрейфовой скорости электронов в обращенных структурах «канал  $In_{0.15}Ga_{0.85}As - Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ ». Для сравнения приведены результаты для НЕМТ структур «канал  $In_{0.2}Ga_{0.8}As - In_{0.2}Al_{0.8}As$ » и для DA-НЕМТ структур «канал  $In_{0.2}Ga_{0.8}As - In_{0.2}Al_{0.8}As$ ».

На рисунке 38 представлены зависимости от времени дрейфовой скорости в следующих образцах. Для обращенных структур вида « $In_{0.15}Ga_{0.85}As - Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ » при  $U_g = -0.2$  В - сиреневая штрих-линия, для обращенных структур « $In_{0.15}Ga_{0.85}As - Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ » при  $U_g = 0$  В - желтая линия, для обращенных НЕМТ структур « $In_{0.2}Ga_{0.8}As - In_{0.2}Al_{0.8}As$ » при  $U_g = 0$  В - салатная штрих-линия, для DA-НЕМТ

структур « $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ » при  $U_g = -0.2$  В - зеленая штрих-линия, при  $U_g = 0.5$  В красная штрих-линия.

Для сравнения обращенных структур с другими конструкциями гетеро-структур, на рис. 38 приведены зависимости всплеска дрейфовой скорости от времени в нелегированном GaAs (синяя линия), в легированном  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  (черная кривая) и в DpHEMT структуре с  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  каналом (красная линия).

Из-за большего разрыва дна зоны проводимости на границах слоя канала, в обращенной структуре с затвором «металл -  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  канал -  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ » всплеск дрейфовой скорости электронов довольно велик, но имеет меньшую длительность по сравнению с двойной DpHEMT гетероструктурой. Такое поведение зависимости  $V_{dr}(t)$ , скорее всего, связано с сужением квантовой ямы при увеличении обратного смещения на затворе. Это сужение дает подъем собственных уровней в зоне проводимости обращенной структуры, что приводит к сильному поперечному переносу электронов из слоя канала в расположенный ниже более широкозонный слой  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . В обращенной гетероструктуре с дополнительным локализирующим *pin* – потенциальным барьером, расположенным под слоем канала, поперечный пространственный перенос электронов из канала в сторону подложки подавлен. В результате этого в широкозонном слое  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  оказывается менее 30% электронов, а всплеск дрейфовой скорости оказывается близок по величине к всплеску дрейфовой скорости в DA-DpHEMT структуре с двумя локализирующими *pin* – потенциальными барьерами.

Еще более эффективным оказывается введение *pin* – потенциального барьера со стороны подложки в обращенной структуре с другим типом широкозонного слоя -  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ . При наличии затвора в структурах этого типа «металл- $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  канал -  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ », в широкозонный  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$  из канала переходит менее 15 % электронов, что хорошо согласуется с результатами расчета вероятности нахождения электронов в широкозонных слоях, приведенных на

рисунке 39, а величина всплеска оказывается практически такой же, как и в DA-DrHEMT структуре с двумя локализирующими  $pin$  – потенциальными барьерами.

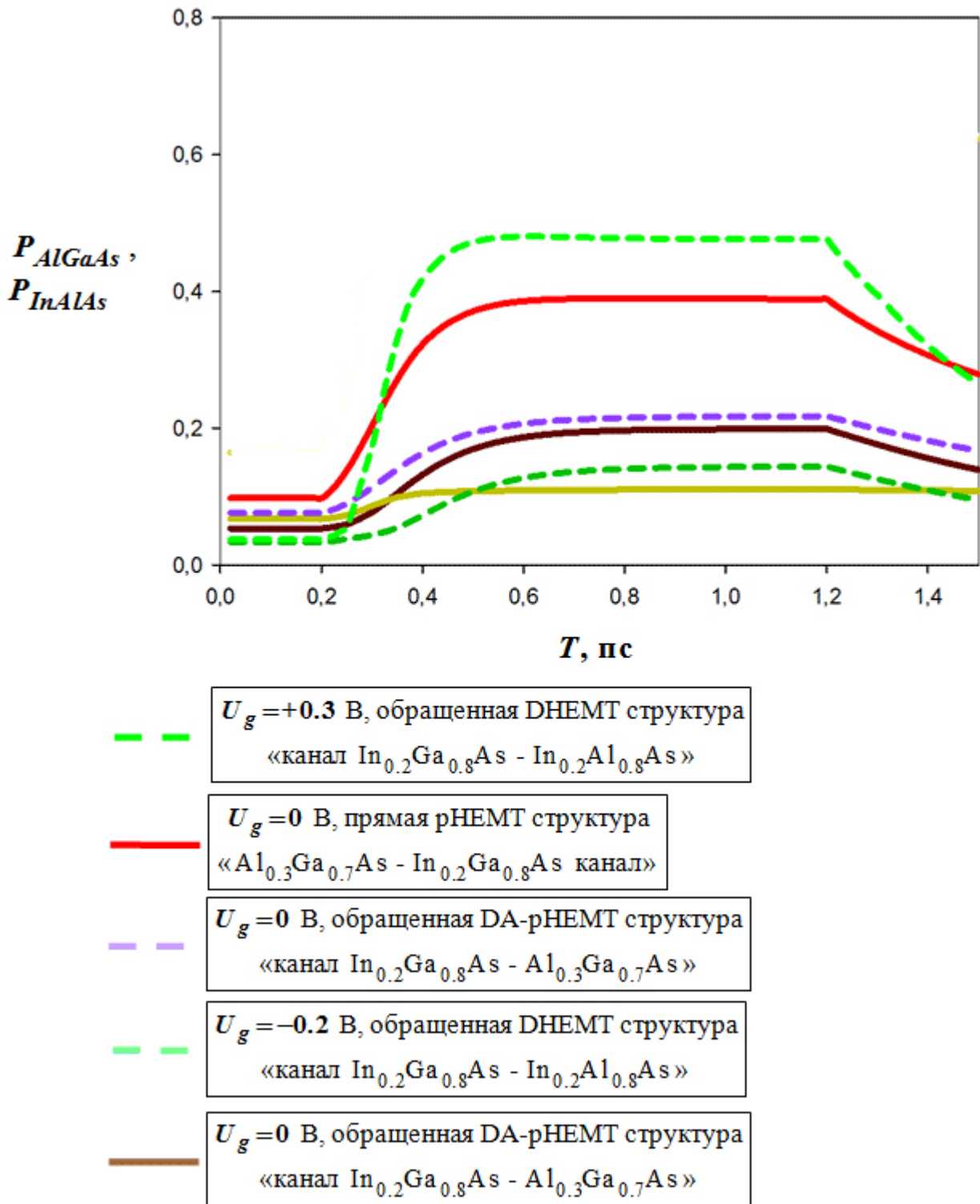


Рис. 39. Вероятности нахождения электронов в широкозонных слоях.

На рисунке 39 приведены следующие вероятности нахождения электронов в широкозонных слоях гетероструктур: в слое  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  прямой pHEMT струк-

туры (красная линия), в слое  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  обращенной DA-pHEMT структуры (сиреневая линия), в слое  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$  обращенной DHEMT структуры при  $U_g = 0.3$  В (салатовая линия), в слое  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$  обращенной DA-DHEMT структуры при  $U_g = -0.2$  В (зеленая линия), в слое  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  DA-pHEMT структуры (коричневая линия).

Из результатов, представленных на рис. 39 видно, что включение в обращенные гетероструктуры дополнительного локализирующего *pin*-барьера ниже слоя канала и дополнительно к этому, вставки широкозонного слоя арсенида алюминия, контактирующего с верхней поверхностью слоя канала, сохраняют такие полезные особенности, как увеличение крутизны транзистора за счет приближения канала к затвору [75, 92, 93] и улучшение линейности передаточной характеристики при достаточно высоких напряжениях на затворе.

Для таких обращенных структур характерны следующие эффекты:

- сужение квантовой ямы при повышении обратного смещения на затворе,
- большая разность между величинами энергий дна соседних квантово-размерных подзон (в разы превышающая энергию оптического фонона),
- всплеск дрейфовой скорости электронов, близкий к величинам, характерным для прямых DA-pHEMT гетероструктур.

Отметим важный фактор, ограничивающий возможность применения обращенных структур, в которых InGaAs канал контактирует с широкозонным слоем AlAs в составе мощных СВЧ транзисторов. При контакте слоев AlAs и InGaAs в слое InGaAs из-за рассогласования кристаллических решеток происходит генерация большого количества дефектов, приводящих к существенному уменьшению подвижности электронов в канале. Генерацию дефектов в канале можно существенно ослабить - вместо слоя AlAs использовать набор с «цифровым» составом: AlAs//GaAs, в котором толщины слоев составляют 1 – 3 монослоя.

Совокупность результатов, полученных для зависимостей всплеска дрейфовой скорости от времени даёт возможность провести выбор лучших вариантов гетероструктур и на их основе впервые разработать такие полевые СВЧ транзисто-

ры, в которых увеличенные дрейфовые скорости электронов получаются в результате формирования в структурах глубоких квантовых ям с сильным размерным квантованием.

В работе [20] отмечалось, что в части быстродействия, СВЧ характеристики DA-pHEMT транзисторов могут быть близки к характеристикам наиболее быстрых полевых транзисторов - полевых транзисторов на основе метаморфных (mHEMT) гетероструктур с подложками из фосфида индия. Этот вывод в определенной мере подтверждается результатами расчётов всплеска дрейфовой скорости, проведенными в рамках разработанной модели (рис. 40).

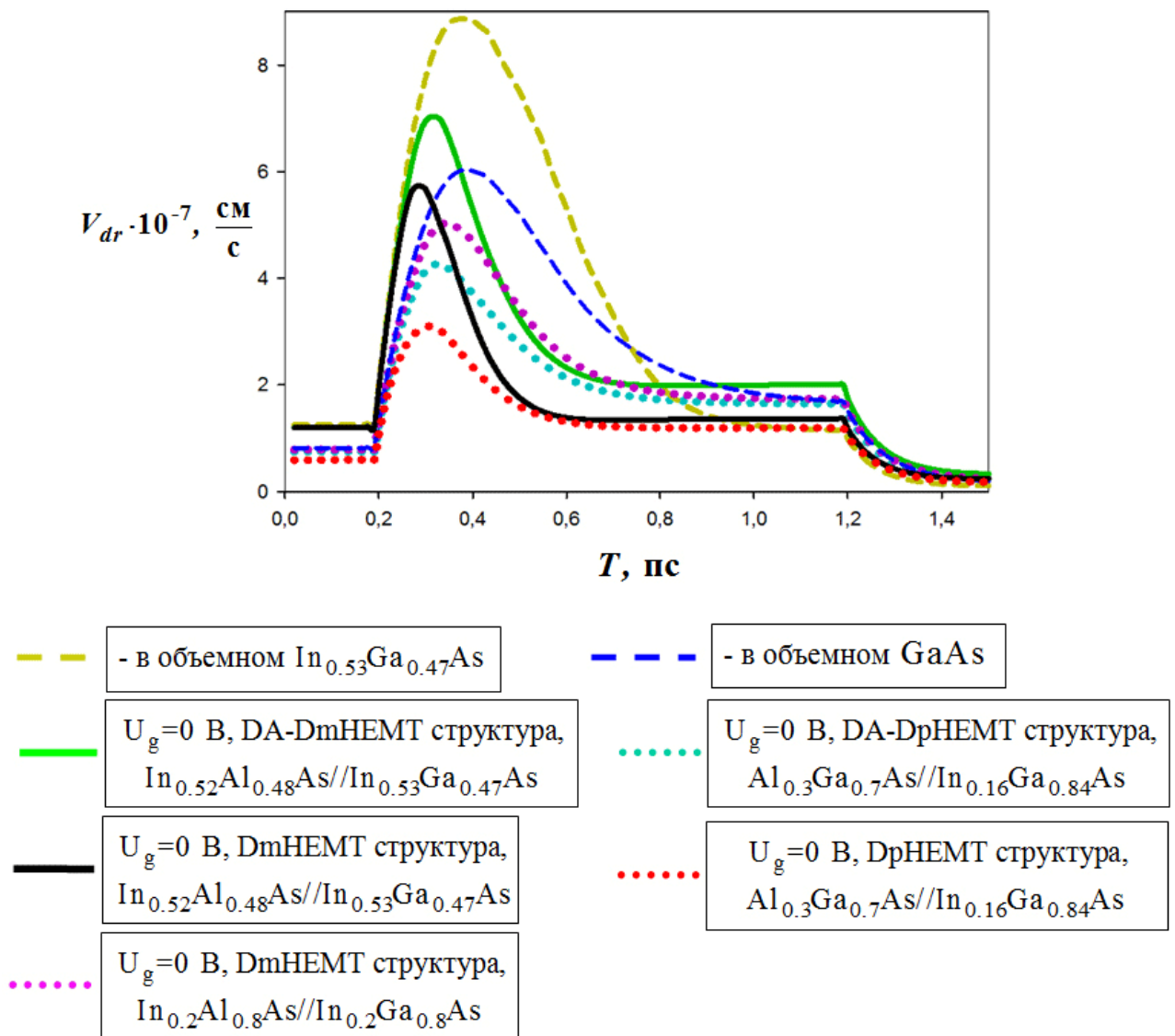


Рис. 40. Рассчитанные зависимости всплеска дрейфовой скорости электронов в метаморфных mHEMT-структурах в сравнении с другими структурами.

На рисунке 40 приведены зависимости дрейфовой скорости электронов от времени для DmHEMT структуры с гетеропереходами  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As} - \text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  и двусторонним легированием донорами слоев, расположенных выше и ниже обрамляющих  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  канал слоев спейсеров. Эти зависимости получены аналогично - в результате включения прямоугольного импульса сильного внешнего продольного поля. Приведенные на рисунке 40 результаты расчетов показывают, что из – за заметно отличающихся характеристик полупроводников, использованных в составе слоя канала, всплеск дрейфовой скорости в mHEMT структурах с  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  каналом заметно больше, чем в pHEMT структурах с  $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$  каналом, где существенно выше содержание GaAs.

При сравнении между собой двойных структур с селективным легированием на основе гетеропереходов « $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As} - \text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ » и « $\text{GaAs} - \text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ » видно, что рассчитанная величина средней дрейфовой скорости в первой структуре почти в 2 раза выше, чем во второй структуре.

Важно, что всплеск дрейфовой скорости в DmHEMT структуре « $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As} - \text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As} - \text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ » при  $U_g = 0$  В, хотя и почти в полтора раза больше по амплитуде, чем в структуре DA-DpHEMT транзистора при  $U_g = 0$  В, но он слабее растянут во времени. Следовательно, можно ожидать, что усредненные по времени величины  $\langle V_{dr}(t) \rangle_t$  под затвором приборов на основе таких структур будут отличаться не более чем на 20 %. С учётом того, что DA-DpHEMT транзисторы могут быть изготовлены при достаточно высоком содержании индия в слое канала, величины  $\langle V_{dr}(t) \rangle_t$  могут оказаться практически одинаковыми. Необходимо отметить, что в транзисторах на основе DA – структур с гетеропереходами  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ , величины  $\langle V_{dr}(t) \rangle_t$  могут оказаться даже выше. В свою очередь, (как и следует ожидать с учетом результатов на рисунке 40) применение pin – локализирующих барьеров в составе DmHEMT структур на основе гетеропереходов « $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As} - \text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ » должно приводить к росту  $\langle V_{dr}(t) \rangle_t$  примерно в полтора раза по отношению к обычным DmHEMT структурам.

**Сводка результатов расчета для максимальной амплитуды всплеска дрейфовой скорости электронов.**

Для удобства сравнения результатов, приведенных на рисунках (32 – 37, 36, 39, 40) и выбора лучшего варианта конструкций гетероструктур для мощных СВЧ полевых транзисторов, максимальные амплитуды всплеска дрейфовой скорости сведены в таблицу 8.

Таблица 8. Максимальные амплитуды всплеска  $(V_{dr}(t))_{max}$ .

№	Тип структуры, слоя, полупроводника	Название структуры	$U_g$ , [В]	$(V_{dr})_{max} \cdot 10^{-7}$ [см/с]	Ссылка на № рисунка
1	$n^+ - Al_{0.3}Ga_{0.7}As$	-	-	1.0 – 1.2	64
2	Нелегированный $In_{0.52}Al_{0.48}As$	-	-	2.6 – 2.7	64
3	Нелегированный $GaAs$	-	-	6.0	64
4	Нелегированный $In_{0.53}Ga_{0.47}As$	-	-	8.8	64
5	Двойная псевдоморфная структура $Al_{0.3}Ga_{0.7}As // In_{0.15}Ga_{0.85}As // Al_{0.3}Ga_{0.7}As$	DpHEMT	0	3.1 – 3.2	66
6	Прямая pHEMT структура, $Al_{0.3}Ga_{0.7}As // In_{0.15}Ga_{0.85}As // Al_{0.3}Ga_{0.7}As$	pHEMT	+0.5	3.5	66
7	Прямая DA-DpHEMT структура $Al_{0.3}Ga_{0.7}As // In_{0.15}Ga_{0.85}As // Al_{0.3}Ga_{0.7}As$	DA-DpHEMT	0	4.2 – 4.3	66
8	Двойная DA-DpHEMT структура $Al_{0.3}Ga_{0.7}As // In_{0.15}Ga_{0.85}As // Al_{0.3}Ga_{0.7}As$	DA-DpHEMT	0	4.2 – 4.3	66
9	Прямая pHEMT структура $Al_{0.3}Ga_{0.7}As // In_{0.15}Ga_{0.85}As // Al_{0.3}Ga_{0.7}As$	pHEMT	-0.5	4.8 – 4.9	66
10	Двойная DHEMT структура $In_{0.2}Al_{0.8}As // In_{0.2}Ga_{0.8}As // In_{0.2}Al_{0.8}As$	DHEMT	0	4.1	68
11	Обращенная DA-DHEMT структура $In_{0.2}Al_{0.8}As // In_{0.2}Ga_{0.8}As // In_{0.2}Al_{0.8}As$	DA-DHEMT	+0.5	5.0	68
12	Обращенная псевдоморфная структура $In_{0.15}Ga_{0.85}As$ канал // $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$	pHEMT	0	2.2 – 2.3	68
13	Обращенная структура $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ канал // $In_{0.2}Al_{0.8}As$	pHEMT	0	3.6 – 3.7	68
14	Обращенная псевдоморфная структура $In_{0.15}Ga_{0.85}As // Al_{0.3}Ga_{0.7}As$	pHEMT	-0.2	3.9	68
15	Обращенная DA-pHEMT структура $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ канал // $In_{0.2}Al_{0.8}As$	DA-pHEMT	-0.2	4.8 – 4.9	68
16	Двойная метаморфная структура $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$	DmHEMT	0	5.7 – 5.8	73
17	Двойная метаморфная DA- структура $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$	DA-DmHEMT	0	6.9 – 7.0	73

Из сводки величин максимальной амплитуды всплеска дрейфовой скорости электронов, приведенных в таблице 8, хорошо видно, что разработанные DA-pHEMT и DA-DpHEMT гетероструктуры существенно превосходят традиционные гетероструктуры в исполнениях pHEMT и DpHEMT. Соответствующие результаты для DA-pHEMT и DA-DpHEMT гетероструктур в таблице 8 заключены в синие рамки. Эти варианты гетероструктур перспективны для использования в составе мощных СВЧ транзисторов, предназначенных для работы как в см -, так и в мм - диапазонах длин волн.

Как показали результаты расчетов [135, 100, 166, 167], максимальные амплитуды всплеска дрейфовой скорости выявлены для DmHEMT и DA-DmHEMT метаморфных гетероструктур. Очевидно, что структуры этого типа наиболее оптимальны для использования в мощных СВЧ транзисторах, предназначенных для работы в коротковолновой части мм - диапазона и в субмиллиметровом диапазоне. Однако, для см - и средневолновой части мм - диапазона эти структуры должны быть исключены из состава сравниваемых. Причина этого исключения заключена в следующем. Транзисторы на основе этих гетероструктур не могут обеспечить получение больших удельных величин выходной СВЧ мощности, этому препятствует малая ширина запрещенной зоны в  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  канале и, как следствие, низкие пробивные напряжения  $U_{BSD}$ . Действительно, в соответствии с выражением (1), низкие пробивные напряжения делают невозможным получение больших амплитуд перепада СВЧ напряжения на активном сопротивлении нагрузки, подключенном к выходу транзистора, что и приводит существенному уменьшению удельной величины выходной СВЧ мощности.

Для дальнейшей детализации областей применения DA-pHEMT и DA-DpHEMT гетероструктур необходимо провести сравнение и анализ подзатворных поперечных зонных диаграмм для транзисторов, изготовленных на основе этих структур. При этом важно провести сравнительный анализ зонных диаграмм не только при нулевом напряжении, подаваемом на затвор, но и при обратном и прямом напряжении на затворе. Этот анализ проведен в следующем разделе.



### 1.3.5. Обоснование выбора DA-DpHEMT и DA-pHEMT в качестве базовых структур с InGaAs каналом для мощных СВЧ транзисторов.

Для обоснованного выбора базовых гетероструктур на основе лучших вариантов DA-DpHEMT и DA-pHEMT гетероструктур, необходимо сравнить изменение вида их зонных диаграмм, происходящие при замене нулевого смещения на затворе на обратное или на прямое смещение. Зонные диаграммы рассчитываются с помощью уравнения Пуассона, выражения (48), (51). На рис. 41 показаны эти изменения для DA-DpHEMT гетероструктур [166-168].

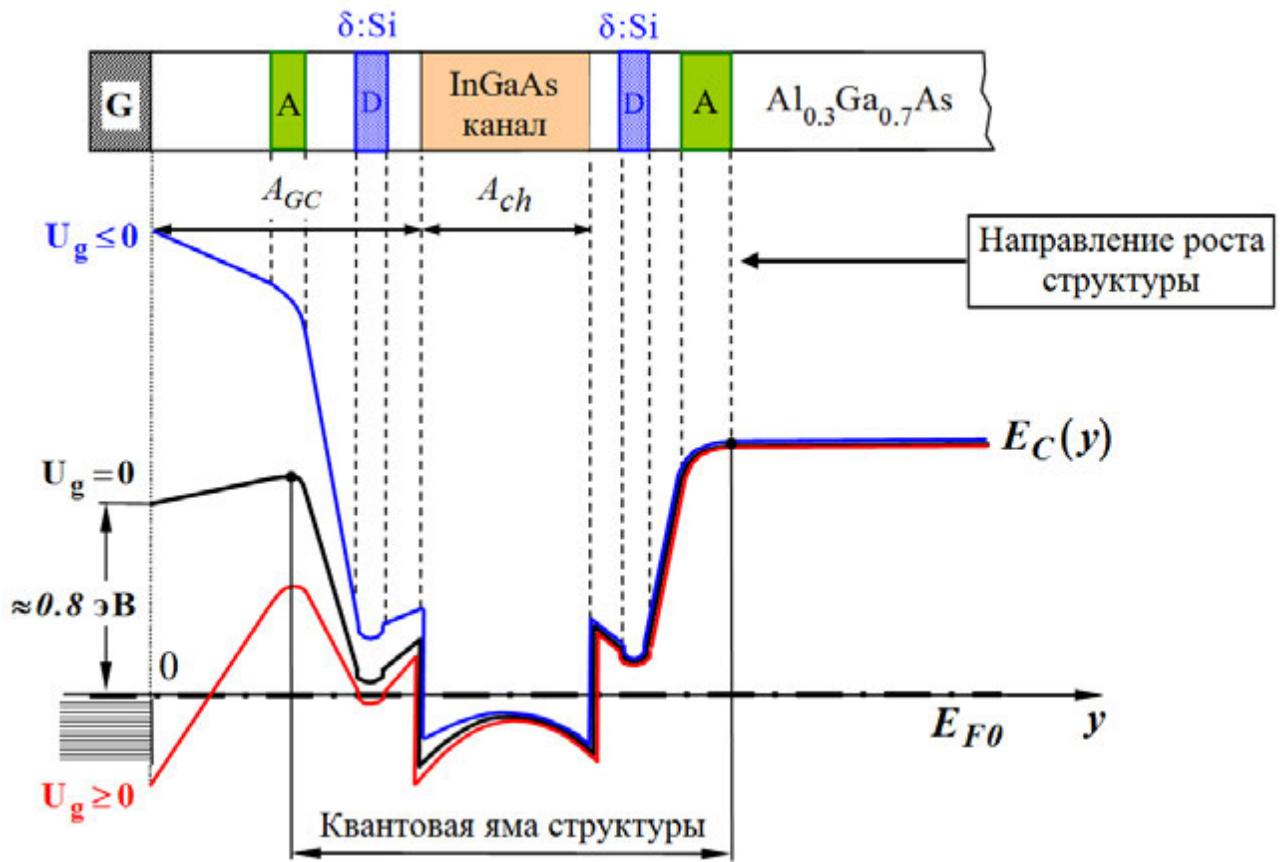


Рис. 41. Изменение вида зонных диаграмм двойных DA-DpHEMT гетероструктур в результате подачи на затвор отрицательного и положительного внешнего напряжения  $U_g$ .

На рис. 41 показано, что при подаче на затвор отрицательного потенциала происходит сужение квантовой ямы структуры, причем это сужение происходит за счет уменьшения наклона стенки верхнего локализирующего pin – барьера и увеличения его высоты (синяя линия). Из вида выражения (27) учитывающего квантовый характер формы поперечного распределения концентрации электронов

$n(x)$  и вид квадратов модулей волновых функций  $|\psi_i(x)|^2$  в DA-DpHEMT гетероструктурах, после замены вида  $x \rightarrow y$  можно заметить, что при квантовом описании зависимостей  $n(y)$  и  $E_C(y)$  обеднение и обогащение канала электронами характеризуется крутизной транзистора, зависящей от толщины  $(A_{GC} + 0.5A_{ch})$ , где величина  $0.5A_{ch}$  соответствует максимуму поперечного распределения  $n(y)$ , получаемого в результате квантового описания гетероструктуры.

При подаче на затвор положительного потенциала происходит увеличение наклона стенки верхнего локализирующего  $\text{pin}$  – барьера и уменьшение его высоты (красная линия на рис. 41). Следует отметить, что обогащение канала электронами наблюдается даже при положительных напряжениях на затворе, значительно превышающих 0.8 эВ – характерную высоту барьера затворного контакта металл – полупроводник в традиционных DpHEMT транзисторах.

Измерения  $I_G = I(U_{GS})$ -диодных ВАХ DA-DpHEMT транзисторов, показали, что при достаточно толстом подзатворном слое отпирание структуры при прямом смещении на затворе начинается при  $U_G = 1.5 \div 2$  В.

Несмотря на все преимущества, можно отметить две особенности транзисторов на основе прямых двойных DA-DpHEMT гетероструктур:

- уменьшение крутизны при больших обратных смещениях,
- невозможность получения экстремально больших величин крутизны из-за большой суммарной толщины подзатворных слоев над слоем канала.

Первый недостаток устраняется просто: при легировании структуры обеспечивается равенство поверхностных концентраций нижних доноров  $N_{D1}$  и акцепторов  $N_{A1}$ , тем самым нижний локализирующий  $\text{pin}$  – барьер сохраняется, но гетероструктура по виду зонной диаграммы в слое канала становится прямой. Для транзисторов, работающих в условиях обеспечения отсечки канала например, в «С» - режиме усиления, рекомендуется обеспечение небольшой избыточности легирования нижними акцепторами по отношению к нижним донорам:  $N_{A1} \geq N_{D1}$ . При этом за счет достаточно высокой поверхностной концентрации верхних доноров  $N_{D2}$  по отношению к поверхностной концентрации верхних акцепторов

$N_{A2}$ , в гетероструктуре обеспечивается общая избыточность легирования донорами:  $(N_{D2} + N_{D1} \mp N_S - N_{A2} - N_{A1}) \geq 0$ . Здесь  $N_S$  - плотность поверхностных состояний затворного контакта «металл – полупроводник»,  $\mp$  - знак заряда этих поверхностных состояний. На рис. 42 показаны зонные диаграммы для прямых DA-DpHEMT гетероструктур, «G» - металлизация затвора.

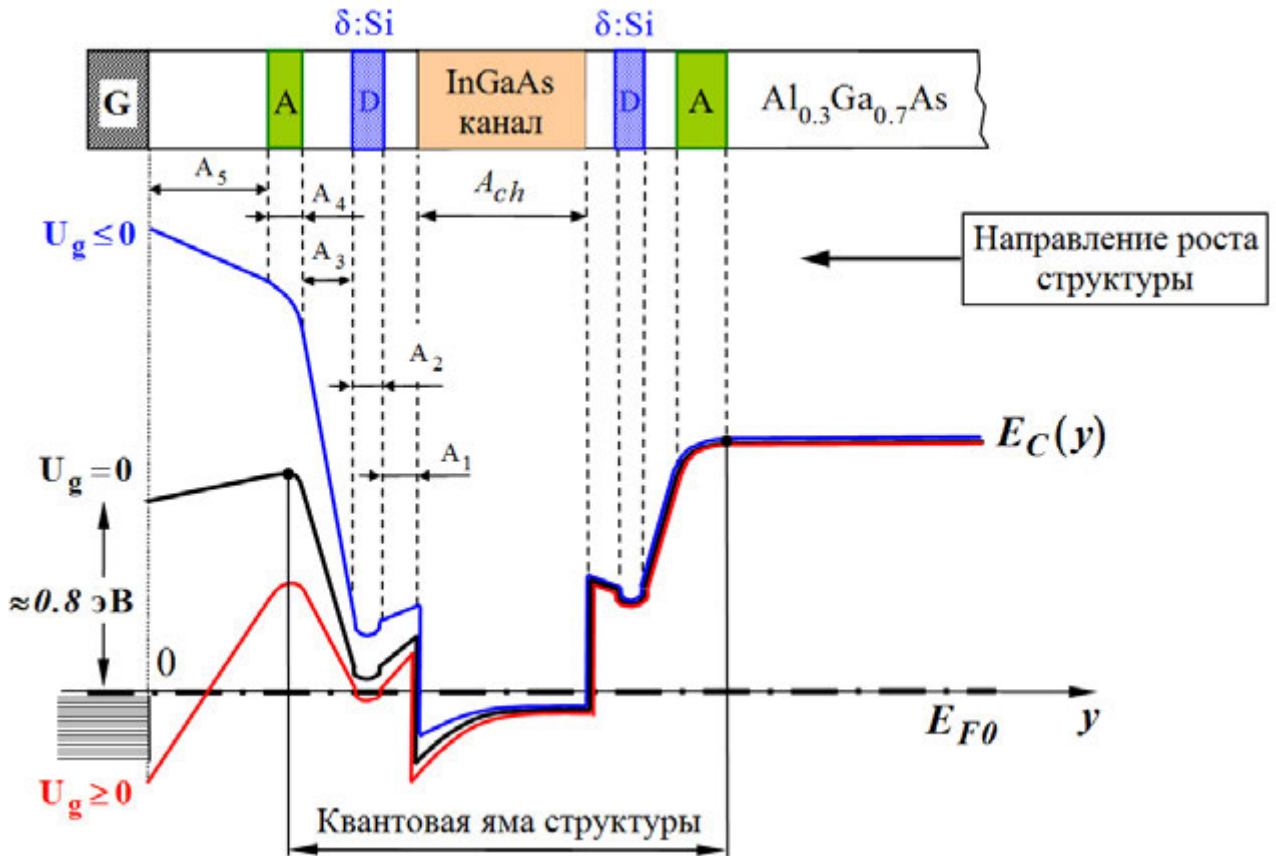


Рис. 42. Зонные диаграммы для прямых DA-DpHEMT гетероструктур.

Второй недостаток прямых DA-DpHEMT гетероструктур можно устранить, уменьшив толщину подзатворного слоя и слоя верхних акцепторов, увеличивая при этом крутизну транзистора за счет минимизации величины  $A_{GC}$  (рис. 41).

Существенно увеличить крутизну можно в обращенных DA-pHEMT структурах «Затвор/ $Al_{0.35}Ga_{0.65}As/AlAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As/GaAs$  канал/ $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ » [87].

Расчеты характеристик таких структур показали разность энергий нижних размерно-квантовых подзон 158 мэВ (энергия оптического фона  $\approx 35$  мэВ) и большую скорость изменения поверхностной плотности электронов при изменении напряжения на затворе:  $(2.5 \div 4.5)10^{12}$  см<sup>-2</sup>/В. Однако, важно учитывать, что

введение слоя AlAs между слоями  $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$  дает заметное рассогласование кристаллических решеток, приводящее к возникновению в структуре больших напряжений. Устранение нежелательных эффектов от рассогласования кристаллических решеток достижимо в потенциально возможной альтернативе таким обращенным DA-pHEMT структурам. Это обращенные DA-pHEMT структуры с исключенным из верхнего локализирующего барьера слоем AlAs, в которых формирование верхнего локализирующего барьера проводится с помощью набора слоев AlAs/GaAs с «цифровым» составом по алюминию (рис. 43) [302-304].

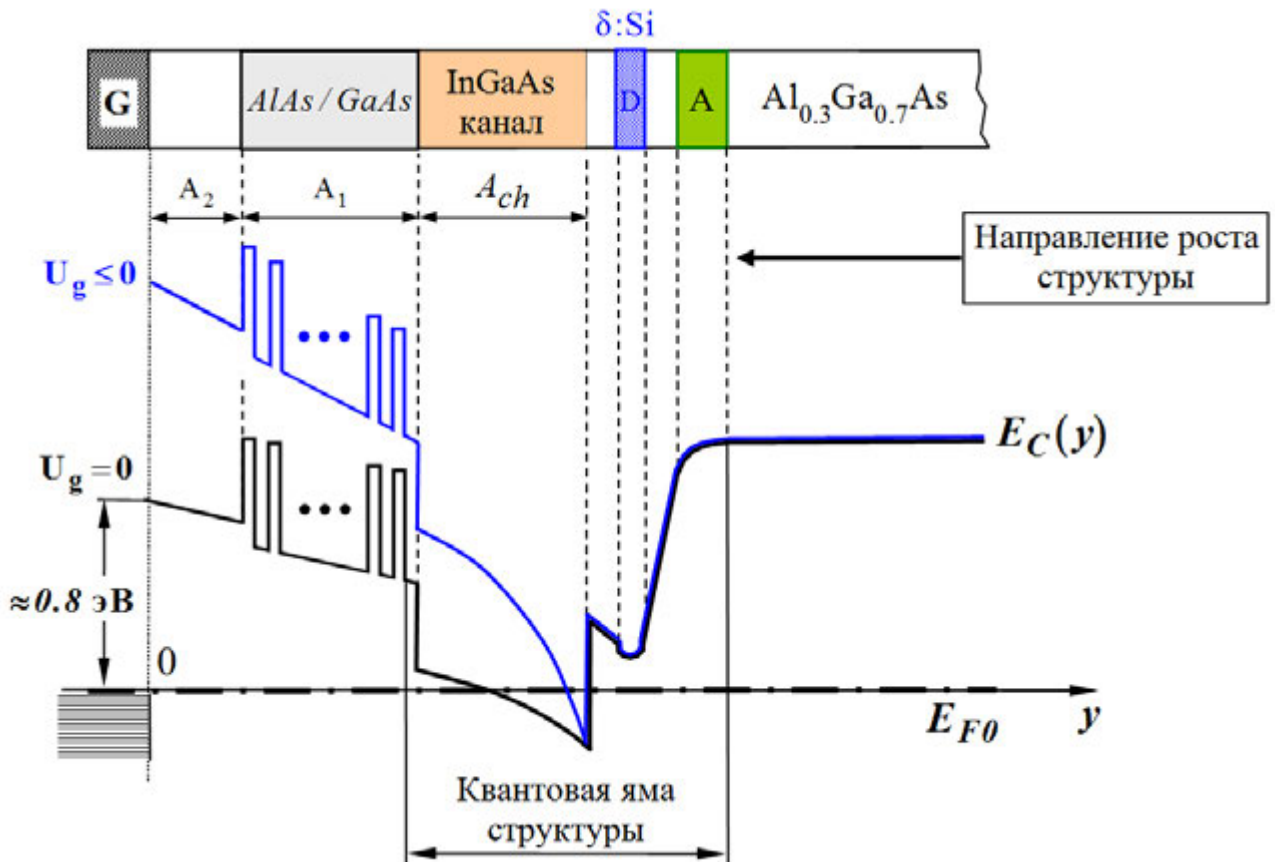


Рис. 43. Зонные диаграммы для обращенных DA-pHEMT гетероструктур с цифровым составом слоя верхнего локализирующего барьера.

Отсутствие в структуре, показанной на рис. 43, верхнего донорного слоя устраняет проблему образования DX – центров в слоях AlAs. В нижней части структуры (под слоем канала) отсутствуют слои с повышенным содержанием алюминия, поэтому проблема образования DX – центров в обращенной гетероструктуре, показанной на рис. 43, решается полностью.

Однако в такой обращенной структуре сохраняется их основной недостаток: эффект усиленной миграции донорной примеси в направлении роста структуры, то есть в процессе роста структуры происходит усиленная миграция доноров в слой нижнего спейсера и в слой канала. Естественно, этот эффект приведет к усилению рассеяния электронов на потенциале доноров и, как следствие, к уменьшению их дрейфовой скорости и выходной СВЧ мощности. При этом важно, что транзисторы на основе таких обращенных структур перспективны для усиления малых СВЧ сигналов в каскадах предварительного усиления.

### **Сравнение характерных толщин верхних барьерных слоев для прямых DA-DpHEMT и обращенных DA-pHEMT гетероструктур.**

#### 1. Прямые DA-DpHEMT гетероструктуры.

С учетом рисунка 42 видно, что при характерных минимальных толщинах слоев следует, что величина  $A_{GC} = \sum_1^5 A_i \cong 2.5 + 2.5 + 8 + 4 + 4 = 21$  нм. При толщине канала и  $A_{ch}$  равной 10 нм, сумма  $(A_{GC} + 0.5A_{ch}) = 26$  нм и эта сумма примерно определяет крутизну транзистора на основе прямой DA-DpHEMT гетероструктуры.

#### 2. Обращенные DA-pHEMT гетероструктуры.

С учетом рисунка 43 видно, что величина  $A_{GC} = \sum_1^2 A_i \cong 3 + 4 = 7$  нм, но на крутизну транзистора на основе обращенной DA-pHEMT гетероструктуры помимо величины  $A_{GC}$ , также влияет и толщина слоя канала, т.е. крутизна такого транзистора примерно определяется суммой толщин  $(A_{GC} + 0.5A_{ch}) = 12$  нм. Эта величина получается при задании такой же толщины слоя канала  $A_{ch}$ , равной 10 нм.

При оценке толщины  $(A_{GC} + 0.5A_{ch})$  необходимо учитывать уменьшение толщины подзатворного слоя, связанное с удалением собственного окисла.

Отсюда следует, что бóльшая величина максимальной крутизны мощного полевого СВЧ транзистора может быть достигнута при использовании в его конструкции обращенных DA-pHEMT гетероструктур с цифровым по Al составом AlAs/GaAs слоя, в котором формируется верхний потенциальный барьер, локализуя горячие электроны в слое канала. Отметим, что эффект миграции донор-

ной примеси в направлении роста структуры остается серьезной проблемой обращенных DA-pHEMT структур, особенно при высоких концентрациях донорной примеси, но обращенные DA-pHEMT структуры перспективны для транзистора в каскаде предварительного усиления, от которого требуется большой коэффициент усиления и не требуется максимально большая выходная мощность.

Исходя из требования обеспечения максимального быстродействия транзистора, для прямых и обращенных структур избыточность легирования донорами  $(N_{D2} + N_{D1} \mp N_S - N_{A2} - N_{A1}) \geq 0$  должна выбираться по возможности максимальной.

### **Выводы по разделу 1.3.**

#### **1. DA-pHEMT транзисторы с максимальным коэффициентом усиления.**

В СВЧ транзисторах, которые должны иметь максимально возможный коэффициент усиления, например, предназначенных для предварительного усиления очень слабых входных СВЧ мощностей, оптимальным представляется использование обращенных DA-pHEMT гетероструктур (рис. 43) с максимальной крутизной при минимально возможной (с учетом удаления собственного окисла!) суммарной толщиной слоев  $(A_1 + A_2)$  между основанием затвора и слоем канала. При выращивании таких обращенных структур для уменьшения миграции донорной примеси в направлении роста структуры необходимо принятие специальных мер, подавляющих эту миграцию. В качестве такой меры может быть предложено использование нижнего спейсера с цифровым составом по алюминию в виде набора, содержащего монослой AlAs и GaAs.

#### **2. DA-DpHEMT транзисторы с линейным усилением СВЧ мощности.**

Очевидно, что для усиления очень слабых входных СВЧ мощностей рабочую точку согласованного DA-DpHEMT транзистора в схеме усилителя всегда можно выбрать на участке квадратичного роста зависимости  $I_D(U_G)$  переходной ВАХ. При этом из-за малости входной мощности линейная зависимость выходной мощности от входной мощности при постоянном коэффициенте усиления обеспечивается автоматически. Отдельную задачу представляет обеспечение линейности усиления при достаточно больших величинах входной СВЧ мощности.

При типичных зависимостях  $I_D(U_G)$  для DA-DpHEMT транзисторов и при выполнении приблизительного неравенства  $\Delta U_{GS} \leq 0.5(U_P - U_0)$ , где  $U_P$  и  $U_0$  - напряжение насыщения и напряжение отсечки переходной ВАХ, согласно расчетам ожидается, что усиление СВЧ мощности в «А» - режиме будет происходить практически линейно в диапазоне входных мощностей  $P_{in} = 0 \div 70$  мВт. Отсюда следует, что при входной СВЧ мощности  $P_{in} = 0 \div 70$  мВт для линейного «А» - режима усиления можно применять СВЧ DA-DpHEMT транзисторы на основе соответствующих гетероструктур с высокой избыточностью легирования донорами. В составе транзисторов оптимально использование как прямых DA-DpHEMT гетероструктур (рис. 42), так и обращенных DA-pHEMT гетероструктур (рис. 43) с подавленной миграцией примеси доноров в направлении роста структуры.

### **3. DA-DpHEMT транзисторы для усиления СВЧ мощности при нулевом потенциале затвора [168, 170].**

Для усиления входной СВЧ мощности при нулевом потенциале, подаваемом на затвор транзистора в рабочей точке, лучшим вариантом представляется выбор транзистора на основе прямой DA-DpHEMT гетероструктуры.

Для обеспечения сдвига  $U_P$  - напряжения на затворе, являющегося напряжением насыщения переходной ВАХ, в диапазон величин 1.5 – 2.5 В, в DA-DpHEMT гетероструктуре необходимо обеспечить увеличенную толщину подзатворного слоя. При увеличенной толщине подзатворного слоя конечно, будет наблюдаться соответствующее некоторое уменьшение крутизны транзистора. Однако, согласно проведенным в подразделе 2.3.5 расчетам ВАХ, именно за счет увеличенной толщины подзатворного слоя обеспечивается возможность усиления входной СВЧ мощности в относительно широком диапазоне изменения входной СВЧ мощности  $P_{in} = 0 \div 70$  мВт при нулевом потенциале, подаваемом в рабочей точке на затвор транзистора. Также при изложении результатов измерения характеристик тест - транзисторов показано, что при достаточно большой толщине подзатворного слоя ( $\sim 18 \div 20$  нм) и при нулевом потенциале на затворе возможно получение максимального стабильного коэффициента усиления СВЧ мощности (MSG) превышающего 10 дБ.

### ***Заключение по главе 1.***

Исследование особенностей дрейфового переноса электронов в транзисторах на основе НЕМТ гетероструктур, сопровождаемого сильным полевым разогревом электронов, позволило предложить новые конструкции транзисторных гетероструктур, отличающиеся наличием дополнительных потенциальных барьеров, усиливающих локализацию электронов в слое канала. Этим потенциальным барьерам было присвоено название «локализирующие потенциальные барьеры». Локализирующие потенциальные барьеры формируются с помощью встроенных  $\text{pin}$  – структур, но в обращенных гетероструктурах верхний локализирующий барьер может быть построен на основе набора гетеропереходов  $\text{AlAs/GaAs}$  с цифровым составом по  $\text{Al}$ . В зависимости от условий усиления входной СВЧ мощности, в составе транзисторов могут быть использованы следующие варианты новых конструкций гетероструктур с локализирующими потенциальными барьерами:

1. Прямая DA-pHEMT гетероструктура с локализирующими верхним и нижним  $\text{pin}$  - барьерами,
2. Обращенная DA-pHEMT гетероструктура с локализирующими нижним  $\text{pin}$  - барьером и с верхним барьером на основе набора слоев  $\text{AlAs/GaAs}$ ,
3. Двойная DA-DpHEMT гетероструктура с локализирующими верхним и нижним  $\text{pin}$  - барьерами.

Для моделирования DA-pHEMT и DA-DpHEMT гетероструктур была разработана квантово - гидродинамическая модель полевого разогрева электронов в квазидвумерной квантовой яме DA-DpHEMT структур. Модель позволяет рассчитать зависимость всплеска дрейфовой скорости от времени и найти оптимальные по составу, толщинам и профилю легирования слоев конструкции гетероструктур. Расчеты подтвердили перспективность предложенных новых типов гетероструктур и показали, что оптимальные DA-pHEMT и DA-DpHEMT гетероструктуры отличаются усиленной локализацией горячих электронов в канале, ослаблением упругого и неупругого рассеяния электронов, что позволяет до полутора раз увеличить максимальную величину всплеска дрейфовой скорости электронов по сравнению с аналогичными pHEMT и DpHEMT структурами.



## **Глава 2. Мощные полевые СВЧ DA-DpHEMT транзисторы для см - и мм - диапазонов длин волн.**

### **2.1. Основные направления улучшения характеристик DA-DpHEMT транзисторов.**

Учитывая результаты, приведенные в главе 1, можно выделить два основных направления улучшения характеристик DA-DpHEMT транзисторов, использованных в работе. Они связаны с разработкой улучшенных конструкций гетероструктуры и транзистора. Первое направление связано с разработкой улучшенной конструкции DA-DpHEMT гетероструктуры, второе направление связано с разработкой улучшенной конструкции и технологии DA-DpHEMT транзистора.

Для использования в составе транзисторов были выращены экспериментальные образцы гетероструктур по двум различным вариантам конструкций. Выращивание гетероструктур было проведено в ИФП имени А.В. Ржанова СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Riber Compact 21.

Первый вариант конструкции DA-DpHEMT гетероструктур [104-105] предназначался для практической проверки эффективности введения в типичную современную DpHEMT гетероструктуру с селективным  $\delta$  :Si - легированием донорами,  $p_{in}$  – потенциальных барьеров, усиливающих локализацию горячих электронов в слое канала. Эти барьеры формировались методом селективного донорно - акцепторного легирования  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  слоев в DpHEMT гетероструктуре с  $In_{0.165}Ga_{0.835}As$  каналом. При этом доноры из каждого  $\delta$  :Si – слоя наполняли свою GaAs матрицу и выполняли двойную функцию - часть электронов, поставляемых донорами верхнего  $\delta$  :Si – слоя, участвовала в формировании локализирующего барьера (заряжала акцепторы и поверхностные состояния затворного контакта металл - полупроводник), другая часть доноров поставляла электроны в слой канала.

Этот вариант гетероструктур может быть успешно использован в составе транзисторов для см - диапазона длин волн.

Второй вариант конструкции DA-DpHEMT гетероструктур [166, 167, 173] был вариант, аналогичный по конструкции, но существенно измененный для усиления размерного квантования в квантовой яме структуры.

Основные изменения, введенные во второй вариант DA-DpHEMT структур:

1. Увеличена высота и крутизна  $\text{pin}$  – потенциальных барьеров, усиливающих локализацию горячих электронов в слое канала, что обеспечивалось за счет увеличения концентрации доноров и акцепторов.

2. Увеличена толщина GaAs матриц, содержащих донорные  $\delta:\text{Si}$  – слои.

3. В  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  слои, окружающие GaAs матрицы с донорными  $\delta:\text{Si}$  – слоями, введены слои AlAs/GaAs с цифровым составом по Al. Эти слои подавляют сегрегацию и диффузию Si из GaAs матриц при выращивании структуры, что позволило уменьшить толщину слоев спейсеров и сглаживающих GaAs слоев.

4. Увеличено содержание индия в слое канала – выращивался  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  слой канала. С помощью этого изменения увеличивалась слабополевая подвижность электронов в слое канала, увеличилась глубина квантовой ямы слоя канала.

5. Уменьшена до 10 нм толщина слоя  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  канала.

В главе 2 приведено описание конструкций, состава слоев и профиля легирования первого и второго вариантов DA-DpHEMT гетероструктур.

Измерения характеристик транзисторов показали, что второй вариант гетероструктур может быть успешно использован в составе транзисторов как для сантиметрового, так и для миллиметрового диапазонов длин волн.

Применительно к конструкциям экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов в главе 2 приведены следующие основные результаты:

- описание разработанных вариантов базовых конструкций DA-DpHEMT гетероструктур и экспериментальных образцов транзисторов на их основе для см и мм диапазонов, результаты измерений их статических и СВЧ параметров,

- описание СВЧ усилителей мощности см диапазона на основе DA-DpHEMT транзисторов и результатов измерения их СВЧ параметров,

- описание усиления и результатов измерения СВЧ параметров при подаче нулевого потенциала затвора в рабочей точке DA-DpHEMT транзисторов,

- результаты расчетов зонной диаграммы, ВАХ и вольт – емкостных характеристик «затвор – канал» в DA-DpHEMT транзисторе с верхним локализирующим  $\text{pin}$  - барьером.

## 2.2. Конструкции и состав слоев DA-DpHEMT гетероструктур.

В таблице 1 приведен типичный состав слоев и профилей легирования для первого варианта DA-DpHEMT гетероструктур [104, 105, 112-115].

Таблица 1. Параметры DA-DpHEMT первого варианта гетероструктур, типичный состав слоев и профиль легирования, CP – сверхрешетка, MC – монослой.

№	Слой структуры для DA-DpHEMT транзисторов см - диапазона.	Уровень легирования, $\text{см}^{-2}$	Толщины слоев, нм
0	Подложка SI-GaAs, $\langle 100 \rangle$ , толщина 620 мкм	-	-
1	GaAs - буфер	-	450
2	Сверхрешетка (CP) $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}$ , 12 периодов	-	5.7/5.3
3	Слой $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$	-	100
4	<b>Нижний акцепторный слой <math>\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As} : \text{Be}</math></b>	<b><math>6.0 \cdot 10^{12}</math></b>	<b>15</b>
5	Барьерный слой $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$	-	5
6	Нижняя стенка нижней GaAs матрицы	-	2 MC
7	Нижний $\delta : \text{Si}$ слой	$(7.7 \div 8.2) \cdot 10^{12}$	-
8	Верхняя стенка нижней GaAs матрицы	-	2 MC
9	Спейсер $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$	-	3
10	Сглаживающий слой GaAs	-	3
11	<b>Слой канала <math>\text{In}_{0.165}\text{Ga}_{0.835}\text{As}</math></b>	-	<b>14</b>
12	Сглаживающий слой GaAs	-	1.5
13	Спейсер $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$	-	3
14	Нижняя стенка верхней GaAs матрицы	-	2 MC
15	Верхний $\delta : \text{Si}$ слой	$(7.0 \div 7.5) \cdot 10^{12}$	-
16	Верхняя стенка верхней GaAs матрицы	-	2 MC
17	Барьерный слой $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$	-	7
18	<b>Верхний акцепторный слой <math>\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As} : \text{Be}</math></b>	<b><math>4.0 \cdot 10^{12}</math></b>	<b>8</b>
19	<b>Подзатворный слой <math>\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}</math></b>	-	<b>6</b>
20	Стоп - слой $\text{Al}_{0.86}\text{Ga}_{0.14}\text{As}$	-	3
21	Контактный слой GaAs	-	27
22	Контактный слой $n^+ - \text{GaAs} : \text{Si}$	$20 \cdot 10^{12}$	52

Таблица 2. Холловские подвижность и концентрация электронов для первого варианта DA-DpHEMT гетероструктуры с параметрами в таблице 9.

Концентрация электронов	$n_s$ (300K)	$4.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$
Подвижность электронов	$\mu$ (300K)	$5300 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
Концентрация электронов	$n_s$ (77K)	$3.83 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$
Подвижность электронов	$\mu$ (77K)	$14300 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$

Параметры слоев № 4÷6 и № 12÷14 в таблице 1, с помощью которых формируются локализирующие барьеры, задавались исходя из результатов расчетов из-

менения высоты локализирующих барьеров при подаваемом на затвор внешнем смещении (раздел 2.3.5 главы 2). Толщина 1 монослоя (МС) равна 0.283 нм.

Таблица 3. Параметры DA-DpHEMT второго варианта гетероструктур [173], типичный состав слоев и профиль легирования, МС – монослой.

№	Слой структуры для DA-DpHEMT транзисторов см - и мм - диапазонов.	Уровень легирования, $\text{см}^{-2}$	Толщины слоев, нм
0	Подложка SI-GaAs, $\langle 100 \rangle$ , толщина 620 мкм	-	-
1	GaAs - буфер	-	450
2	Сверхрешетка (СР) $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{GaAs}$ , 12 периодов	-	5.7/5.3
3	Слой $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$	-	100
4	<b>Нижний акцепторный (А) слой <math>\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As} : \text{Be}</math></b>	<b><math>3.82 \cdot 10^{12}</math></b>	<b>15</b>
5	AlAs	-	3МС
6	GaAs	-	8МС
7	AlAs	-	3МС
8	Нижняя стенка нижней GaAs матрицы	-	3.5МС
9	<b>Нижний <math>\delta</math> : Si слой</b>	<b><math>6 \cdot 10^{12}</math></b>	-
10	Верхняя стенка нижней GaAs матрицы	-	6МС
11	AlAs	-	3МС
12	GaAs	-	6МС
13	AlAs	-	3МС
14	GaAs	-	3МС
15	<b>Слой канала <math>\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}</math></b>	-	<b>10</b>
16	GaAs	-	3МС
17	AlAs	-	2МС
18	GaAs	-	4МС
19	AlAs	-	3МС
20	Нижняя стенка верхней GaAs матрицы	-	3.5МС
21	<b>Верхний <math>\delta</math> : Si слой</b>	<b><math>9.5 \cdot 10^{12}</math></b>	-
22	Верхняя стенка верхней GaAs матрицы	-	6МС
23	AlAs	-	3МС
24	GaAs	-	6МС
25	$\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ - слой	-	3.0
26	GaAs	-	6МС
27	AlAs	-	3МС
28	<b>Верхний акцепторный слой <math>\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As} : \text{Be}</math></b>	<b><math>3.86 \cdot 10^{12}</math></b>	<b>8</b>
29	<b>Подзатворный слой <math>\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}</math></b>	-	<b>25</b>
30	Контактный слой GaAs	-	27
31	Контактный слой $n^+$ - GaAs : Si	$20 \cdot 10^{12}$	52

По результатам измерения Холл – эффекта, в структурах с параметрами из таблицы 1 при  $T = 300\text{K}$  вычисленная величина холловской подвижности электронов составляет  $\mu = 5300 \text{ см}^2/(\text{В} \times \text{с})$  при поверхностной плотности электронов

$n_s = 4.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Учитывая высокую концентрацию доноров в слоях № 6 и № 12, такая величина подвижности очень высока и косвенно подтверждает локализирующее влияние  $\text{pin}$  – барьеров, встроенных в слои № 4 – 6 и в слои № 12 – 14. При такой поверхностной плотности электронов, даже при отсутствии их полевого разогрева, заметное количество электронов может находиться в области спейсеров, но этому препятствуют локализирующие барьеры.

Таблица 4. Холловские подвижность и концентрация электронов для второго варианта DA-DpHEMT гетероструктур с параметрами в таблице 11.

Концентрация электронов	$n_s$ (300K)	$4.73 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$
Подвижность электронов	$\mu$ (300K)	$5780 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
Концентрация электронов	$n_s$ (77K)	$4.81 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$
Подвижность электронов	$\mu$ (77K)	$13540 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$

Результаты, приведенные в таблице 4 показывают, что введенные во втором варианте гетероструктур (таблица 3), изменения позволили при температуре  $T=300 \text{ К}$  увеличить холловскую подвижность электронов от величины  $\mu=5300 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  до величины  $\mu=5780 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  при увеличении концентрации электронов от  $n_s=4.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  до  $n_s=4.73 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и уменьшении толщины слоя канала от 14 нм до 10 нм.

В таблице 3 поверхностные концентрации акцепторов в верхнем и нижнем акцепторных слоях приблизительно одинаковы. Обращает на себя внимание очень большая суммарная поверхностная концентрация доноров, составляющая  $1.45 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , при которой удалось получить столь большую величину холловской подвижности электронов. Этот факт является косвенным подтверждением усиления локализации электронов в слое канала, обусловленной наличием локализирующих барьеров, с сопутствующим ослаблением рассеяния электронов на потенциале донорной примеси. При этом увеличение глубины квантовой ямы слоя канала при увеличении содержания индия от 0.165 до 0.22 оказало частично ослабленное положительное влияние на усиление локализации электронов в слое канала. Это ослабление произошло из-за уменьшения толщины слоя канала от 14 нм до 10 нм, такое уменьшение толщины является вынужденным – оно необходи-

мо для обеспечения приемлемо малого количества ростовых дефектов в слое канала с увеличенным до 0.22 содержанием индия.

Второй вариант двойных DA-DpHEMT гетероструктур отличается от первого варианта более сильно выраженным прямым видом зонной диаграммы структуры. Еще одним отличием второго варианта DA-DpHEMT гетероструктур от первого варианта DA-DpHEMT гетероструктур является увеличенная толщина стенок GaAs матриц и введение в спейсеры слоев с цифровым составом (AlAs)/ (GaAs) - в нижний спейсер и в верхний спейсер.

Эти меры были предприняты для того, чтобы при выращивании структуры максимально подавить перенос донорной примеси кремния из GaAs матриц в направлении роста структуры, происходящий при миграции доноров в процессе роста структуры [174] и в обратном направлении - из-за диффузии доноров.

Толщина AlAs слоев в нижнем спейсере составляла 3 монослоя при толщине GaAs слоев равной 5 монослоям. Для исключения появления DX-центров при очень высокой концентрации доноров в верхнем  $\delta$ :Si - слое, толщина AlAs слоев в верхнем спейсере была уменьшена: в верхнем спейсере толщина AlAs слоев составляла 2 монослоя при толщине GaAs слоев, равной 3 монослоям.

Пожалуй, одним из самых опасных факторов, снижающих дрейфовую скорость электронов, является проникновение донорной примеси в слой канала. Как показано в работе [174], наиболее опасна миграция доноров, происходящая в направлении роста при выращивании структуры. Эта миграция весьма сильна в слоях  $Al_xGa_{1-x}As$ , но эффективно подавляется на гетерограницах  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ .

Для подавления миграции доноров в слой канала, миграции доноров в pin – барьеры, а также для подавления слабой диффузии доноров из матриц, во втором варианте гетероструктур использованы следующие решения (таблица 3).

- Введена увеличенная (по отношению к первому варианту гетероструктур) толщина стенок GaAs матриц.

- Нижняя GaAs матрица отделена от слоя канала слоем нижнего спейсера с цифровым составом слоев по Al.

- Верхняя GaAs матрица окружена слоем спейсера 12 и слоем 16 с цифровым составом слоев по Al.

- В слоях № 16, 18 из таблицы 3 использован цифровой состав слоев (AlAs) / (GaAs), обеспечивающих средний по слою состав для Al, равный 0.33.

Цифровой состав слоя № 18 подавляет возможную диффузию примеси Be.

### ***2.3. Экспериментальные образцы DA-DpHEMT транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн.***

Разработка образцов DA-DpHEMT транзисторов для см и мм диапазонов длин волн проводилась в два этапа.

На первом этапе разрабатывались транзисторы на основе первого варианта гетероструктур с параметрами, приведенными в таблице 1. Транзисторы предназначались для работы в составе усилителя СВЧ мощности в см диапазоне (в частности, для диапазона частот 10 – 18 ГГц).

На втором этапе разрабатывались транзисторы на основе второго варианта гетероструктур с параметрами, приведенными в таблице 3. Транзисторы предназначались для работы в составе усилителя СВЧ мощности в см - и мм - диапазонах (в частности, для различных диапазонов частот в пределах 18 – 100 ГГц).

#### ***2.3.1. Конструкция, вольт - амперные характеристики и СВЧ параметры DA-DpHEMT транзисторов для см - диапазона длин волн.***

На основе гетероструктур с параметрами, приведенными в таблице 1 по методике [87-92, 96-99] были изготовлены три партии мощных полевых транзисторов в исполнении DA-DpHEMT со смещенным к истоку затвором с длиной основания 0.4 – 0.5 мкм при общей ширине затвора 0.8 мм, см. рис. 44.

Затвор формировался с близкой к треугольной формой поперечного сечения ( $\Delta$  - затвор).

Как будет показано дальше, лучшими функциональными качествами по отношению к  $\Delta$  - затвору обладают затворы с Г и Т – образным поперечным сечением. Такие затворы имеют шляпку, существенно уменьшающую сопротивление затвора в поперечном направлении, причем это уменьшение достигается даже при весьма малых длинах основания и ножки затвора.

Для сравнения результатов по удельной выходной СВЧ мощности уместно отметить, что транзисторы в аналогичном конструктивном исполнении, но изготовленные на основе традиционных DpHEMT структур с селективным легированием только донорами, на частоте 10 ГГц демонстрировали удельную выходную мощность менее 1 Вт/мм (обычно  $0.8 \div 0.9$  Вт/мм).

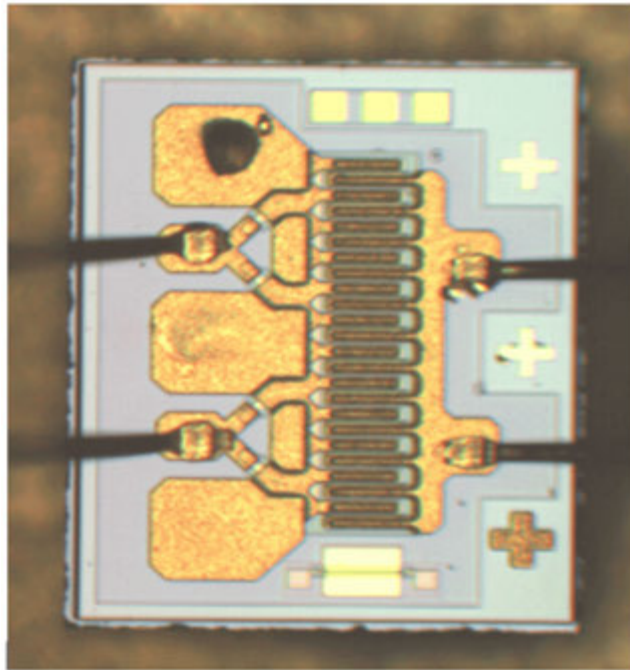


Рис. 44. Фотография экспериментального образца мощного полевого транзистора в исполнении DA-DpHEMT для см диапазона длин волн.

Удельную выходную мощность 1 Вт/мм демонстрировали лишь транзисторы на основе DpHEMT структур с селективным легированием только донорами с  $\Gamma$  – затвором при длине основания затвора около 0.15 мкм.

При этом необходимо учитывать, что сопротивление такого  $\Gamma$  – затвора в поперечном направлении в несколько раз ниже, чем у  $\Delta$  - затвора с длиной основания 0.4 – 0.5 мкм [77]. Такое уменьшение сопротивления затвора в поперечном направлении обеспечивает меньший перепад потенциала по ширине затвора в каждой секции транзистора.

**Стационарные характеристики образцов DA-DpHEMT транзисторов с  $\Delta$  - затвором для см - диапазона длин волн.**

Все транзисторы с  $\Delta$  - затвором в исполнении DA-DpHEMT для см - диапазона длин волн показали достаточно малые токи утечки по буферу и подложке, гладкие в области отсечки канала выходные ВАХ, что свидетельствует о том, что



поток горячих электронов из истока в сток по слою нижнего спейсера и по другим слоям, расположенным ниже слоя канала, мал.

В таблице 5 представлены типичные значения сопротивлений истока, напряжения насыщения тока стока и пробивные напряжения для серийных DpHEMT транзисторов и для экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов для см - диапазона длин волн при ширине затвора (с трапецевидным сечением), равным 0.4 мм.

Таблица 5. Статические характеристики серийных DpHEMT транзисторов в сравнении с DA-DpHEMT транзисторами для см - диапазона.

Тип транзистора: Δ - затвор с шириной 0.4 мм	Сопротивления истока, стока [Ом], [Ом·мм]	Напряжение насыщения $U_P$ [В]	Напряжение пробоя $U_{BSD}$ [В]
Серийные DpHEMT, 4 партии	0.9 Ом, (0.36 Ом·мм)	1.5	15.5÷21
Образцы DA-DpHEMT Партия 1	1.5 Ом, (0.6 Ом·мм)	2	13.5÷15
Образцы DA-DpHEMT Партия 2	1.5 Ом, (0.6 Ом·мм)	2.2	14.5÷16
Образцы DA-DpHEMT Партия 3	2.0 Ом, (0.8 Ом·мм)	2.5	16÷18

Приведенные в таблице 5 величины сопротивлений истока показывают, что примененная в DA-DpHEMT транзисторах серийная технология изготовления омических контактов в части конструкции омических контактов и температурно – временных режимов вжигания омических контактов требует изменения.

Действительно, удельное сопротивление истока в партиях 1-2 в полтора раза, а в партии 3 - более чем в два раза превышало удельное сопротивление истока в транзисторах на основе серийных DpHEMT гетероструктур, изготовленных в СПб АУ НОЦНТ РАН. Из-за этого в DA-DpHEMT транзисторах заметно выше напряжение  $U_P$ , при котором происходит насыщение  $I_D(U_G)$  и достигается максимальная величина тока стока транзистора  $I_{Dmax}$ . Повышенные величины сопротивлений истока (и стока) в первых DA-DpHEMT связаны с наличием акцептор-

ной примеси в верхнем  $p^+$  - слое, для уменьшения этих сопротивлений была изменена конструкция и технология формирования омических контактов.

Зависимости тока стока и крутизны лучших образцов транзисторов на основе двойной DrНЕМТ гетероструктуры с селективным легированием донорами от постоянного напряжения, подаваемого на затвор, приведены на рис. 45. Эти зависимости были измерены при подаче на сток напряжения  $U_D \geq U_P$ , обеспечивающего проведение измерений на участке насыщения тока стока выходных ВАХ.

На рис. 46 приведены аналогичные зависимости для экспериментальных образцов транзисторов на основе первого варианта DA-DrНЕМТ гетероструктур с локализирующими  $\text{pin}$  - потенциальными барьерами.

На этих же рисунках, для выделения вклада величин сопротивлений истока и стока, приведены рассчитанные величины тока стока и внутренней крутизны транзистора, пересчитанные из исходных результатов измерений при задании величин сопротивлений истока  $R_S$  и стока  $R_D$ , равных нулю. Термином «внутренняя крутизна транзистора» здесь обозначена та крутизна, которая имеет место при изменении под действием напряжения на затворе только сопротивления канала без учета вклада сопротивлений истока и стока.

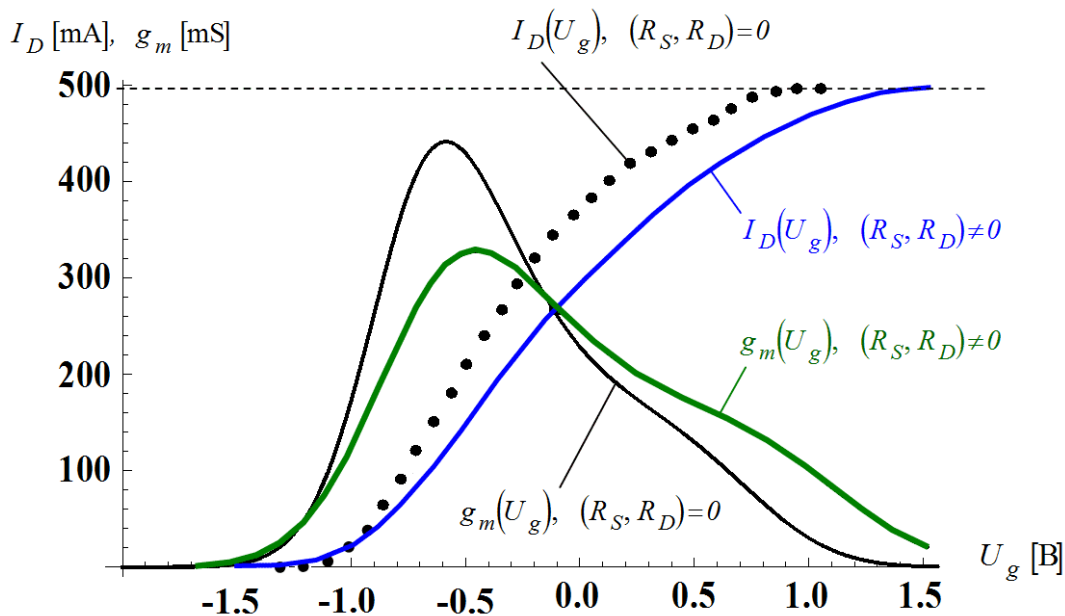


Рис. 45. Стационарные зависимости тока стока  $I_D$  и крутизны  $g_m$  DrНЕМТ транзистора от напряжения на затворе  $U_g$ . Ширина затвора  $W_g = 0.8$  мм.

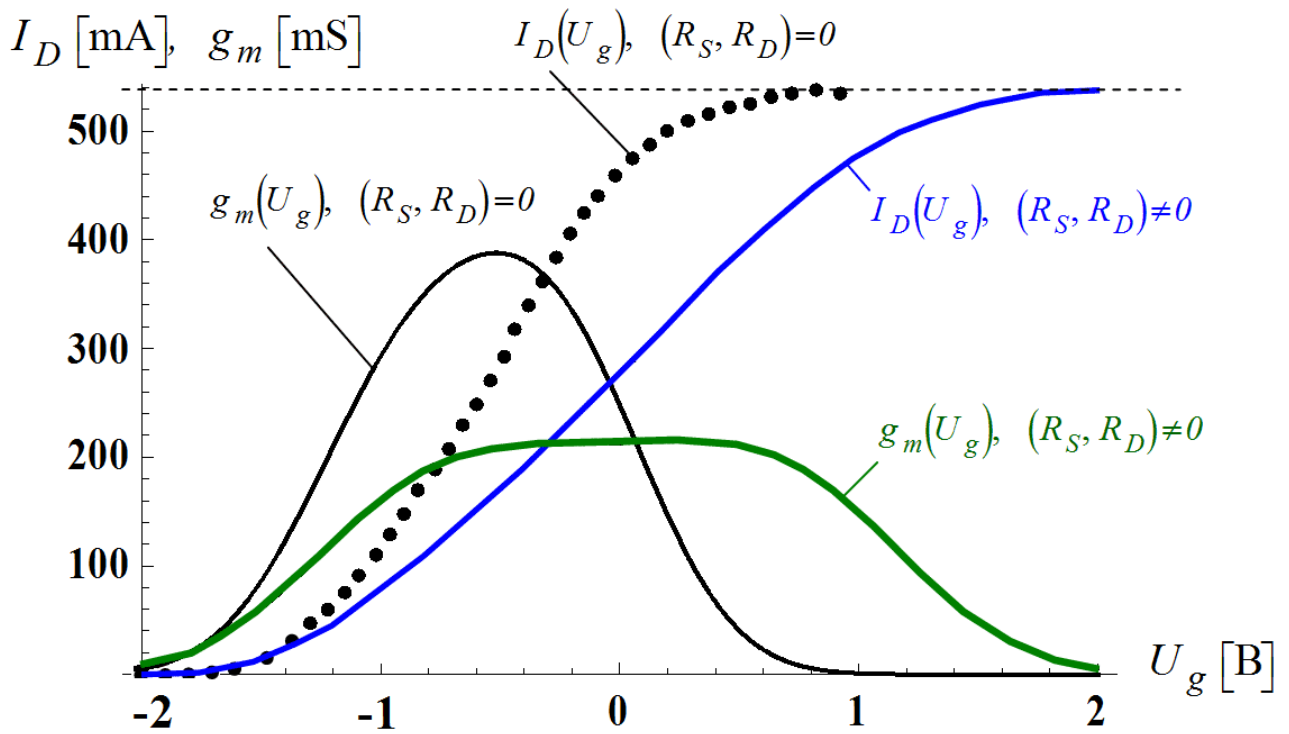


Рис. 46. Стационарные зависимости тока стока  $I_D$  и крутизны  $g_m$  экспериментального образца DA-DpHEMT транзистора от напряжения на затворе  $U_g$ .

На рис. 45, 46 использованы обозначения:  $R_S$  - сопротивление истока, включает в себя сопротивление омического контакта истока,  $R_D$  - сопротивление стока, включает в себя сопротивление омического контакта стока.

Из результатов, представленных на рис. 46 следует, что крутизна экспериментального образца DA-DpHEMT транзистора (по сравнению с DpHEMT транзистором) симметрична относительно точки максимума и, что важно, практически постоянна в широком диапазоне изменения напряжения на затворе. При этом результате для крутизны DA-DpHEMT транзистора величина «внутренней» крутизны DA-DpHEMT транзистора в максимуме немного меньше, чем в DpHEMT транзисторе, причем выигрыш по величине максимального тока насыщения в DA-DpHEMT транзисторе незначителен: всего 10÷15%. Однако, из-за квадратичной зависимости СВЧ мощности, выделяемой в сопротивлении нагрузки на выходе транзистора от тока стока, даже такое незначительное увеличение тока стока дает прибавку к величине выходной СВЧ мощности, равную 20 - 30%.

Из результатов, представленных на рис. 46 также следует, что большие сопротивления истока и стока в DA-DpHEMT транзисторе дают существенный вклад – они сильно меняют вид зависимости его крутизны от напряжения на затворе, делая ее почти постоянной в широком диапазоне напряжений на затворе.

Для измерения СВЧ характеристик экспериментальные образцы DA-DpHEMT и DpHEMT транзисторов термокомпрессионной проволочной сваркой монтировались в разрыв микрополосковой линии с волновым сопротивлением, равным 50 Ом. Этот держатель вместе с DA-DpHEMT транзистором помещался в измерительный модуль с согласующими трансформаторами сопротивлений на входе и выходе, с помощью которых обеспечивалось такое согласование входа и выхода этого измерительного модуля с транзистором, чтобы в сопротивлении нагрузки на выходе измерительного модуля регистрировалась максимальная величина СВЧ мощности. При измерениях учитывались потери СВЧ мощности только в переходах и измерительном тракте, потери в согласующих трансформаторах не учитывались (по оценкам, для транзисторов с шириной затвора более 4 мм они могут составлять не более 15 %, для транзисторов с меньшей шириной затвора оценки не проводились). Постоянное напряжение, подаваемое на сток транзисторов задавалось в диапазоне 8 – 9 В.

По результатам измерений статических характеристик, представленных на рис. 45, 46 можно было бы ожидать, что удельная выходная СВЧ мощность экспериментальных транзисторов увеличится незначительно по сравнению с традиционными DpHEMT транзисторами, а коэффициент полезного действия из-за высокого сопротивления истока и стока будет заметно ниже.

Однако результаты СВЧ измерений, которые показали первые экспериментальные образцы DA-DpHEMT транзисторов, существенно и в лучшую сторону разошлись с этими оценками. Типичные результаты измерений выходной СВЧ мощности, коэффициента усиления и КПД для экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов, проведенные на частоте 10 ГГц в режиме непрерывной подачи входной СВЧ мощности, приведены в таблице 6.

В таблице 6 (и в других таблицах с аналогичными результатами) приведены величины следующих характеристик:

$P_{in}$  – величина СВЧ мощности, подаваемой на вход измерительного модуля;

$P_{out}$  – величина СВЧ мощности, выделяемой в нагрузке (50 Ом) на выходе измерительного модуля;

$K_p$  – коэффициент усиления СВЧ мощности;

$I_D$  – ток стока в рабочей точке выходных ВАХ;

$U_D$  – напряжение источника питания, подключенного к стоку транзистора;

КПД – коэффициент полезного действия;

$P_{out}/W_g$  – отношение величины СВЧ мощности выделяемой в нагрузке на выходе измерительной линии, к ширине затвора транзистора.

Из результатов, приведенных в этой таблице, видно, что экспериментальные образцы транзисторов из партий 1, 2 продемонстрировали при измерениях в режиме непрерывной подачи входной СВЧ мощности на частоте 10 ГГц величину удельной выходной мощности более 1.3 – 1.4 Вт/мм, коэффициент усиления по мощности более 8 дБ, КПД около 50% [104, 115, 182, 183-187].

Удельная выходная мощность 1.3÷1.4 Вт/мм существенно превышает типичную для серийных DrHEMT транзисторов величину 1÷1.1 Вт/мм. При этом отметим, что ранее увеличение удельной выходной СВЧ мощности всего лишь на 10% уже считалось успехом...

Таблица 6. Результаты измерений выходной СВЧ мощности, коэффициента усиления и КПД в непрерывном режиме. Частота 10 ГГц, экспериментальные образцы DA-DpHEMT транзисторов из партий 1 и 2. Ширина затвора  $W_g = 0.8$  мм.

№ DA-DpHEMT	$P_{in}$ мВт	$P_{out}$ мВт	$K_p$ дБ	$I_D$ мА	$U_D$ В	КПД	$P_{out}/W_g$ Вт/мм
1	10	135	11.2	160	8	-	-
	150	1040	8.4	220	8	50	1.3
	170	1070	8	230	8	49	1.34
	10	140	11.4	160	9	-	-
	150	1100	8.7	230	9	46	1.38
	170	1140	8.3	240	9	45	1.42
2	10	110	10.4	150	8	-	-
	150	1010	8.3	210	8	51	1.26
	170	1075	8	220	8	51	1.34
	10	100	10	160	9	-	-
	150	1050	8.45	230	9	43	1.31
	170	1150	8.3	240	9	45	1.44
3	170	1090	8.1	240	8	48	1.36
	10	90	9.5	225	9	-	-
	150	1060	8.5	270	9	38	1.33
	170	1140	8.3	270	9	40	1.42

Важно отметить, что серийные и экспериментальные образцы транзисторов из партий 1 - 4 имели не слишком высокое пробивное напряжение  $U_{BSD}$  (смотри таблицу 5). Как показано в главе 1, увеличение пробивных напряжений даст дополнительное увеличение выходной СВЧ мощности усилителя при сопутствующем увеличении активного сопротивления нагрузки.

Типичные переходные ВАХ экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов из партий 1, 2 приведены на рис. 46. На рис. 47 приведено типичное семейство выходных ВАХ экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов из партий 1, 2 при  $U_g = -1.5 \div 0$  В. На рис. 48 приведены выходные ВАХ, но при другом напряжении на затворе:  $U_g = -2.2 \div -2.0$  В.

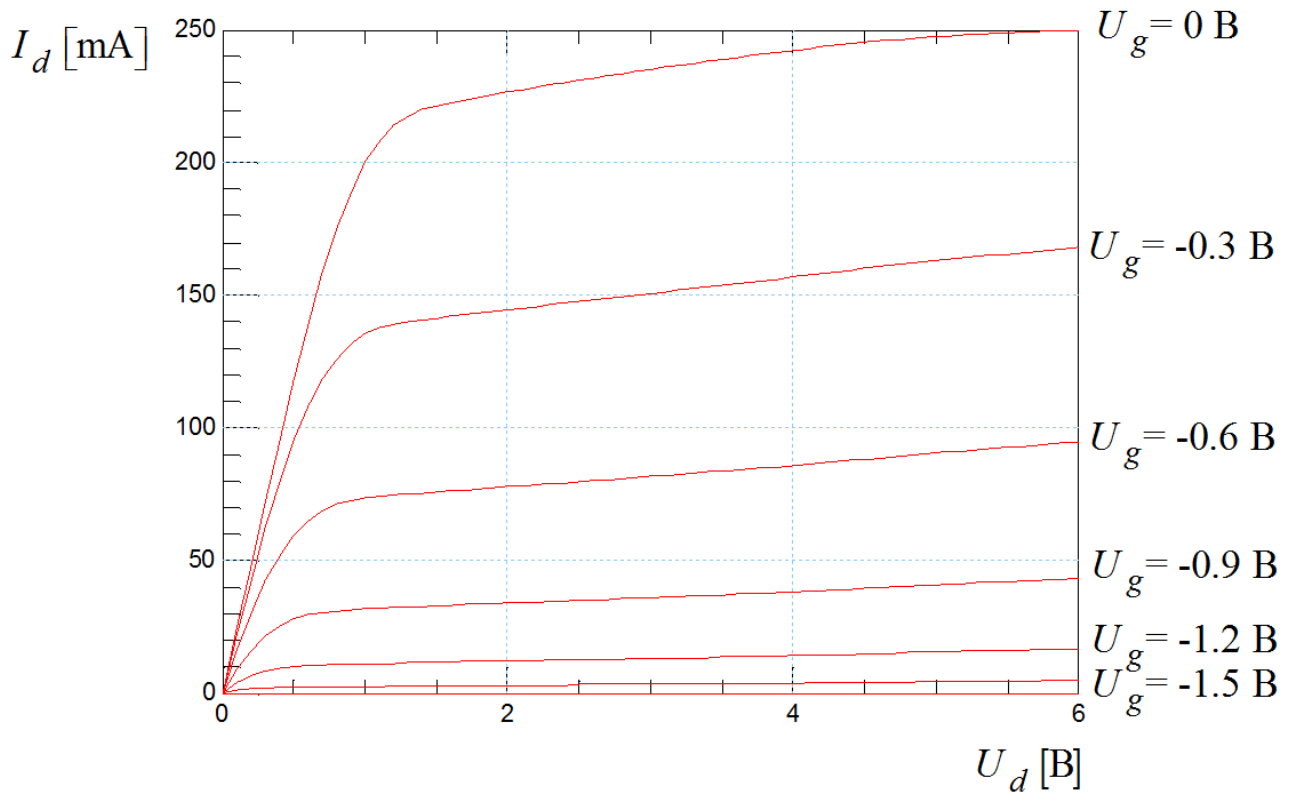


Рис. 47. Типичные выходные ВАХ DA-DpHEMT транзисторов партий 1, 2.

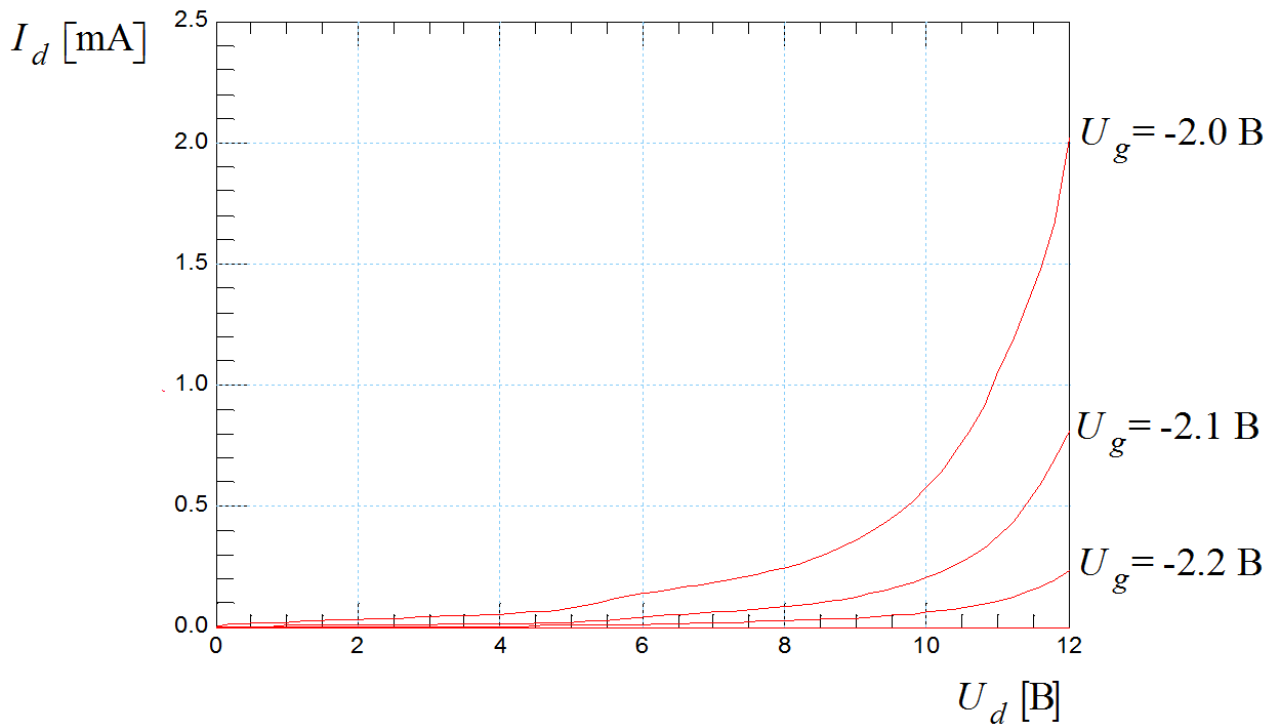


Рис. 48. Типичные выходные ВАХ DA-DpHEMT транзисторов из партий 1, 2 в диапазоне напряжений на стоке, близком к напряжению лавинного пробоя.

Из ВАХ, представленных на рис. 47, 48 видно, что типичный DA-DpHEMT транзистор из партий 1, 2 имеет достаточно малые токи утечки и гладкие ВАХ в области отсечки. Этот факт говорит о том, что поток носителей заряда, связанный с горячими электронами находящимися под слоем канала в нижнем широкозонном AlGaAs слое спейсера, пренебрежимо мал. DA-DpHEMT транзисторы из партий 1, 2 также демонстрируют не слишком высокие пробивные напряжения: пробой начинается при подаче на сток напряжения, равного 14 – 15 В, что свидетельствует о необходимости улучшения конструкции транзисторов и технологического процесса их изготовления. Улучшенная конструкция транзисторов и технологический процесс их изготовления будут приведены далее.

Экспериментальные образцы DA-DpHEMT транзисторов из партии 3 имеют немного повышенное напряжение пробоя  $U_{BSD}$ : 16 – 18 В (см. результаты в таблице 5), они показали в непрерывном режиме величину удельной выходной СВЧ мощности более 1.6 Вт/мм в непрерывном режиме, коэффициент усиления более 9 дБ, КПД около 50% (см. результаты в таблице 7) [156, 184 - 193].

Таблица 7. Результаты измерений выходной СВЧ мощности, коэффициента усиления и КПД в непрерывном режиме. Частота 10 ГГц, экспериментальные образцы DA-DpHEMT транзисторов из партии 3. Ширина затвора  $W_g = 0.8$  мм.

№ DA-DpHEMT	$P_{in}$ мВт	$P_{out}$ мВт	$K_p$ дБ	$I_D$ мА	$U_D$ В	КПД	$P_{out}/W_g$ Вт/мм
1	30	455	11.8	210	9	-	-
	150	1150	8.8	260	8	50	1.44
	150	1280	9.3	270	9	46	1.60
2	30	460	11.8	220	9	-	-
	150	1135	8.8	245	8	50.3	1.42
	150	1300	9.4	255	9	50.1	1.63
3	30	460	11.8	240	9	-	-
	150	1145	8.8	240	8	51.8	1.43
	150	1310	9.4	245	9	52,6	1.64



Как ожидалось, улучшение результатов по величине удельной выходной СВЧ мощности, видное при сравнении данных, приведенных в таблицах 7 и 6, связано с небольшим увеличением напряжения пробоя и максимального тока стока. При этом вполне возможно, что на увеличение максимального тока стока положительное влияние оказало увеличение толщины подзатворного слоя AlGaAs.

При импульсном режиме подачи входной СВЧ мощности (длина импульса  $\tau = 10$  мкс, скважность  $Q = 4$ ) результаты измерений выходной СВЧ мощности, коэффициента усиления и КПД на частоте 10 ГГц для экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов из партии 3 (таблица 8), имеют существенно лучшие значения величин. В частности, для отдельных образцов получено увеличение удельной выходной СВЧ мощности до величин, превышающих 1.8 Вт/мм при входной СВЧ мощности, равной 150 мВт.

Таблица 8. Результаты измерений выходной СВЧ мощности, коэффициента усиления и КПД в импульсном режиме. Частота 10 ГГц, экспериментальные образцы DA-DpHEMT транзисторов из партии 3. Ширина затвора  $W_g = 0.8$  мм.

№ DA-DpHEMT	$P_{in}$ мВт	$P_{out}$ мВт	$K_p$ дБ	$I_D$ мА	$U_D$ В	КПД	$P_{out}/W_g$ Вт/мм
1	30	500	12.2	250	9	-	-
	150	1320	9.4	260	8	56	<b>1.65</b>
	150	1420	9.8	290	9	46	<b>1.78</b>
2	30	490	12.1	230	9	-	-
	150	1300	9.4	260	8	55.2	<b>1.62</b>
	150	1430	9.8	275	9	51.7	<b>1.79</b>
3	30	505	12.2	250	9	-	-
	150	1310	8.9	265	8	54.7	<b>1.63</b>
	150	1450	9.8	285	9	50.7	<b>1.81</b>

Возникает необходимость получения ответа на вопрос, какие факторы, в какой степени и какие преимущества DA-DpHEMT гетероструктур так заметно улучшили выходные СВЧ характеристики экспериментальных образцов транзисторов на их основе? Уменьшение роли паразитных каналов рассеяния в широкозонных слоях, увеличение поверхностной плотности электронов в канале и уве-

личение влияния размерно-квантовых эффектов должны приводить к росту максимального тока стока текущего через транзистор и как следует из стандартных оценок [75], к пропорциональному росту удельной выходной мощности.

Отметим, что оценка в [75] верна только если при увеличенном токе стока нет возможности увеличить напряжение на стоке в рабочей точке транзистора (например, когда малы величины пробивного напряжения  $U_{BSD}$ ). При этом нагрузочная линия на выходных ВАХ привязана к величине напряжения  $U_{BSD}$  и при увеличенном токе стока для обеспечения работы транзистора на участке насыщения выходных ВАХ необходимо вынужденно уменьшать сопротивление нагрузки  $R_H$ , что уменьшает выходную СВЧ мощность.

Более адекватной является оценка, предусматривающая возможность увеличения в рабочей точке транзистора как тока стока, так и напряжения на стоке - при сохранении неизменной величины  $R_H$ . Это возможно когда достаточно велики напряжения пробоя  $U_{BSD}$  или работает инерционность развития лавины. При этом нагрузочная линия на выходных ВАХ не привязана к напряжению  $U_{BSD}$  и при увеличенном токе стока нет необходимости уменьшать сопротивление нагрузки  $R_H$  (рис. 2, 3 в главе 1). В этом случае при взаимосвязанном согласовании входа и выхода транзистора действующая величина выходной СВЧ мощности, выделяемой в активном сопротивлении нагрузки, определяется произведением квадрата действующей величины СВЧ тока в сопротивлении нагрузки, равного СВЧ току в канале  $I_H(t) = I_{ch}(U_G(t))$  на величину сопротивления нагрузки, что заметно увеличивает выходную СВЧ мощность даже при небольшом увеличении тока стока.

Из результатов, представленных на рисунках 47 и 48, следует, что величина тока стока в экспериментальных образцах DA-DpHEMT транзисторов при условии  $U_g = 0$  В незначительно превосходит аналогичную величину тока стока в серийных DpHEMT транзисторах (примерно на 10%, максимум на 20%). Интересно отметить, что грубые оценочные расчеты по модели [26] дают примерно те же цифры увеличения максимального тока на 10 - 20%. В модели [27] достаточно корректно описывается динамика электронов, проводится учет поперечного про-

странственного переноса, но изучается структура с односторонним легированием канала в приближении треугольной квантовой ямы. В DA-DpHEMT структуре из-за двухстороннего селективного легирования донорами и акцепторами и двухстороннего расположения локализирующих барьеров (по отношению к расположению в структуре слоя канала), квантовая яма имеет близкую к трапециевидной форму.

Важно отметить, что в модели [27] не учитывается возможное уменьшение интенсивности рассеяния электронов при их переносе от истока к стоку за счет размерно-квантовых эффектов.

Корректный сравнительный анализ выходных СВЧ мощностей DpHEMT и DA-DpHEMT транзисторов надо проводить при одинаковых активных сопротивлениях нагрузки на выходе транзисторов, при этом важно, что привязка величины тока стока к холловской подвижности и концентрации электронов не корректна, корректной является привязка к этим величинам плотности тока стока, зависящей как от ширины, так и от толщины канала. В сравниваемых образцах толщины каналов были одинаковыми, поэтому сравнение величин токов стока, пересчитанных на ширину затвора равную 1 мм, является корректной процедурой.

Зависимость внутренней крутизны транзисторов на основе первого варианта DA-DpHEMT гетероструктур от напряжения на затворе практически симметрична относительно напряжения на затворе, соответствующего ее максимуму. При этом положение этого максимума по величине напряжения на затворе соответствует половине максимального стационарного тока стока, достигаемого при подаче на затвор прямого смещения. Одновременно с этим коэффициент усиления и удельная выходная мощность транзисторов на основе DA-DpHEMT гетероструктур с локализирующими потенциальными барьерами почти вдвое выше, чем у серийных DpHEMT транзисторов без локализирующих барьеров при близких пробивных напряжениях. По отдельности, большинство наблюдаемых результатов легко объясняются, однако при попытке объяснения всего комплекса результатов возникает необходимость учета ряда совместно действующих факторов.

Изменение формы крутизны вполне объяснимо: сильная асимметрия крутизны в DpHEMT транзисторах как раз и связана с интенсивным поперечным

пространственным переносом и с влиянием паразитных каналов проводимости в широкозонных слоях AlGaAs, включающих в себя спейсеры и области селективного легирования донорами. Введение локализирующих потенциальных барьеров резко снижает отрицательное влияние поперечного пространственного переноса, что и ведет к исчезновению асимметрии. Присутствие локализирующих потенциальных барьеров могло бы объяснить и наблюдаемое в экспериментальных образцах DA-DpHEMT транзисторов увеличение максимального тока стока. При этом влияние размерно-квантовых эффектов представлялось бы незначительным, что само по себе не выглядит очень странным [106-108]. Однако, при таком предположении, коэффициент усиления в экспериментальных образцах DA-DpHEMT транзисторов должен вырасти максимум на 20 %, а не почти вдвое. Поэтому можно предположить, что рост коэффициента усиления связан как раз с усилением размерно-квантовых эффектов и с уменьшением интенсивности рассеяния электронов, а незначительный рост тока стока при напряжении на затворе равном нулю (всего на 10-20 %, а не в полтора два раза) связан с дефектами технологии при изготовлении транзистора. Однако это никоим образом не объясняет почти двукратный рост выходной мощности, которая при данном росте тока стока в соответствии с общепринятой простейшей оценкой [75, 85] тоже должна вырасти максимум на 20%, но при учете квадратичной зависимости мощности от тока стока – возрасти на 42%. В принципе, необходимо учесть влияние еще одного эффекта. При увеличении положительных напряжений на затворе, в DpHEMT транзисторах выше некоторого порогового значения из-за надбарьерной инжекции электронов начинается быстрое уменьшение входного активного сопротивления затвор - исток, как следствие - сильное падение коэффициента усиления. В режиме большого сигнала вся область токов стока для этих положительных амплитуд СВЧ напряжения выше порогового напряжения на затворе обрезается - транзистор в этой области практически не усиливает входную СВЧ мощность.

В экспериментальных образцах DA-DpHEMT транзисторов из-за формы потенциального рельефа вблизи затвора напряжение отпирающего затвора имеет существенно большие положительные величины и это напряжение соответствует

бóльшим величинам тока стока. Это дает дополнительный вклад, увеличивающий удельную выходную мощность DA-DpHEMT транзисторов. Измерение  $S$  – параметров рассматриваемых транзисторов с восстановлением их эквивалентных схем показывает, что сильный рост входной емкости в DpHEMT транзисторах начинается при токах стока на 20% меньших, чем в экспериментальных образцах DA-DpHEMT транзисторов. В соответствии с простейшей оценкой, проведенной в работе [75], выходная мощность экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов должна быть всего на 20 %, а не почти в два раза больше, чем в DpHEMT транзисторах, но с учетом квадратичной зависимости выходной мощности от максимального тока стока  $P_{out} \sim I_{Dmax}^2 \cdot R_H$  – больше на 42 %.

Максимальная удельная величина тока стока, достижимая при прямом смещении на затворе, усредненная по транзисторам в исполнении DpHEMT и аналогичная величина тока стока для экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов с максимальной удельной выходной мощностью различаются сильнее: для DpHEMT эта средняя величина равна 0.47 А/мм, а для экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов эта средняя величина равна 0.7 А/мм. Видна разница почти в 1.5 раза, которая по оценке [74, 84] в принципе частично может объяснить наблюдаемое увеличение удельной выходной мощности в экспериментальных образцах DA-DpHEMT транзисторов. Если провести оценку с учетом более корректной квадратичной зависимости  $P_{out} \sim I_{Dmax}^2 \cdot R_H$ , то получается увеличение в  $\frac{0.7^2}{0.47^2} \cong 2.2$  раза при одинаковых величинах  $R_H$ .

Хорошо видно, что последняя, более корректная оценка увеличения удельной выходной СВЧ мощности, лучше совпадает с наблюдаемым на практике увеличением выходной мощности при переходе от DpHEMT транзисторов с селективным легированием гетероструктур только донорами, к транзисторам на основе DA-DpHEMT гетероструктур с локализуемыми потенциальными барьерами.

Для справки отметим, что удельные величины тока стока, имеющие место при задании условия  $U_g = 0$  В для транзисторов в исполнениях DpHEMT и DA-DpHEMT составляют соответственно 0.3 А/мм и 0.38 А/мм.

На основе изложенных выше результатов можно предположить, что существенное увеличение максимальной удельной выходной мощности в образцах DA-DpHEMT транзисторов вызвано следующей основной причиной:

- увеличением максимального удельного тока стока при прямом смещении на затворе с условием сохранения приемлемо малой величины тока затвора. Это увеличение вызвано увеличением максимальной концентрации горячих электронов в канале как минимум, без заметного усиления интенсивности их рассеяния, (например, из-за существенного увеличения плотности доноров).

Увеличение максимального удельного тока стока при прямом смещении на затворе являются следствием введения в гетероструктуру транзистора локализирующих потенциальных барьеров.

Рост входной емкости в экспериментальных образцах DA-DpHEMT транзисторов при задании больших положительных напряжений на затворе происходит практически одновременно с началом быстрого роста тока затвора. Это обстоятельство не позволяет однозначно выделить рост входной емкости в качестве отдельной самостоятельной причины получения больших величин удельной выходной СВЧ мощности в экспериментальных образцах DA-DpHEMT транзисторов.

Возможно также, что сравнительно бóльшая величина удельной выходной мощности в экспериментальных образцах DA-DpHEMT транзисторов отчасти связана с симметрией зависимости их внутренней крутизны от напряжения на затворе и расположением ее максимума при половине максимального тока стока. Однако это предположение требует дополнительных исследований.

Важно отметить, что имеются сомнения в корректности использования для величины выходной СВЧ мощности оценок [75, 85]. Приведенные выше результаты и оценки позволяют заключить, что введение локализирующих потенциальных барьеров сильно уменьшает отрицательную роль поперечного переноса электронов из узкозонного канала, сильно уменьшает продольную проводимость горячих электронов по широкозонным слоям AlGaAs. При этом интенсивность рассеяния электронов из-за размерно-квантовых ограничений, налагаемых на акты рассеяния, заметно уменьшается.

По сути дела, приведенные выше экспериментальные результаты являются первыми. Несомненно, большой практический интерес представляет оценка возможных перспектив развития DA-DpHEMT транзисторов в ближайшей (улучшение технологии, уменьшение длины основания затвора), и более отдаленной перспективе (совершенствование гетероструктур, новые конструктивные решения).

Элементарные оценки показывают, что только одно уменьшение удельного сопротивления омических контактов до 0.3 Ом·мм для данных гетероструктур позволит в непрерывном режиме:

- Уменьшить напряжение на стоке в рабочей точке на 1 В.
- Увеличить удельную выходную мощность до величин более 1.7 Вт/мм
- Увеличить КПД при настройке на максимальную мощность до 55 ÷ 60%.
- Увеличить коэффициент усиления в режиме настройки на максимальную мощность до 10 ÷ 10.5 дБ.

Необходимо отметить, что DA-DpHEMT гетероструктуры с параметрами слоев, приведенными в таблице 1, являются первыми экспериментальными структурами, изготовленными для проверки идеи увеличения удельной выходной мощности и коэффициента усиления при введении локализирующих барьеров. Параметры слоев этих гетероструктур задавались на основе опыта разработки и применения DpHEMT гетероструктур без локализирующих барьеров с типичными для них поверхностными плотностями электронов в канале и толщинами слоев.

Поэтому можно предположить, что целевая оптимизация DA-DpHEMT гетероструктуры с параметрами слоев, приведенными в таблице 9 и оптимизация конструкции транзистора, позволят при рабочей частоте 10 ГГц увеличить уровень удельной выходной мощности до 2 Вт/мм.

Как отмечалось выше, эксперименты были проведены на типичном серийно выпускаемом мощном СВЧ транзисторе с  $\Delta$  - затвором. Поэтому можно ожидать, что целевая оптимизация DA-DpHEMT гетероструктуры и введение T – образного или Г – образного затвора с длиной основания менее 0.25 мкм дополнительно увеличит мощность, позволит заметно увеличить коэффициент усиления и КПД.

Ожидается, что комплекс этих работ и улучшение отвода тепла позволит на частоте 10 ГГц выйти на следующий уровень по параметрам транзисторов:

- Удельная выходная мощность более 2.5 Вт/мм.
- Коэффициент усиления в насыщении более 13 дБ.
- КПД при настройке на максимальную мощность 55 ÷ 60%.

С одной стороны коэффициент усиления 13 дБ для мощного транзистора – избыточный и использование таких приборов может быть затруднено из-за проблем с самовозбуждением. С другой стороны – большая величина коэффициента усиления в принципе позволяет при необходимости ввести в таких приборах полевой электрод [186], и заметно увеличить их выходную мощность. Ранее в X – диапазоне частот использование полевого электрода было затруднено из-за сильного уменьшения коэффициента усиления. Если приведенные оценки окажутся верны и транзисторы на DA-DpHEMT структурах будут демонстрировать избыток усиления, то при потере усиления, сопровождающей введение полевого электрода, можно будет выйти на уровень 5 Вт/мм при коэффициенте усиления 8-9 дБ, то есть на уровень параметров транзисторов на основе нитрида галлия. В этом случае критически усиливается проблема отвода тепла, придется искать новые технические решения, смотри, например, [188, 194].

Еще более перспективным предполагается использование DA-DpHEMT транзисторов в миллиметровом диапазоне длин волн. Сейчас лучшие образцы GaN транзисторов на частоте 40 ГГц демонстрируют малосигнальный коэффициент усиления около 7 дБ при длине затвора 80 нм [195]. В соответствии с приведенными выше оценками в новых вариантах DA-DpHEMT транзисторов этот же коэффициент усиления можно будет получить в режиме насыщения выходной мощности при длине затвора 0.25 мкм.

Не менее перспективным выглядит применение структур с локализуемыми барьерами в малощумящих транзисторах. Простая и приблизительная оценка приведенная в [196] показывает, что при прочих равных условиях коэффициент шума обратно пропорционален коэффициенту усиления. При этом коэффициент усиления в экспериментальных образцах DA-DpHEMT транзисторов почти в 2 ра-



за выше, чем в серийных DpHEMT транзисторах, что определяет их перспективность. Однозначно подтвердить эту перспективу может только разработка, изготовление и апробация в составе транзисторов специальных вариантов DA-DpHEMT гетероструктур, предназначенных для малошумящих транзисторов.

Как отмечалось выше, одно из достоинств разработанных транзисторных гетероструктур – это уменьшение количества горячих электронов, присутствующих в нижнем спейсере и в буферном слое, выращенном на подложке, улучшение управления током стока при больших положительных напряжениях на затворе. Этот положительный эффект может иметь важное самостоятельное значение. В частности, ожидается, что введение высокого нижнего локализирующего барьера для горячих электронов, препятствующего их проникновению в буферный слой GaN транзисторов, может решить проблемы их слабой управляемости при нанометровых длинах затворов и, возможно, уменьшить токи утечки в  $A_3B_5$  цифровых интегральных схемах.

### **Выводы по результатам, приведенным в разделе 2.3.1.**

1. Измеренные величины удельной выходной СВЧ мощности приведенные в таблицах 7, 8 полученные в транзисторах на основе первого варианта DA-DpHEMT гетероструктур, позволяют заключить, что введение в транзисторные гетероструктуры потенциальных барьеров, усиливающих локализацию холодных и горячих электронов в слое канала полностью оправдалось и позволило более чем в 1.5 раза увеличить удельную выходную СВЧ мощность.

2. Измеренная в импульсном режиме максимальная величина удельной выходной СВЧ мощности для DA-DpHEMT транзисторов составила 1.81 Вт/мм при КПД 50.7% и коэффициенте усиления 9.8 дБ. Величина 1.81 Вт/мм более, чем в 2 раза превосходит типичную для DpHEMT транзисторов величину 0.9 Вт/мм.

### ***2.3.2. Усилители мощности на основе DA-DpHEMT транзисторов для см - диапазона длин волн.***

В разделе 2.3.1 были представлены результаты разработки мощного транзистора на основе DA-DpHEMT гетероструктур с  $\text{pin}$  - потенциальными барьерами, усиливающими локализацию горячих электронов в слое канала. Эта разработка позволила получать на частоте 10 ГГц удельную выходную СВЧ мощность транзисторов в DA-DpHEMT исполнении заметно больше 1 Вт/мм [104, 105, 115, 156, 166-168, 170-172, 177-181, 197, 198]. Апробация DA-DpHEMT гетероструктур проводилась в составе конструкции мощного полевого транзистора, имеющего длину основания затвора 0.4 – 0.5 мкм, ширину затвора 0.8 мм и  $\Delta$  - форму поперечного сечения каждой одиночной секции затвора.

На частоте 10 ГГц в импульсном режиме удельная выходная мощность экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов составила более 1.7 Вт/мм при коэффициенте усиления более 9.5 дБ и КПД до 50% [104, 115]. Полученный результат демонстрирует существенное (в 1.5 - 2 раза) увеличение коэффициента усиления по мощности по сравнению с транзисторами на традиционных DpHEMT-структурах, не имеющих потенциальных барьеров, усиливающих локализацию горячих электронов в слое канала.

Этот результат был подтвержден после изготовления экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов с ширинами  $\Gamma$  – затвора равными 0.4, 0.8 и 1.2 мм при длине основания затвора 0.3 и 0.5 мкм [168, 197, 198]. Измерения мощности выходной мощности этих образцов транзисторов проводились с помощью установки, в которой согласующие трансформаторы обеспечивали хорошее согласование только в одной задаваемой точке частотного диапазона (10 ГГц).

По этой причине в работах [206, 208, 209] для оценки эффективности применения DA-DpHEMT транзисторов, изготовленных на основе первого варианта гетероструктур, были проведены сравнительные измерения параметров усилителей с DpHEMT и DA-DpHEMT транзисторами в достаточно широкой полосе рабочих частот. Эти измерения проводились на промышленных вариантах конструкций усилителей СВЧ мощности для см - диапазона длин волн.

Для сравнительного исследования работы и возможностей DpHEMT и DA-DpHEMT транзисторов непосредственно в схеме усилителя, были изготовлены DA-DpHEMT транзисторы с шириной Г-образного затвора, равной 4.8 мкм.

Несколько экземпляров транзисторов для см - диапазона были смонтированы в тестовые измерительные схемы двух типов (смотри рисунок 49). Эти схемы предназначены для измерения СВЧ параметров мощных pHEMT транзисторов, выпускаемых АО «НПП «Исток» им. Шокина» в диапазоне частот 8 - 12 ГГц.

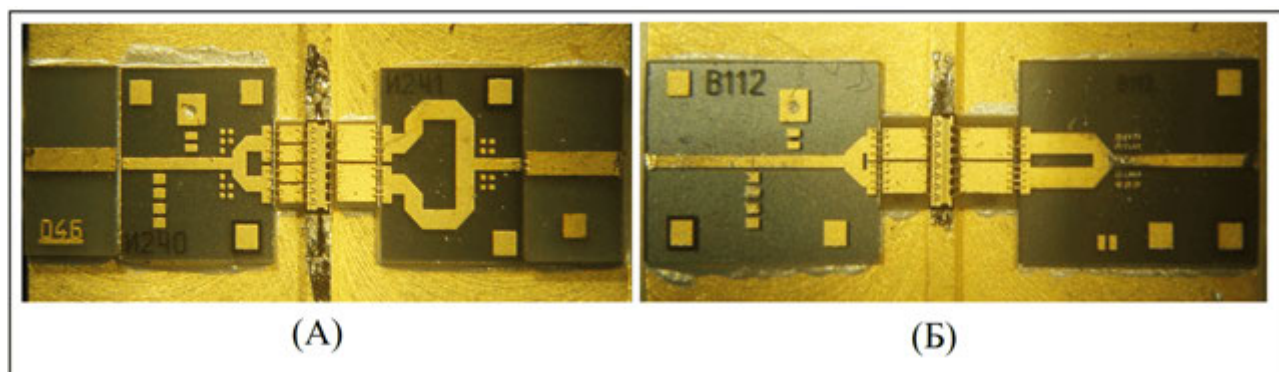


Рис. 49. Фотографии двух конструкций тестовых схем с DA-DpHEMT транзистором: (А) – конструкция схемы 1, (Б) – конструкция схемы 2.

Тестовые схемы состоят из двух плат толщиной 0.25 мм, выполненных из керамики БСТ (барий-самарий-титан) с диэлектрической проницаемостью 80, и двух поликорковых плат толщиной 0.25 мм.

Микрополосковые линии на керамике БСТ являются основными элементами согласования транзистора, расположенные на поликорковых платах делитель и сумматор мощности, помимо своих основных функций, также играют роль дополнительных элементов согласования.

Так как тестовые платы разрабатывались как универсальные для нескольких типов транзисторов, то для получения оптимальных выходных характеристик дополнительно использовались простые подстроечные элементы из индиевой фольги. В целях достижения максимальной выходной мощности, для усилительного каскада на DA-DpHEMT транзисторе были подобраны соответствующие длины отрезков микрополосковых линий (из имеющихся в наличии на БСТ керамике).

Однако, поскольку делители и сумматоры ранее были изготовлены для другого типа транзисторов, то площадь, занимаемая подстроечными In-элементами, на некоторых образцах оказалась довольно значительной (рисунок 50).

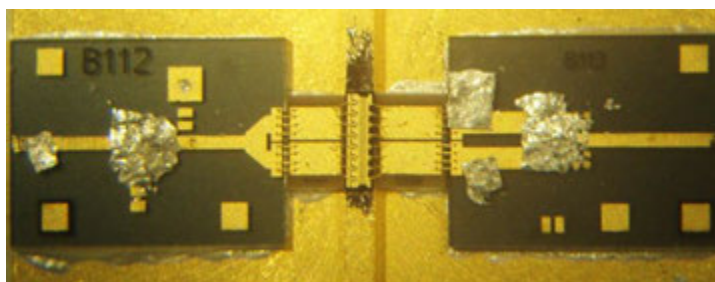


Рис. 50. Фотография тестовой схемы тип 2 с DA-DpHEMT транзистором, настроенная на максимум выходной СВЧ мощности с помощью индиевых подстроечных элементов.

Был проанализирован большой массив данных из результатов измерений, полученных в тестовых схемах «тип 1» и «тип 2» с традиционными DpHEMT транзисторами, были выбраны типичные образцы для сравнения с результатами измерений, полученных в тестовых схемах с DA-DpHEMT транзисторами.

На рисунке 51 приведены частотные зависимости выходных характеристик для тестовой схемы «тип 1» с DA-DpHEMT транзистором ( $\Gamma$  – затвор) и для тестовой схемы «тип 1» с DpHEMT транзистором ( $\Gamma$  – затвор). Измерения проводились при входной СВЧ мощности равной 500 мВт и при задании напряжения на стоке, равного 8 В.

Из графиков, представленных на рисунке 51 видно, что выходная СВЧ мощность и коэффициент усиления тестовой схемы с DA-DpHEMT транзистором более чем в 1,5 раза превосходит аналогичные параметры в тестовой схеме с DpHEMT транзистором, а КПД данных схем практически одинаков.

Следует отметить, что DA-DpHEMT транзисторы наиболее эффективно, то есть когда наблюдается максимум выходной СВЧ мощности, работают при напряжении на стоке  $U_D$  более 9 В, при этом у серийных DpHEMT транзисторов выходные СВЧ характеристики ухудшаются при увеличении напряжения на стоке  $U_D$  более 8 В.

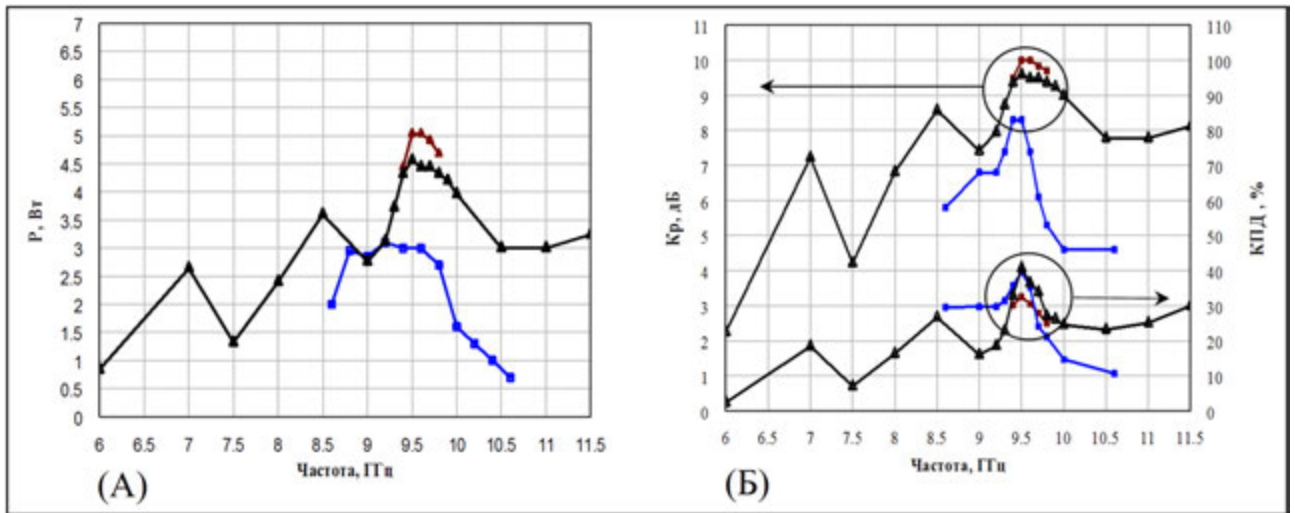


Рис. 51. Выходные характеристики тестовых схем «тип 1»: (А) зависимости выходной мощности от частоты, (Б) зависимости коэффициента усиления по мощности и КПД от частоты.  $-\Delta-$  - DA-DpHEMT при  $U_D = 8$  В,  $-\triangle-$  - DA-DpHEMT при  $U_D = 9$  В,  $-\square-$  - DpHEMT при  $U_D = 8$  В.

В дальнейшем для демонстрации превосходства DA-DpHEMT транзисторов измерения их СВЧ параметров проводились при напряжении на стоке 9 В, а измерения СВЧ параметров DpHEMT – при напряжении на стоке 8 В.

На рисунке 52 приведены частотные зависимости выходных характеристик полученных в тестовых схемах «тип 2» с DA-DpHEMT транзистором ( $\Gamma$  – затвор) в сравнении с характеристиками тестовой схемы «тип 2» с DpHEMT транзистором ( $\Gamma$  – затвор), измеренные при входной СВЧ мощности равной 500 мВт. Как видно из графиков, обе конструкции транзисторов в схеме «тип 2» имеют более высокие выходные характеристики. Так в полосе частот 7.5 – 8.5 ГГц тестовая схема на основе DA-DpHEMT имеет выходную мощность более 6 Вт при коэффициенте усиления более 10.5 дБ и КПД около 45 %, а в полосе частот 7 - 9 ГГц – более 5 Вт при коэффициенте усиления более 10 дБ, и КПД более 30 %.

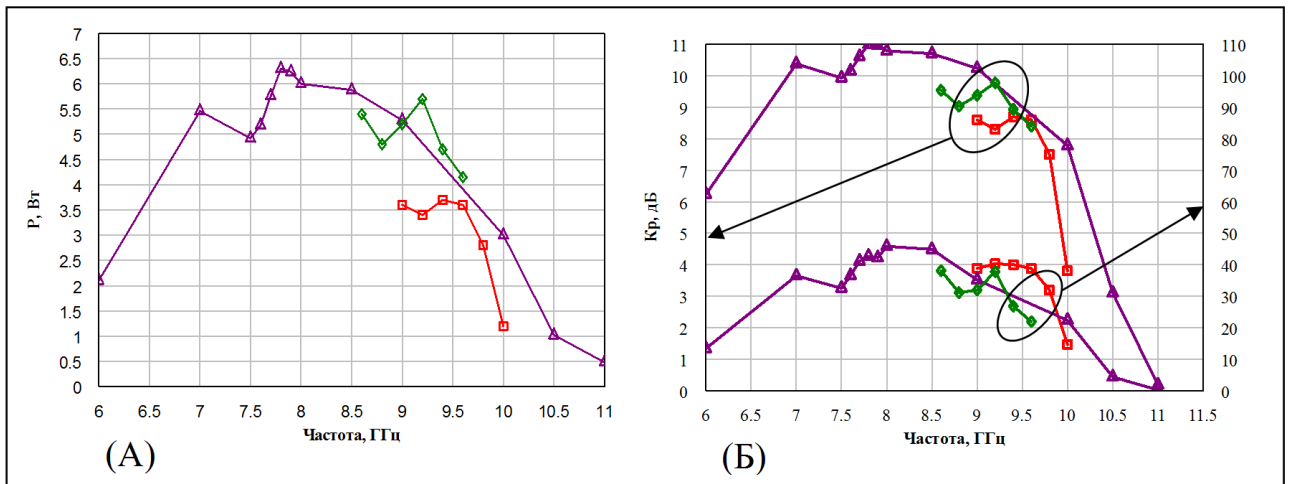


Рис. 52. Выходные характеристики тестовых схем «тип 2»: (А) зависимость выходной мощности от частоты, (Б) зависимости коэффициента усиления по мощности и КПД от частоты.  $-\triangle-$  - DA-DpHEMT (Образец 1) при  $U_D = 9$  В,  $-\diamond-$  - DA-DpHEMT (Образец 2) при  $U_D$  В,  $-\square-$  - DpHEMT при  $U_D = 8$  В.

Если соотнести полученные результаты с удельной выходной мощностью транзистора, то получим, что в полосе частот 7.5 – 8.5 ГГц транзистор в DA-DpHEMT исполнении с общей шириной  $\Gamma$  - затвора 4.8 мм имеет удельную выходную мощность равную 1.25 Вт/мм, а в полосе частот 7 - 9 ГГц – более 1 Вт/мм. При этом DpHEMT транзистор с таким же затвором имеет удельную выходную мощность, равную всего лишь 0.7 Вт/мм в полосе частот 9 – 9.5 ГГц.

Представленные характеристики усилительного каскада на DA-DpHEMT находятся на уровне лучших мировых достижений в области разработки мощных транзисторов на AlGaAs-InGaAs-GaAs гетероструктурах [210] (а, возможно, и превосходят его, т.к. наши результаты получены при большом значении общей ширины затвора – 4.8 мм, и в достаточно широком диапазоне частот).

На рисунке 53 приведено семейство графиков амплитудных характеристик выходной мощности транзисторов в тестовых схемах «тип 2», измеренных на частоте 9.2 ГГц. Из графиков видно, что на частоте 9 ГГц при входной мощности 600 мВт и напряжении на стоке 9.5 В, в импульсном режиме выходная мощность тестовой схемы с DA-DpHEMT транзистором составила более 6 Вт.

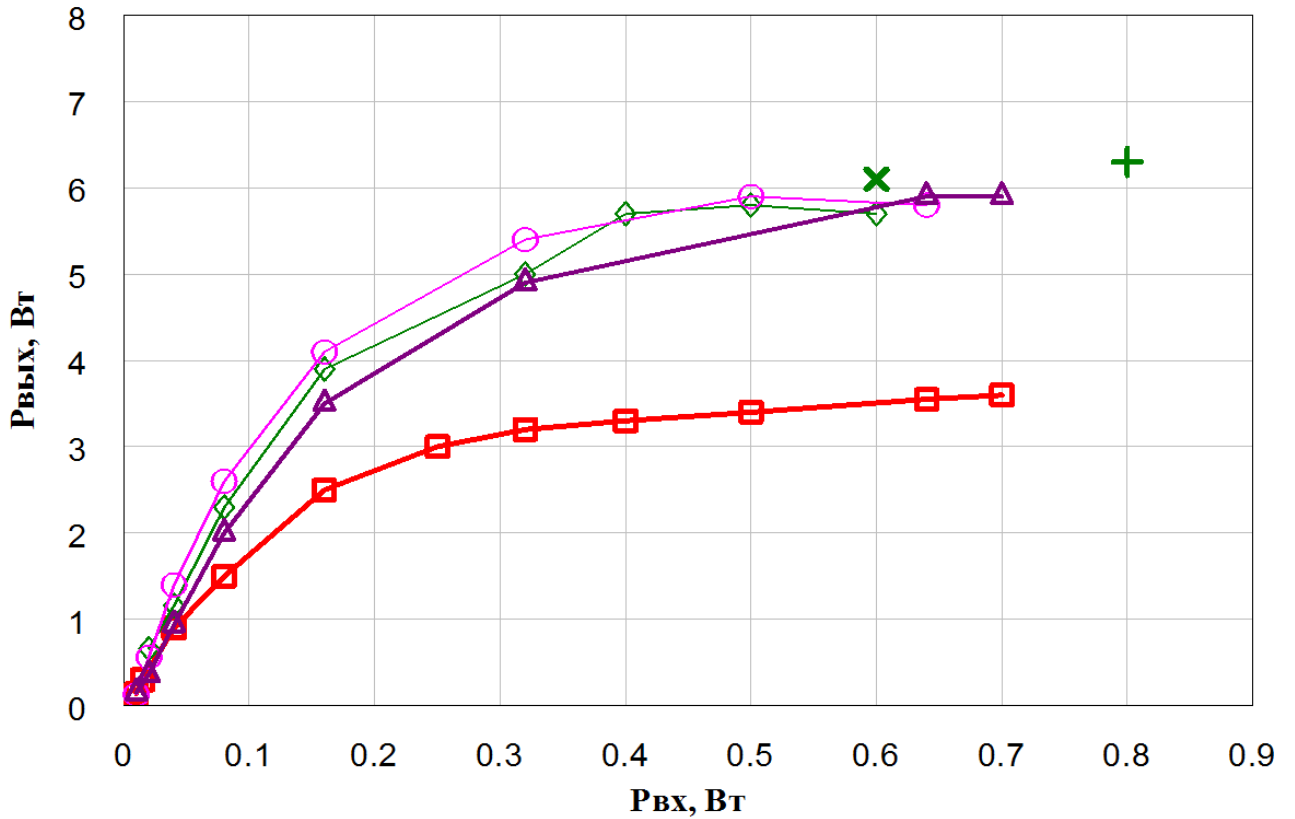


Рис. 53. Амплитудные характеристики тестовых схем «тип 2» на частоте 9.2 ГГц на основе транзисторов: образец 2 DA-DpHEMT при  $U_D = 9$  В ( $\text{—}\diamond\text{—}$ ),  $U_D = 9.5$  В ( $\times$ ),  $U_D = 10$  В ( $+$ ); образец 3 DA-DpHEMT при  $U_D = 9$  В ( $\text{—}\circ\text{—}$ ); образец 4 DA-DpHEMT при  $U_D = 9$  В ( $\text{—}\triangle\text{—}$ ); серийный DpHEMT при  $U_D = 8$  В ( $\text{—}\square\text{—}$ ).

Из рисунков 52 и 53 видно, что, как и в тестовой схеме «тип 1», DA-DpHEMT транзистор в тестовой схеме «тип 2» демонстрирует выходную мощность и коэффициент усиления более чем в 1.5 раза превосходящие аналогичные характеристики для тестовых схем с транзисторами в DpHEMT исполнении.

Следует отметить, что оба типа транзисторов, сравниваемых по поведению в составе одинаковых тестовых схем, были изготовлены по одной и той же технологии с использованием метода оптической литографии. Эти DA-DpHEMT и DpHEMT транзисторы имели близкую топологию, примерно одинаковые длины Г-затвора и его основания.

Для сравнения в составе схем «тип 1» и «тип 2» были выбраны DA-DpHEMT и DpHEMT транзисторы, имеющие следующие основные геометрические размеры:

- DA-DpHEMT транзистор с длиной основания затвора 0.3 мкм при ширине затвора 4800 мкм. Размер кристалла 600x1950 мкм, толщина полупроводниковой подложки 100 мкм, расстояние между затворами 28 мкм.

- DpHEMT транзистор с длиной основания затвора 0.25 мкм при ширине затвора 6720 мкм. Размер кристалла 580x1830 мкм, толщина полупроводниковой подложки 30 мкм, расстояние между затворами 14 мкм.

Изготовление всех элементов конструкции DA-DpHEMT транзистора проводилось с использованием установки проекционной фотолитографии Nikon, большинство операций изготовления DpHEMT транзистора также проходило с использованием этого типа литографа, однако литография, формирующая затворы DpHEMT транзисторов, проводилась электронно-лучевым методом (использовался нанолитограф фирмы Vistec). На рисунке 54 приведены фотографии сравниваемых транзисторов, а на рисунке 55 – частотные зависимости выходных характеристик сравниваемых транзисторов в тестовых схемах 2.

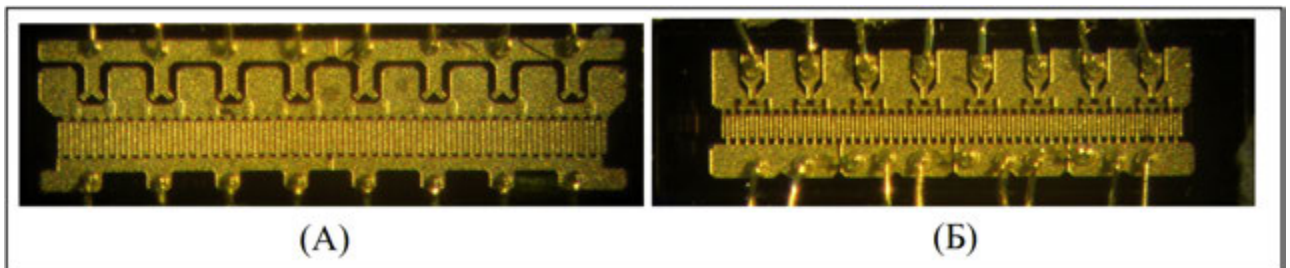


Рис. 54. Фотографии транзисторов: (А) - в DA-DpHEMT исполнении, (Б) - в DpHEMT исполнении.

Из сравнения результатов измерений (смотри рисунок 55) видно, что при входной мощности 500 мВт и напряжении на стоке 9 В для DA-DpHEMT транзистора и при входной мощности 700 мВт и напряжении на стоке 8 В для DpHEMT транзистора, выходная СВЧ мощность и КПД в тестовых схемах 2 практически равны и составляют около 6 Вт и 40% соответственно. При этом коэффициент усиления тестовой схемы с DA-DpHEMT транзистором более чем в 1.5 раза превышает коэффициент усиления схемы с DpHEMT транзистором. Таким образом, транзистор DA-DpHEMT в сравнении с транзистором DpHEMT показывает прак-



тически равные значения выходной мощности и КПД, хотя DA-DpHEMT имеет ширину затвора в 1.4 раза меньше, чем в DpHEMT.

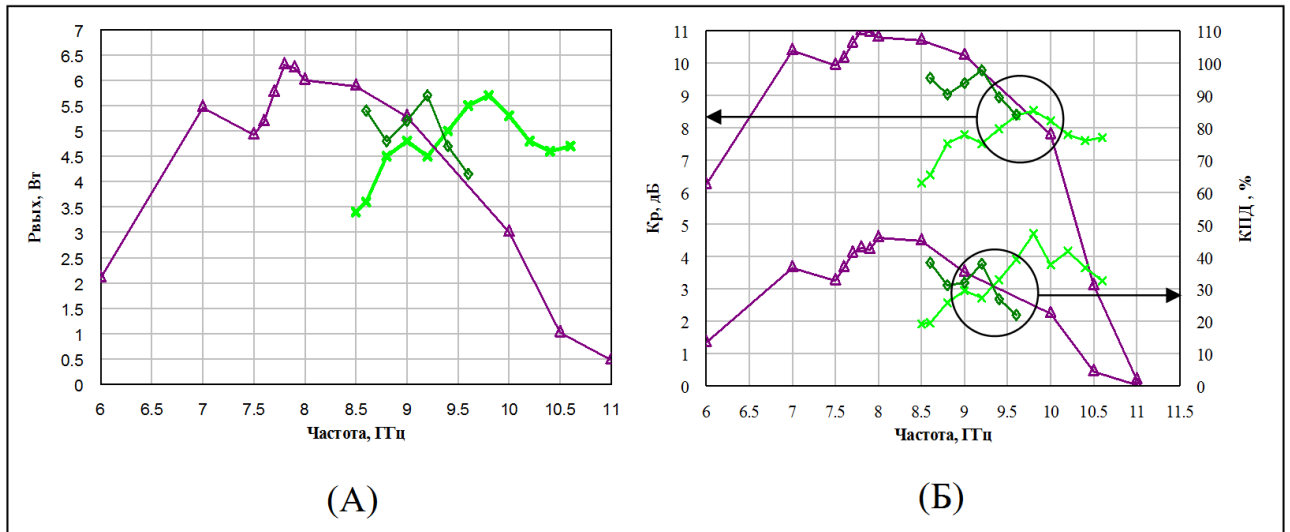


Рис. 55. Выходные характеристики тестовых схем «тип 2»: (А) зависимость выходной мощности от частоты, (Б) зависимости коэффициента усиления по мощности и КПД от частоты.  $-\triangle-$  - DA-DpHEMT (образец 1) при  $U_D = 9$  В,  $-\diamond-$  - DA-DpHEMT (образец 2) при  $U_D = 9$  В,  $-\square-$  - DpHEMT при  $U_D = 8$  В.

Необходимо отметить ещё две особенности DA-DpHEMT транзистора:

1. DA-DpHEMT транзисторы были изготовлены с помощью оптической литографии, что уменьшило время операции экспонирования примерно в 10 раз и ведет к снижению общей стоимости изделия.

2. Сравнительно большая финишная толщина подложки (100 мкм) обеспечивает простоту монтажа DA-DpHEMT транзисторов в гибридные схемы.

Важно отметить, что эти преимущества достигаются не только за счет использования нового типа гетероструктуры (DA-DpHEMT), но и способом изготовления транзистора [77].

Из результатов проведенных измерений видно, что удельная выходная мощность DA-DpHEMT транзистора с общей шириной  $\Gamma$  – затвора, равной 4.8 мм, оказалась меньше удельной выходной мощности DA-DpHEMT транзистора с общей шириной  $\Delta$  - затвора, равной 0.8 мм [104, 115, 168, 197, 198]. Скорее всего, этот результат обусловлен как потерями при суммировании выходных мощностей с отдельных секций транзистора, так и тем, что усилительный каскад был настро-

ен на более широкую полосу частот (более 20%) [211]. Также возможен естественный разброс характеристик между партиями транзисторов в условиях пока окончательно не отработанной технологии изготовления.

Очевидно, что применение делителя входной СВЧ мощности и сумматора выходной СВЧ мощности, выполненных в едином технологическом цикле вместе с транзистором в составе монолитной интегральной схемы усилителя, позволит улучшить полученный результат.

### **Выводы по результатам, приведенным в разделе 2.3.2.**

1. Показано, что в гибридных усилительных каскадах мощные полевые DA-DpHEMT транзисторы с селективным донорно - акцепторным легированием обеспечивают выходную СВЧ мощность, более чем в 1.5 раза превышающую выходную мощность усилителей с транзисторами на традиционной гетероструктуре (DpHEMT). В импульсном режиме работы при входной мощности 600 мВт и напряжении на стоке 9.5 В на частоте 9.2 ГГц выходная мощность гибридного усилительного каскада на DA-DpHEMT транзисторе с шириной затвора 4.8 мм составила более 6 Вт.

2. Коэффициент усиления тестовой схемы усилителя с DA-DpHEMT транзистором более чем в 1.5 раза превышает коэффициент усиления схемы с DpHEMT транзистором.

3. В гибридных усилительных каскадах DA-DpHEMT транзистор в сравнении с DpHEMT транзистором показывает практически равные значения выходной мощности и КПД, DA-DpHEMT при ширине затвора DA-DpHEMT в 1.4 раза меньше, чем ширина затвора в DpHEMT.

4. Продемонстрировано, что в X – диапазоне частот гибридный усилительный каскад, построенный на DA-DpHEMT транзисторе, может выдавать удельную выходную СВЧ мощность величиной более 1 Вт/мм на единицу ширины затвора в рабочей полосе частот шириной более 2 ГГц.

### **2.3.3. Конструкция, вольт - амперные характеристики и СВЧ параметры DA-DpHEMT транзисторов для мм - диапазона длин волн.**

В составе мощных СВЧ транзисторов, предназначенных для работы в мм - диапазоне длин волн, использовался второй вариант DA-DpHEMT гетероструктур с параметрами, приведенными в таблице 3.

Учитывая, что при разработке транзисторов для мм - диапазона интерес представляет возможность работы на частотах 100 и более ГГц, требуется существенное изменение конструкции транзистора в части топологии делителя входной СВЧ мощности и в части топологии сумматора выходной СВЧ мощности.

Делитель входной СВЧ мощности распределяет входную СВЧ мощность и входной СВЧ потенциал по каждой единичной секции транзистора, содержащей единичную секцию затвора. При этом конструкция делителя обеспечивает синфазную подачу одинакового входного СВЧ потенциала на каждую единичную секцию затвора, что способствует получению максимальной выходной мощности.

Сумматор выходной СВЧ мощности синфазно суммирует выходные токи стока с каждой единичной секции стока на выходной линии, к которой подключается вход выходного трансформатора сопротивлений. Тем самым обеспечивается передача этого суммарного тока стока по выходной микрополосковой линии на входное активное сопротивление выходного трансформатора сопротивлений.

Очевидно, что хорошая работа многосекционного транзистора при усилении СВЧ мощности обеспечивается подачей управляющего СВЧ потенциала с одной и той же фазой (т.е. обеспечивается синфазная подача СВЧ потенциала) на каждую единичную секцию затвора, при этом не менее важно обеспечить синфазность сбора и суммирования токов стока, поступающих с каждой секции транзистора. Очевидно также, что при отсутствии синфазной подачи входного СВЧ потенциала и при отсутствии синфазного сбора выходных токов стока, многосекционный транзистор не сможет обеспечить максимально возможную величину выходной СВЧ мощности, даже при максимальной выходной мощности, выдаваемой с каждой секции транзистора, содержащей только одну секцию затвора.

Проанализируем с точки зрения обеспечения синфазности возможность использования конструкции транзистора для см - диапазона длин волн для усиления СВЧ мощности в мм - диапазоне длин волн.

На рис. 56 приведена фотография мощного СВЧ DA-DpHEMT транзистора для см - диапазона длин волн в составе усилителя мощности.

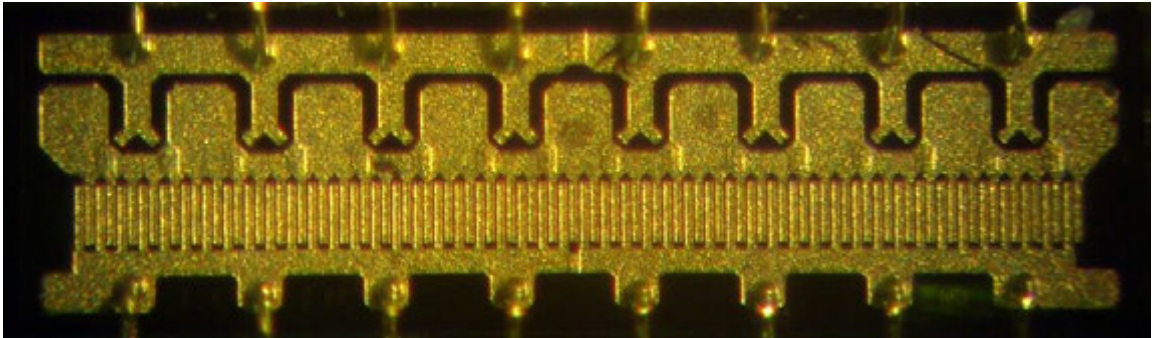


Рис. 56. Фотография экспериментального образца мощного СВЧ DA-DpHEMT транзистора для см - диапазона длин волн в усилителе мощности.

На рис. 56 следует обратить внимание на то, что для соединения общей шины затворов с входной линией используются термокомпрессионные проволочные соединения. Такая технология не может обеспечить одинаковую длину и форму каждого соединения. Кроме этого недостатка, группы единичных секций затворов соединяются общей шиной, образуя гребенчатую структуру, причем аналогично, с помощью гребенчатой структуры, соединены группы единичных секций стоков.

Понятно, что при гребенчатом соединении затворов или стоков в принципе не может быть обеспечена синфазная подача управляющего СВЧ потенциала на каждую единичную секцию затвора и синфазный сбор токов стока с каждой единичной секции стока, но насколько сильным будет рассогласование фаз - определяется рабочей частотой или длиной волны СВЧ потенциалов и токов в полупроводнике. При гармонических зависимостях от времени СВЧ потенциалов и токов величину возможного рассогласования фаз надо сравнивать с величиной  $\lambda/4$ .

Для частоты 10 - 20 ГГц  $\lambda/4 \cong 2.5 \div 1.25$  мм и конструкция, показанная на рис. 82, обеспечивает рассогласование фаз не более 10÷15%, таким образом, хорошая, работа с достаточно малым рассогласованием фаз для отдельных секций транзистора работа такого многосекционного транзистора оказывается возможной.

При переходе к мм - диапазону длин волн ситуация сильно ухудшается.

Например, для частоты 100 ГГц  $\lambda/4 \cong 0.25 \div 0.125$  мм и в конструкции транзистора, показанной на рис. 82, возможно 50 - 100% рассогласование фаз!

Таким образом, усиление мощности с достаточно малым рассогласованием фаз между всеми отдельными секциями транзистора оказывается невозможной.

По этой причине было принято решение для DA-DpHEMT транзистора, предназначенного для работы в мм - диапазоне длин волн, изменить топологию транзистора, а также топологию делителя и сумматора выходных СВЧ мощностей так, чтобы практически до нуля минимизировать рассогласование фаз для отдельных секций транзистора и, тем самым, обеспечить синфазную подачу управляющего СВЧ потенциала на каждую единичную секцию затвора и синфазный сбор токов стока с каждой единичной секции стока. Для этого был сделан отказ от гребенчатых структур. Вместо термокомпрессионных соединений было решено использовать соединение единичных секций затворов с входным согласующим узлом и соединение единичных секций стоков с выходным трансформатором сопротивлений с помощью индивидуальных микрополосковых линий, выполняемых с помощью фотолитографии. При этом задавалась одинаковая форма и длина этих соединительных линий, что и обеспечивало необходимую синфазность.

На рис. 57 показаны основные элементы исходно предложенного варианта конструкции DA-DpHEMT транзистора для мм - диапазона с 4 единичными секциями затвора, конструкций делителя входной СВЧ мощности и сумматора выходной СВЧ мощности.

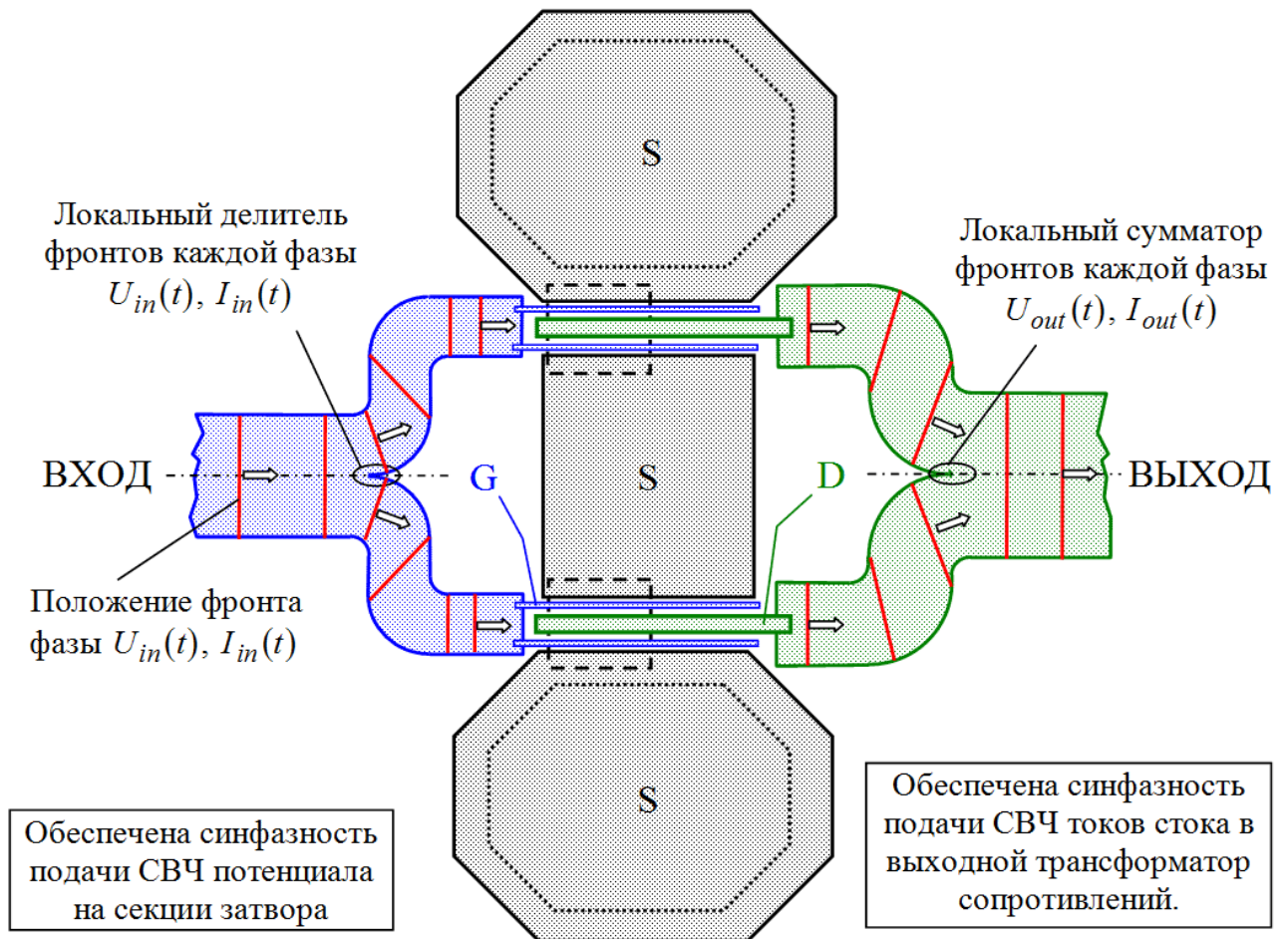


Рис. 57. Основные элементы исходного варианта конструкции DA-DpHEMT транзистора для мм - диапазона длин волн с 4 единичными секциями затвора, конструкций делителя входной и сумматора выходной СВЧ мощностей.

На рис. 57 штриховой линией показано расположение воздушных мостов, соединяющих истоки.

Предлагаемая топология делителя (рис. 57) без фазовых задержек и искажений обеспечивает разделение фронта входящего импульса (или СВЧ потенциала) на два одинаковых импульса (или на два одинаковых СВЧ потенциала), имеющие свои индивидуальные фронты (или фазы), но при этом эти два импульса (или два индивидуальных СВЧ потенциала) оказываются синфазны в точках передачи СВЧ потенциала на вход единичных секций затвора. Синфазность обеспечивается одинаковостью формы и длины ветвей делителя (они симметричны) для каждой единичной секции затвора, причем делитель имеет локализованный в одной точке – в точке «А» (рис. 58Б) физический разделитель фронта. Для компенсации взаимно-

го влияния линий делителя или сумматора, их топология немного изменяется, ее уточненная форма находится из электродинамического расчета конструкции.

В сумматоре, показанном на рис. 57, достигается следующее преимущество: без фазовых задержек и искажений происходит синфазное сложение двух импульсов (или двух СВЧ токов стока), поступающих от секций стоков и имеющих свои индивидуальные фронты, в суммарный импульс (в суммарный СВЧ ток), поступающий на вход выходного трансформатора сопротивлений. Синфазность обеспечивается одинаковостью формы плеч сумматора (плечи симметричны), причем сумматор имеет локализованный в одной точке – в точке «В» (рис. 58Б) физический объединитель фронтов сигналов, проходящих по плечам сумматора. Для компенсации взаимного влияния плеч их форма может быть изменена, уточненная форма находится из электродинамического расчета конструкции.

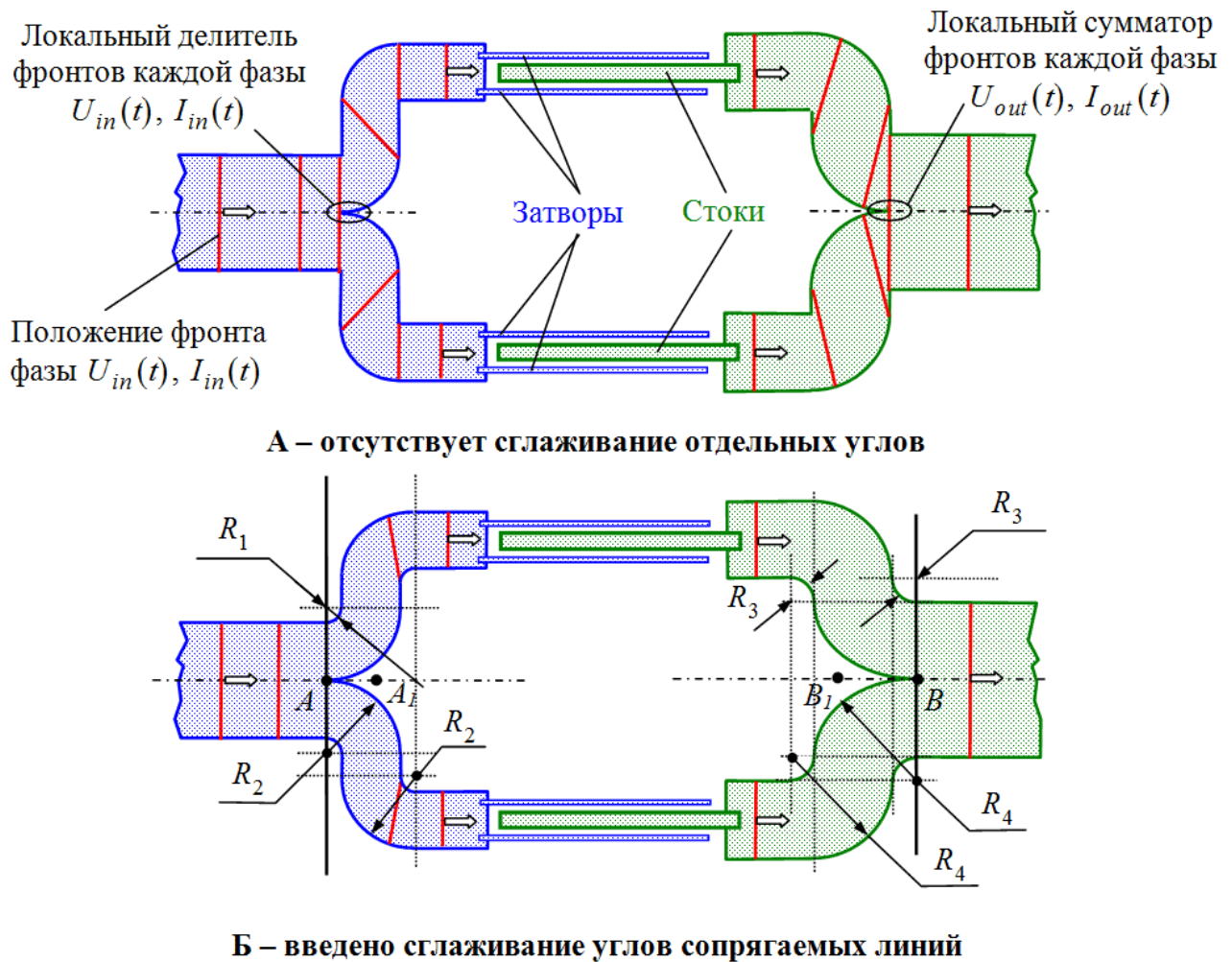


Рис. 58. Примеры топологии делителя и сумматора.

Топологии делителя и сумматора, представленные на рис. 57, представляются неидеальными в плане их конструкции – присутствуют прямые углы в точках поворота волнового фронта, в которых возможно неконтролируемое торможение волнового фронта и генерация СВЧ шума. Для устранения этого проводится сглаживание этих прямых углов, причем радиус сглаживания желательно выбирать равным не менее 3 толщин металлизации делителя и сумматора. На рис. 58Б представлена эта, улучшенная в части сглаживания прямых углов, топология делителя и сумматора. Разделение входных и суммирование выходных сигналов происходит соответственно в точках А и В. Сглаживающие линии удобно выбирать в виде частей окружностей и (или) эллипсов.

Из-за сближения линий с переходом в общую касательную в точках А и В за счет электромагнитной индукции усиливается взаимное влияние линий друг на друга, что может привести к неустойчивости усиления и срыва в режим генерации. Поэтому может потребоваться ослабление этого взаимного влияния, для чего точки деления и суммирования можно перенести в положения  $A_1$  и  $B_1$  (рис. 58Б).

Таким образом, введение в конструкцию делителя и сумматора (в исполнении, показанном на рис. 58Б) соответственно локального разделителя фронта и локального сумматора фронтов, представляется принципиально важным для синфазной подачи СВЧ потенциала на единичные секции затворов, для суммирования СВЧ токов стока и для подавления фазовых шумов.

Для обеспечения необходимых волновых сопротивлений самостоятельный практический интерес представляет проведение расчетов топологии и размеров элементов делителя и сумматора в исполнении, показанном на рис. 58Б.

Также не менее важно вычислить изменение во времени положения фронтов (фаз) в линиях делителей и сумматоров, такой расчет покажет, действительно ли в выбранной топологии выполняется принципа синфазности подачи сигналов на входы секций затвора и синфазности суммирования выходных сигналов.

Эти задачи составляют отдельную область прикладных исследований, связанных с схемотехническими задачам согласования входа и выхода мощного СВЧ транзистора и в этой работе исследоваться не будут.



На рис. 59 показан упрощенный вариант конструкции входного делителя и выходного сумматора, часто используемый в микросхемах СВЧ усилителей. Этот вариант отличается отсутствием локального разделителя и локального сумматора.

В настоящее время ведущие фирмы используют оба варианта конструкций делителей и сумматоров [212].

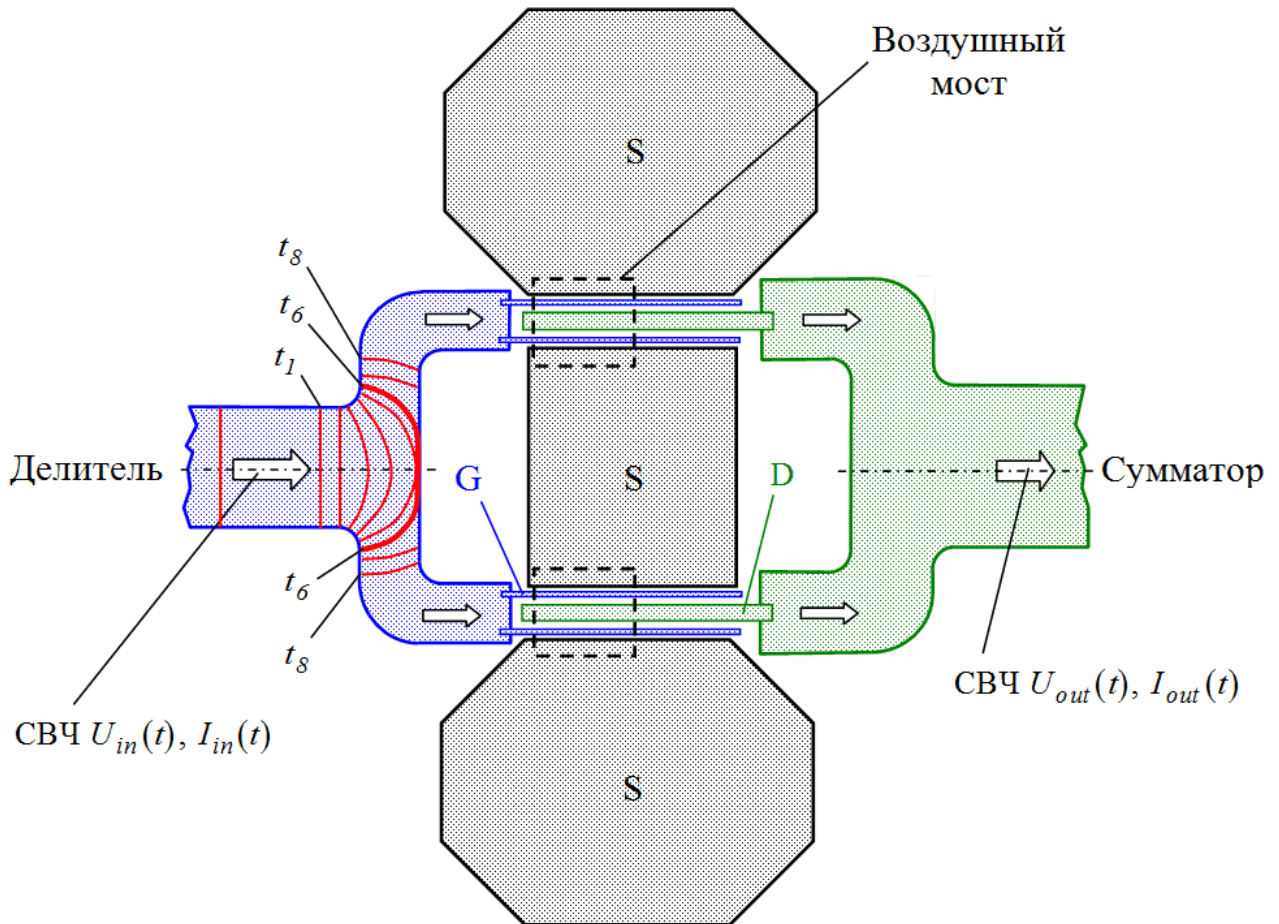


Рис. 59. Схематическая конструкция делителей и сумматоров для многосекционных СВЧ транзисторов для мм - диапазона длин волн.

На рис. 59 показано, что предположительно, фронт фазы входного СВЧ сигнала даже после касания стенки делителя (касание происходит в момент времени  $t_5$ ) может сразу не разделиться на два отдельных фронта и принять форму, показанную в момент времени  $t_6$ , т.е. разделение фронта происходит с задержкой во времени. Для устранения этой задержки разделения фронта, (возможно и несимметричной по месту разделения) предусмотрен локальный разделитель фронта каждой фазы входных СВЧ сигналов  $U_{in}(t), I_{in}(t)$ , находящийся в положении  $A_1$ . Аналогично действует локальный сумматор фронта каждой фазы

выходных СВЧ сигналов  $U_{out}(t)$ ,  $I_{out}(t)$ , находящийся в расположении  $B_1$  смотри рис. 58Б.

Далее на рис. 60 показаны варианты примененных нами топологий экспериментальных образцов мощных СВЧ DA-DpHEMT транзисторов, предназначенных для работы в мм - диапазоне длин волн [213, 230]. В этих вариантах проведена апробация конструкции делителей и сумматоров для многосекционных СВЧ транзисторов мм - диапазона длин волн, схематично показанная на рис. 59.

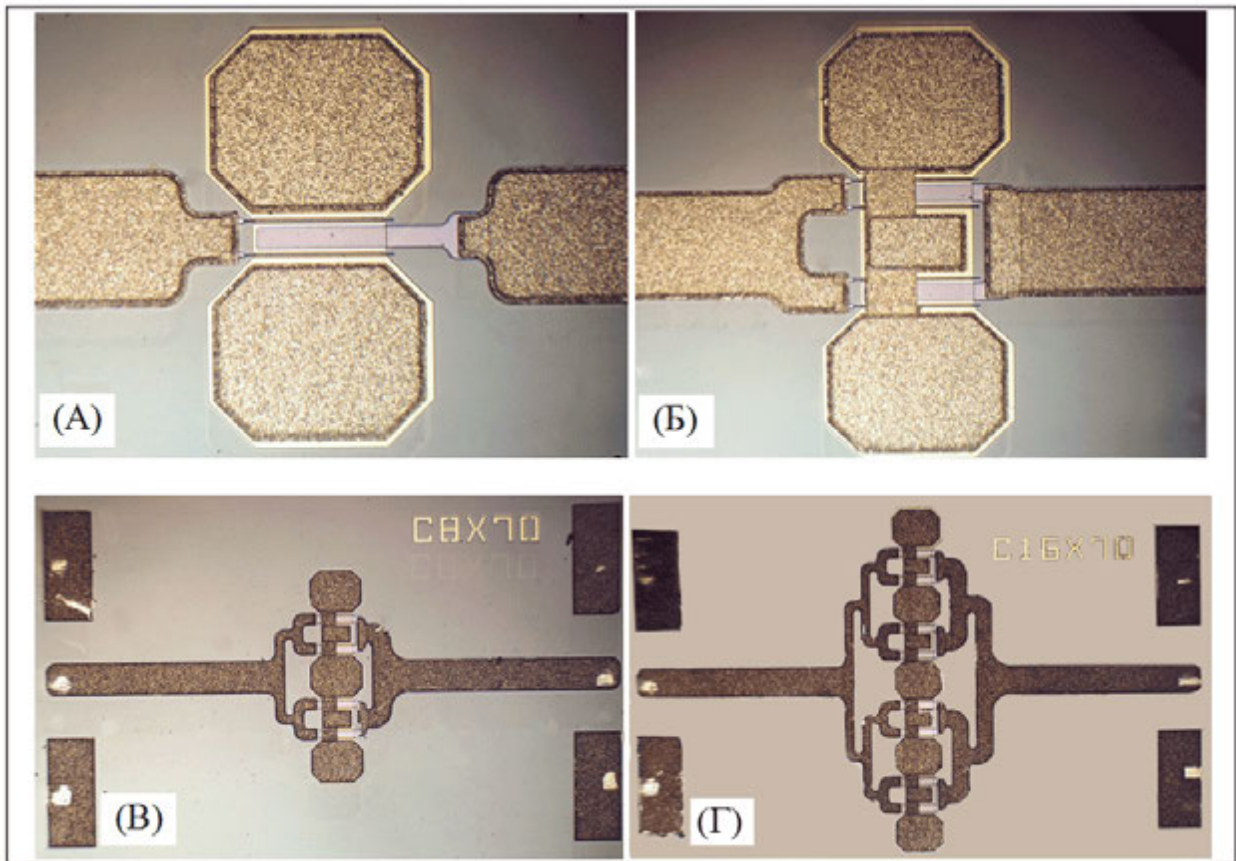


Рис. 60. Фотографии топологий мощных СВЧ DA-DpHEMT транзисторов для мм - диапазона длин волн, примененных в экспериментальных образцах.

В топологиях экспериментальных образцов мощных СВЧ DA-DpHEMT транзисторов для мм - диапазона длин волн (рис. 53), примененных в экспериментальных образцах, использован принцип сбора двух потоков электронов, управляемых двумя затворами и переносимых из двух истоков на один общий сток. Этот принцип ранее использовался в работе [241].

Учитывая, что для обеспечения хорошей работы транзистора в мм - диапазоне длин волн было внесено большое количество изменений в конструкцию ге-

тероструктуры (сравни таблицы 9 и 11) и в топологию транзистора (сравни рис. 44 и 60), была вероятно необходима корректировка принятых изменений.

Поэтому для более быстрого получения результатов было принято решение первые образцы транзисторов смонтировать на специальном массивном медном держателе, позволяющем провести только зондовые измерения малосигнальных СВЧ параметров. По этой причине на первых изготовленных образцах мощных СВЧ DA- DpHEMT транзисторов для мм - диапазона можно было провести измерения СВЧ параметров только в режиме малого сигнала.

Поперечные зонные диаграммы, волновые функции и распределения концентрации электронов экспериментальных образцов DA- DpHEMT транзистора мм диапазона были рассчитаны в работах [213, 230] и представлены на рис. 61, 62.

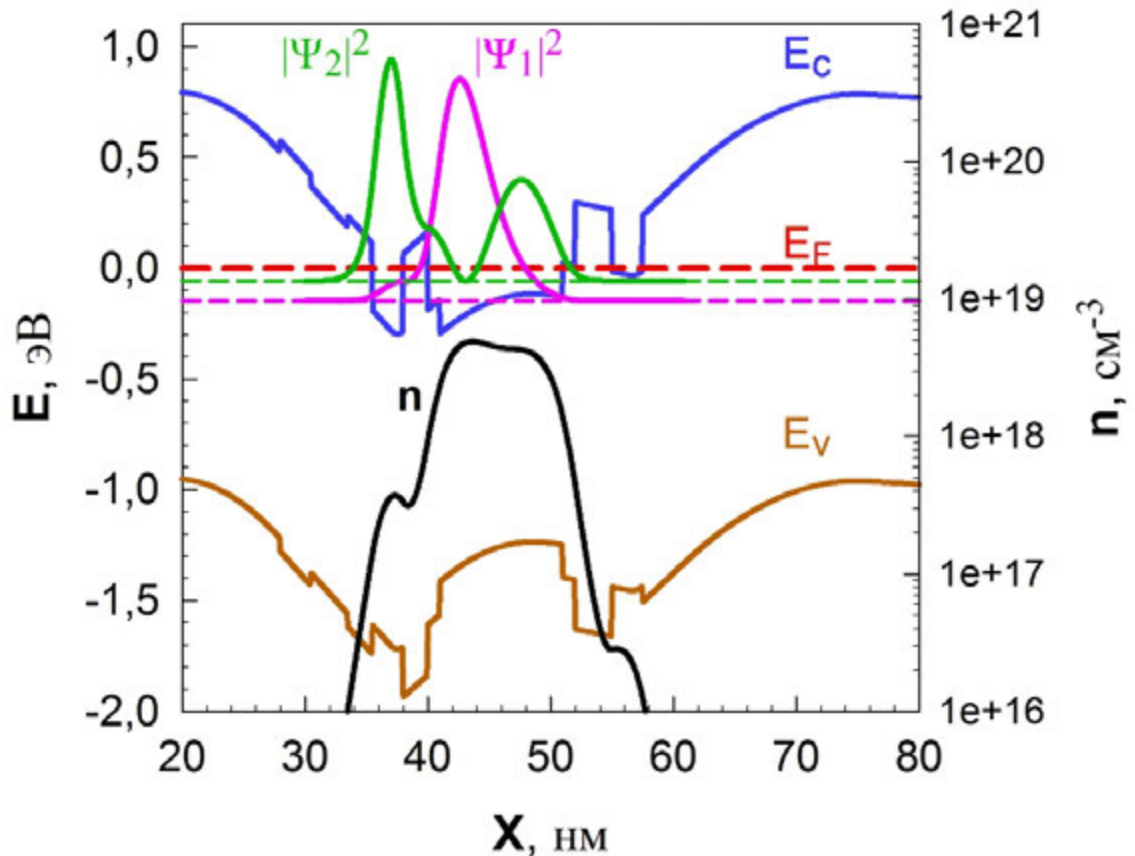


Рис. 61. Зонная диаграмма  $E_C(x)$ , волновые функции  $\psi_i(x)$  и распределение концентрации электронов  $n(x)$ . Координата  $x=0$  привязана к основанию затвора.  $U_g=0$  В, энергии дна размерных подзон:  $E_1=-0.147$  эВ,  $E_2=-0.059$  эВ.

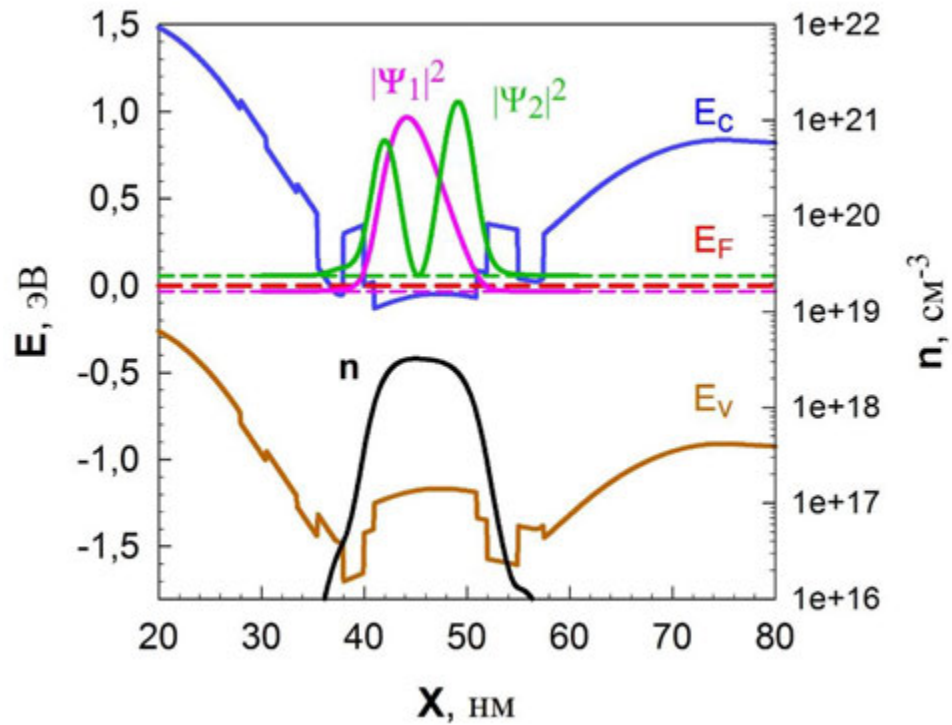


Рис. 62. Зонная диаграмма  $E_C(x)$ , волновые функции  $\psi_i(x)$  и распределение концентрации электронов  $n(x)$ . Координата  $x=0$  привязана к основанию затвора.  $U_g = -2$  В, энергии дна размерных подзон:  $E_1 = -0.032$  эВ,  $E_2 = +0.057$  эВ.

Зонные диаграммы, представленные на рис. 61 и 62, рассчитывались с помощью самосогласованного решения системы уравнений Пуассона и Шредингера [87] с использованием выражений (24 – 27). Для решения системы использовался метод конечных разностей. На рисунке 61 показан результат расчета первого и второго уровня энергии дна размерно - квантовых подзон (энергии  $E_1$  и  $E_2$ ), показавший, что эти уровни расположены ниже равновесного уровня Ферми  $E_F = 0$  эВ. Расчет проводился при задании на затворе внешнего потенциала, равного нулю. Расчет также показал, что 98 % электронов расположены в этих подзонах, что подтверждает сильную локализацию электронов в канале.

На рис. 62 приведены аналогичные распределения, но при задании на затворе внешнего потенциала, равного  $(-2)$  В. При этом за счет сужения квантовой ямы структуры уровни энергий дна размерно - квантовых подзон смещаются вверх по оси энергий, что подтверждается величинами  $E_1$  и  $E_2$ , рассчитанными для этого случая.

### Характеристики экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов для мм - диапазона длин волн измеренные в статическом режиме.

Первые экспериментальные образцы DA-DpHEMT транзисторов для мм - диапазона длин волн были изготовлены с разными ширинами единичных секций затвора  $W_g$ , разными расстояниями исток - затвор  $L_{sg}$  и затвор - сток  $L_{gd}$ .

Образцы транзисторов изготавливались в четырех конструктивных вариантах приведенных в работах [213, 230]: по 2, 4, 8 и 16 единичных секций затвора в каждом варианте транзистора (рис. 60).

При изготовлении этих вариантов первых экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов для мм - диапазона длин волн применялась стандартная технология, используемая при производстве DpHEMT транзисторов с T - затворами. Длина основания T-образного затвора была измерена и составила величину, примерно равную 0.12 мкм. Толщина подложки в транзисторах составляла 100 мкм. Заземление истоков было проведено через сквозные металлизированные отверстия под октаэдрическими площадками истоков (рис. 60). Из-за малой площади омических контактов истока и стока, формируемых непосредственно к слою InGaAs канала на боковых стенках мезы транзистора и уменьшенной толщины металлизации омических контактов на стенках мезы, их сопротивление исходно составило 0.9 – 1.0 Ом·мм, что примерно в 1.5 - 2 раза больше, чем у стандартной DpHEMT, но после оптимизации технологии контактов их сопротивление уменьшилось до 0.3 Ом·мм. Поверхность транзистора защищалась с помощью 100 нм слоя  $Si_3N_4$ . Фото четырех вариантов первых экспериментальных образцов транзистора с 50-Ом линиями для зондовых измерений СВЧ и статических характеристик транзистора приведены на рисунках 60 А, Б, В, Г. На этих рисунках показаны конструкции, у которых ширина каждой секции затвора  $W_g = 70$  мкм.

Типичная выходная ВАХ экспериментального образца мощного СВЧ DA-DpHEMT транзистора для мм диапазона длин волн представлена на рис. 63.

Усредненные по однотипным транзисторам переходная ВАХ и крутизна экспериментальных образцов мощных СВЧ DA - DpHEMT транзисторов для мм - диапазона длин волн представлены на рис. 64.

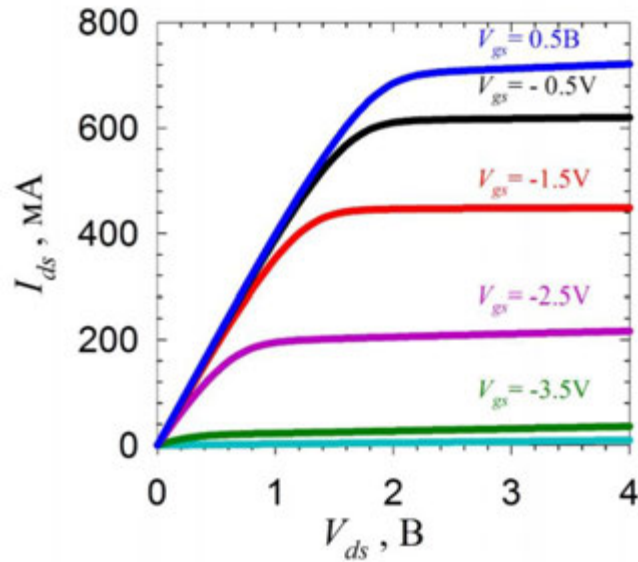


Рис. 63. Типичная выходная ВАХ экспериментального образца мощного СВЧ DA-DpHEMT транзистора для мм - диапазона длин волн [125, 126].

Для предотвращения теплового пробоя экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов для мм - диапазона, измерения выходных ВАХ при больших токах стока проводились только в диапазоне  $V_{ds} = 0 \div 4$  В.

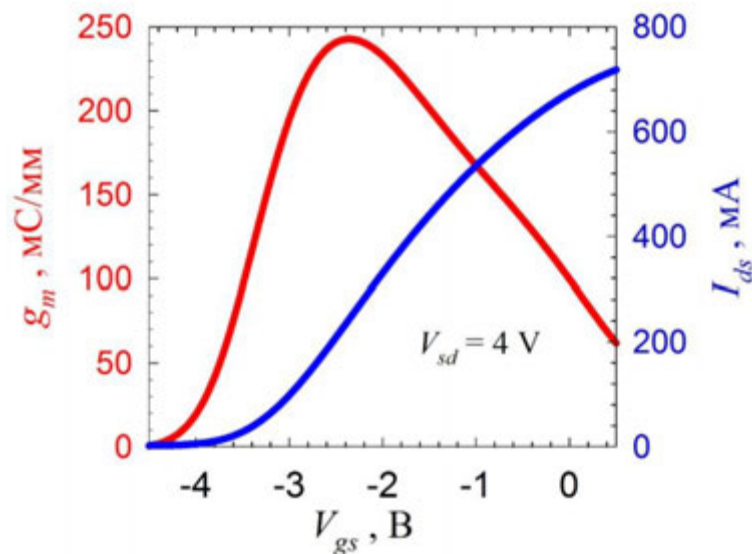


Рис. 64. Усредненные по однотипным транзисторам переходная ВАХ  $I_{ds}(V_{gs})$  и крутизна  $g_m(V_{gs})$  экспериментальных образцов мощных СВЧ DA-DpHEMT транзисторов для мм - диапазона длин волн [213, 230].

На рис. 65 представлена зависимость напряжения пробоя  $V_B$  от  $L_{gd}$  - расстояния «затвор – край стокового контактного  $n^+$ -GaAs слоя» (смотри слой № 22 в таблице 11). Это напряжение пробоя оказалось в диапазоне  $V_B = 23 - 31$  В.

Учитывая относительную малость задаваемых величин  $L_{gd}$ , этот результат является очень хорошим при учете сравнительно малой ширины запрещенной зоны в  $In_{0.22}Ga_{0.78}As$  канале ( $E_g \approx 1.1$  эВ) по отношению к GaAs каналу ( $E_g \approx 1.4$  эВ).

Причины получения таких, достаточно больших напряжений пробоя, далее будут приведены в разделах, посвященных конструктивно – технологическим особенностям экспериментальных образцов мощных СВЧ DA-DpHEMT транзисторов для мм - диапазона длин волн.

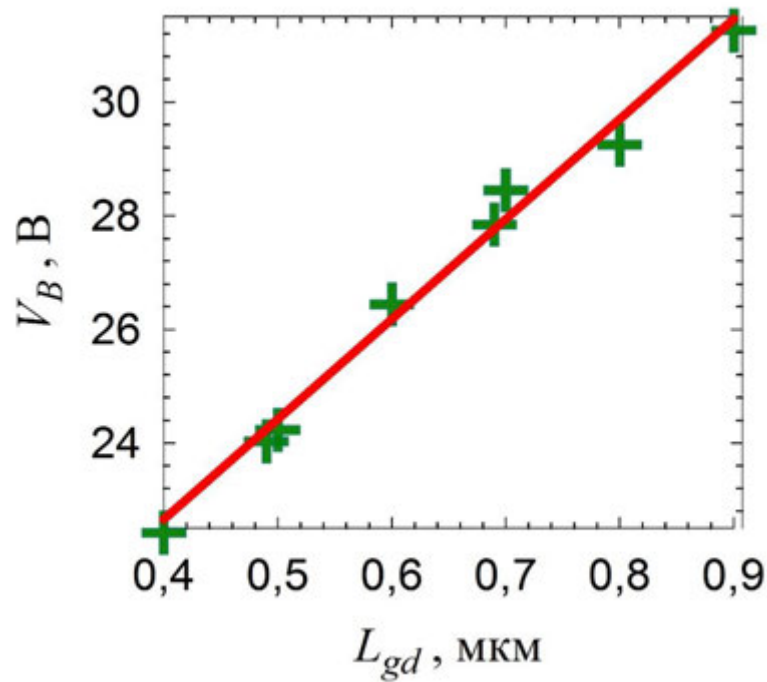


Рис. 65. Зависимость напряжения пробоя  $V_{BGD}$  от  $L_{gd}$  - расстояния «затвор – край стокового контактного  $n^+$ -GaAs слоя» [166, 167, 173].

Полученные максимальные напряжения пробоя позволяют подключать к выходу транзистора достаточно большое активное сопротивление, величина которого с учетом рис. 2, 3, 65 может быть оценена так:  $R_H \approx \frac{(31.6 - 2.0) \text{ В}}{0.7 \text{ А/мм}} \approx 42 \text{ Ом}$  при ширине затвора, равной 1 мм. Возможность подключения такого, достаточно большого сопротивления, в принципе, позволяет заметно увеличить удельную

выходную СВЧ мощность  $P_{out} \sim I_{Dmax}^2 \cdot R_H$ , но ее максимальная величина определяется не только размахом амплитуд СВЧ напряжений и токов в канале транзистора, но и задержкой модуляции проводимости канала, зависящей от максимальной величины статической дрейфовой скорости электронов в канале.

Исходя из результатов, представленных на рис. 63, максимальная удельная величина тока стока при прямом смещении на затворе составила 0.7 А/мм. Без учета задержки на СВЧ модуляции проводимости канала, зависящей от максимальной величины статической дрейфовой скорости электронов в канале, учитывая результаты, приведенные на рис. 63 и 64, величину максимальной удельной выходной СВЧ мощности можно оценить используя выражение (1):

$$P_{out}(\omega=0) = \frac{1}{8} \cdot I_{ds} \cdot (V_{BGD} - V_S - V_p) \approx \frac{1}{8} \cdot 0.7 \cdot (31.6 - 2 - 4.5) \approx 2.2 \text{ Вт/мм} \quad (35)$$

В оценке (35) приняты следующие обозначения.  $V_{BGD} = 31.6$  В - напряжение пробоя «затвор - сток»,  $V_S = 2$  В - напряжение насыщения выходных ВАХ,  $V_p = 4.5$  В - напряжение на затворе, запирающее транзистор.

Прямые измерения выходной мощности в мм - диапазоне для первых экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов не проводились. Однако, можно предположить, что приведенная выше оценка (35) верна, по крайней мере до тех пор, пока их коэффициент усиления больше 10 дБ. По крайней мере, ранее, похожие оценки для транзисторов X-диапазона на подобных структурах оказывались в хорошем согласии с измеренным значением выходной мощности. В частности, в DA-DpHEMT транзисторе с Г- затвором длиной 0.3 мкм на частоте 10 ГГц была получена удельная мощность  $P_{out} = 1.7$  Вт/мм, суммарная мощность транзистора 1.4 Вт и коэффициент усиления по мощности более чем 10 дБ [168].

Оценка выходной удельной мощности для DA-DpHEMT, согласно статическим измерениям выходных ВАХ при максимальной плотности тока 0.6 А/мм, рабочем напряжении на стоке 12 В, пробивном напряжении 26 - 27 В дает величину выходной удельной мощности порядка 1.6 - 1.8 Вт/мм, что хорошо согласуется с измеренными значениями.



### **СВЧ параметры экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов для мм - диапазона длин волн.**

5G стандарт связи и следующий за ним уже активно разрабатываемый в настоящее время 6G стандарт являются уже реализованным настоящим и предполагаемым будущим новых мобильных сетевых технологий, имеющие такие уникальные характеристики, как скорость передачи выше 1 Гбит/с, ширину полосы рабочих частот от 3 до 300 ГГц, высокое качество видеосвязи, мультимедийное потоковое вещание высокого разрешения, HDTV и т.д. Это делает технологии 5G и 6G стандартов связи отличными от всех ныне существующих мобильных технологий. Высокочастотные полосы еще не одобрены организациями, разрабатывающими протоколы мобильной телефонии. Для 5G в частности, предлагается использовать диапазоны 24.25-27.5, 26.5-29.5, 27.5-28.35 и 37-40 ГГц. Для 6G характерные частоты вообще располагаются в районе 300 ГГц.

Начавшаяся революция в коммуникационных системах способствовала разработке транзисторов и интегральных схем мм - диапазона и сильно стимулировала спрос на эти изделия. Освоение 5G и 6G стандартов связи затруднено ослаблением сигнала мм - диапазона длин волн в сложных условиях распространения и из-за жестких ограничений по размеру, стоимости и энергопотреблению оборудования. По этим причинам и по причине большой потенциальной потребности, становится актуальной разработка и производство мощных СВЧ полевых транзисторов для мм - диапазона длин волн.

Если комплексно рассматривать этот вопрос, то для решения всех этих проблем лучше всего подходят HEMT - транзисторы с высокой подвижностью электронов на основе гетероструктур группы полупроводников III-V с квазидвумерным электронным газом ввиду их широкого диапазона рабочих частот, высокой выходной мощности, эффективности и линейности [212], [241-254].

Несомненно, в настоящее время основным материалом канала транзисторных гетероструктур для мощной СВЧ электроники является нитрид галлия. Транзисторы на основе GaN гетероструктур могут работать при более высоких температурах, а также обладают более высокими рабочими напряжениями по сравне-

нию с транзисторами, созданными на основе кремния или арсенида галлия. Кроме того, усилители на основе GaN транзисторов выдерживают сигналы высокой мощности на входе при отсутствии дополнительной защиты.

Соответственно продвижение мощных полупроводниковых приборов в миллиметровый диапазон длин волн также связано, в основном, с совершенствованием эпитаксиальных технологий нитрида галлия. НЕМТ транзисторы на основе GaN являются неоспоримыми лидерами среди мощных полевых транзисторов в диапазоне длин волн от 3 см до нескольких мм [243 – 246]. Главными преимуществами этих транзисторов являются большая выходная удельная мощность и большое напряжение пробоя, а также сравнимые с НЕМТ - транзисторами с InGaAs каналом показатели коэффициента усиления и коэффициента шума. Кроме того, бурный прогресс нитрид-галлиевых приборов связан не только с достоинствами эпитаксиальных структур на основе нитрида галлия, но ещё и с огромным объёмом затрачиваемых на эти работы средств и быстро выросшим за последние годы уровнем полупроводниковых технологий. GaN - гетероструктуры для НЕМТ транзисторов выращиваются на подложках с несопадающими параметрами решетки, что приводит к возникновению большого количества структурных дефектов. Это является одной из потенциальных причин ухудшения параметров и надежности транзисторов. В настоящее время проблема структурных дефектов достаточно успешно решается при использовании подложек из карбида кремния, но ограничивающим фактором пока остается высокая стоимость SiC - подложек. GaN технология, несомненно, имеет потенциал для ее улучшения, но в настоящее время, из-за принципиальных ограничений GaN- НЕМТ сравнимы с НЕМТ - транзисторами с InGaAs каналом только на частотах порядка 150 ГГц [242]. В то же время технология НЕМТ - транзисторов с InGaAs каналом пока лучше отработана и НЕМТ - транзисторы с InGaAs каналом дешевле [242], [247], [248]. Двумя основными гетероструктурами для использования в транзисторах мм - диапазона являются псевдоморфные НЕМТ и метаморфные НЕМТ. DrНЕМТ транзисторы превосходят mНЕМТ и InP - НЕМТ по удельной выходной мощности, но уступают по коэффициенту усиления и максимальной рабочей частоте [249 – 252].

Как показано выше, DA-DpHEMT транзисторы с InGaAs каналом потенциально более перспективны для применения в мм - диапазоне длин волн по отношению к DpHEMT - транзисторам с GaN каналом. При этом потенциальное преимущество DA-DpHEMT транзисторов с InGaAs каналом заключается в возможности получения существенно бóльших величин выходной СВЧ мощности.

### **Особенности тестовых образцов DA-DpHEMT транзисторов.**

При разработке мощных СВЧ транзисторов практически всегда возникает необходимость выбора оптимального расположения основания затвора между истоком и стоком и оптимальной ширины для каждой секций затвора.

Известно, что увеличение  $L_{SD}$  - расстояния между омическими контактами истока и стока содействует увеличению напряжения пробоя  $U_{BSD}$ , но величина  $L_{SD}$  ограничена сверху требованиями, налагаемыми на показатели быстродействия транзистора и величину выходной СВЧ мощности, которую должен обеспечивать транзистор на заданной рабочей частоте.

По этой причине практически всегда оптимальное расположение основания затвора на промежутке  $L_{SD}$  при заданной рабочей частоте определяется возможностью получения не только максимально возможных величин напряжения пробоя  $U_{BSD}$ , но и максимально возможных напряжений пробоя  $U_{BGD}$  и  $U_{BGS}$ .

Из-за сложности конструкции эпитаксиальной структуры и самого транзистора, расчет оптимального расположения основания затвора и ширины затвора в каждой секции транзистора в рамках даже подробной и сложной модели всегда может дать большую методическую погрешность. По этой причине было принято решение определить оптимальное расположение основания затвора и оптимальную ширину для каждой секции затвора экспериментальным методом – с помощью измерения малосигнальных СВЧ параметров тестовых образцов DA-DpHEMT транзисторов с различным расположением затворов.

При этом в тестовых образцах DA-DpHEMT транзисторов задавалось не только различное количество одиночных секций затвора (рис. 60), также задавались различные величины ширины каждой одиночной секции затвора и различ-

ные величины  $L_{SG}$  и  $L_{GD}$ . Длина основания затвора  $L_g$  задавалась одинаковой во всех тестовых образцах транзисторов для мм - диапазона,  $L_g \cong 0.12$  мкм.

Таким образом, проведение измерений СВЧ параметров на таком наборе тестовых образцов позволяет в результате сделать выбор оптимальной топологии транзистора, оптимальной ширины затвора для каждой его секции, провести выбор оптимальных размеров  $L_{SG}$ ,  $L_{GD}$  и оптимальной рабочей точки по постоянному потенциалу, подаваемому на затвор транзистора.

### Зависимости максимального коэффициента усиления тестовых образцов DA-DpHEMT транзисторов мм - диапазона при различных частотах.

Зависимости MSG – максимального коэффициента усиления рассчитывались из результатов измерения малосигнальных S – параметров.

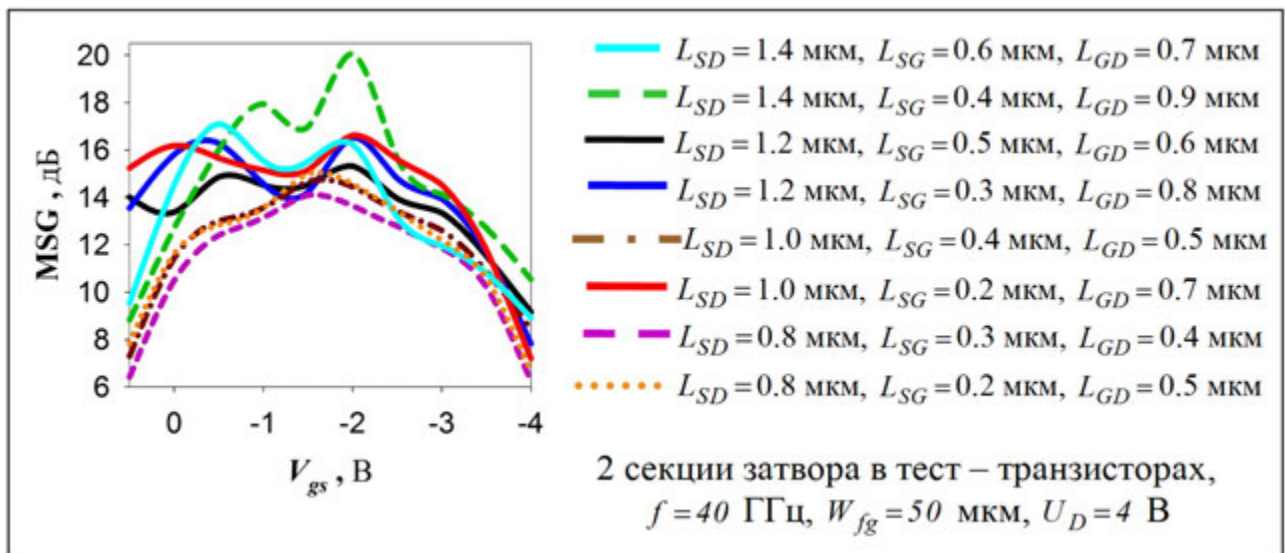


Рис. 66. Зависимости максимального коэффициента усиления MSG на частоте 40 ГГц от постоянного напряжения, подаваемого на затвор транзистора при различных величинах  $L_{SG}$  и  $L_{GD}$ ,  $L_g = 0.12$  мкм.

На рис. 66 обращают на себя внимание следующие результаты.

1. Максимальная величина MSG при напряжении  $V_{gs}$  соответствующем А – режиму усиления получена при наибольшей из заданных величин  $L_{GD}$ , что изначально было не очевидно. В DpHEMT транзисторах с селективным легированием только донорами которые предназначены для работы в мм - диапазоне длин волн, как правило, используют существенно меньшие величины  $L_{GD} \approx 0.2 \div 0.3$  В.

2. Прослеживается увеличение MSG при увеличении расстояния «затвор – сток», при этом максимальная величина малосигнального коэффициента усиления получена при наибольшей из заданных в тест - образцах транзисторов величине  $L_{GD}=0.9$  мкм при напряжении  $V_{gs}$ , соответствующем А – режиму усиления.

3. Тест – образцы DA-DpHEMT транзисторов продемонстрировали большой коэффициент усиления не только при отрицательных напряжениях, подаваемых на затвор, но и при  $V_{gs}=0$  и даже при  $V_{gs}=+0.5$  В. В DpHEMT транзисторах с селективным легированием только донорами, которые предназначены для работы в мм диапазоне длин волн, как правило, усиление даже при  $V_{gs}=0$  В слабое.

4. Для «В» и «С» – режимов усиления лучший набор параметров:  $L_{SD}=1.4$  мкм,  $L_{SG}=0.4$  мкм,  $L_{GD}=0.9$  мкм, показавший наибольшую величину MSG при напряжении на затворе, близком к напряжению отсечки:  $V_{gs}=(-4) \div (-3)$  В.

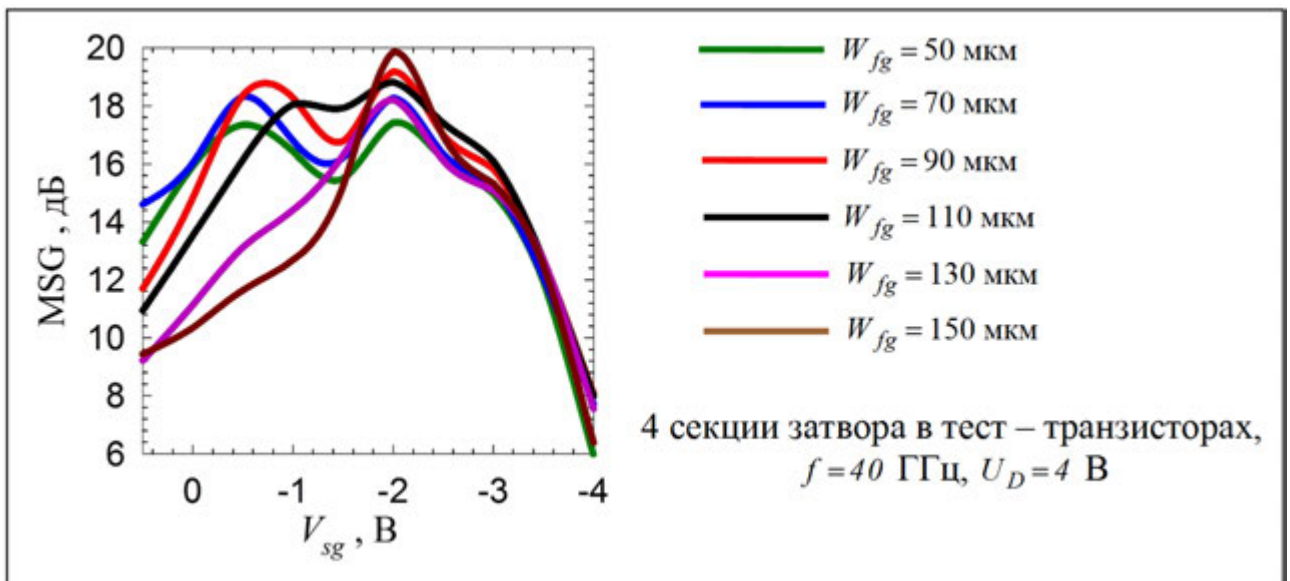


Рис. 67. Зависимости максимального коэффициента усиления MSG на частоте 40 ГГц от постоянного напряжения, подаваемого на затвор транзистора при задании различной ширины каждой секции затвора  $W_{fg}$ ,  $L_g=0.12$  мкм.

На рис. 67 обращают на себя внимание следующие результаты.

1. В широком диапазоне изменения  $V_{sg}$  максимальная величина MSG на частоте 40 ГГц равная 17÷19 дБ достигается при сравнительно большой величине ширины отдельных секций затвора:  $W_{fg}=90$  мкм.

2. В очень узком диапазоне изменения  $V_{sg}$  самая большая величина MSG на частоте 40 ГГц равная 20 дБ достигается при самой большой величине ширины отдельных секций затвора  $W_{fg} = 150$  мкм.

3. В тест – транзисторах с 4 секциями затвора также, как и в тест – транзисторах с 2 секциями затвора, сохранилась большая величина MSG при постоянных напряжениях на затворе  $V_{gs} = 0$  и даже при  $V_{gs} = +0.5$  В.

4. Для «В» и «С» – режимов усиления наибольшая величина MSG при напряжении на затворе, близком к напряжению отсечки  $V_{gs} = (-4) \div (-3)$  В выявлена при ширине секций затвора задаваемой в диапазоне  $W_{fg} = 90 \div 110$  мкм.

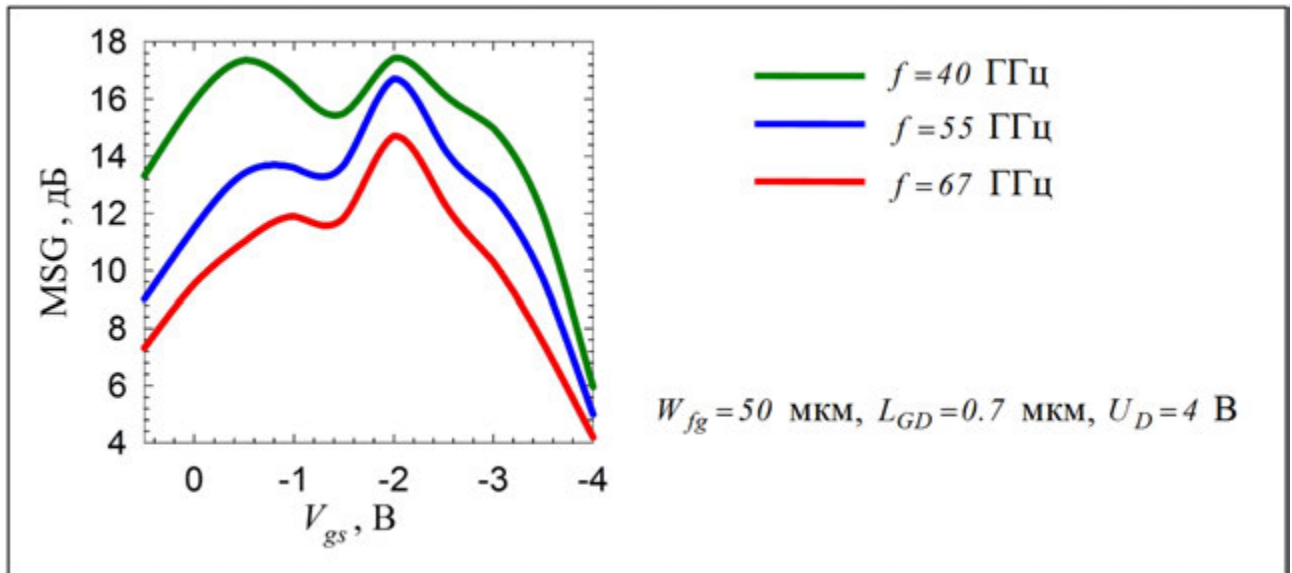


Рис. 68. Зависимости максимального коэффициента усиления MSG от постоянного напряжения на затворе транзистора при различных рабочих частотах  $f$ . Тест – транзистор с 4 секциями затвора (рис. 60Б),  $L_g = 0.12$  мкм.

Из рисунков 66 - 68 видно, что на частоте 40 ГГц при величине расстояния «затвор - сток»  $L_{GD} > 0.6$  мкм коэффициент усиления транзисторов имеющих различную ширину единичных секций затвора значительно больше 15 дБ с максимумом почти равным 20 дБ в широком диапазоне напряжений на затворе. Для тест – образцов DA-DpHEMT с ширинами единичных секций затвора равными 50 мкм, на частоте 67 ГГц усиление составило более 10 дБ (рис. 68).

Максимальная частота усиления по току  $f_t$  и максимальная частота генерации  $f_{max}$  для транзистора с шириной единичной секции затвора  $W_{fg} = 50$  мкм находились экстраполяцией малосигнальной величины  $|h_{21}|^2$  прямой линией с наклоном 20дБ на декаду и однонаправленного коэффициента усиления так, как показано на рисунке 69.

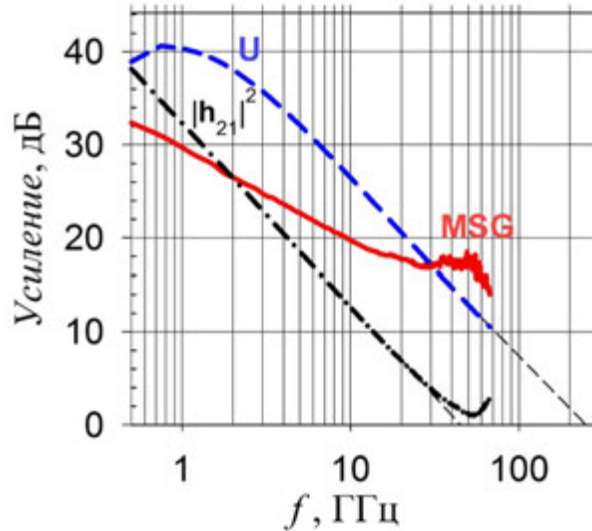


Рис. 69. Зависимость усиления тест – транзистора от частоты. Напряжение на стоке  $U_D = 4$  В, расстояние затвор – сток  $L_{GD} = 0.7$  мкм,  $L_g = 0.12$  мкм.

Тест –образец DA-DpHEMT транзистора, результаты для которого представлены на рис. 69, показал относительно малую максимальную частоту усиления по току:  $f_t = 45$  ГГц и очень высокую максимальную частоту генерации  $f_{max} = 250$  ГГц. Вероятно, что столь большая разница в величинах  $f_t$  и  $f_{max}$  связана с сильным влиянием паразитных элементов на величину  $f_t$ , что в данном случае особенно существенно из-за большого расстояния между затвором и каналом и соответственно относительно малой величины крутизны  $g_m$ . Можно предположить, что величина максимальной частоты усиления по току  $f_t$ , определяемая только временем пролета электронов под затвором затвора, намного выше. В то же время, сильная локализация электронов в квантовой яме гетероструктуры в подзатворной области транзистора ведет к уменьшению выходной проводимости  $g_d$ , что, в свою очередь, дает увеличение  $f_{max}$ . Эти особенности DA-DpHEMT структуры объясняют такую значительную разницу между значениями  $f_t$  и  $f_{max}$ .

Как отмечалось выше, тест - транзисторы были изготовлены с разными расстояниями «исток – затвор» и «затвор – сток». Расстояние «исток – затвор» относительно слабо влияло на величину MSG для тест - транзисторов в рабочей точке А – режима усиления и около нее, но в то же время влияние расстояния «затвор – сток» оказалось значительным рис. 66, 70.

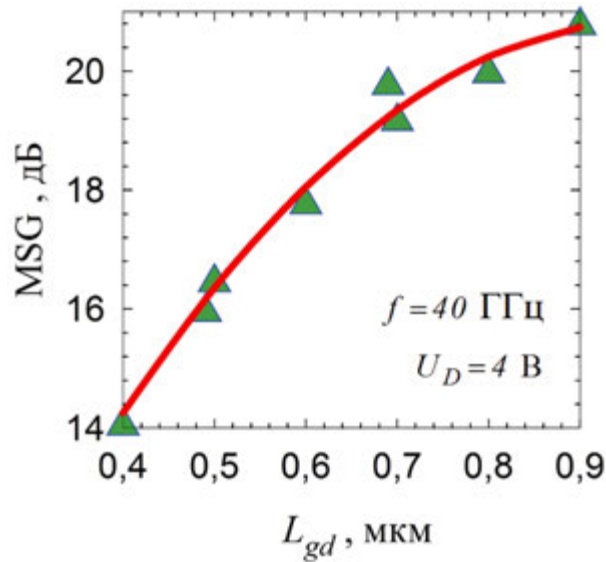


Рис. 70. Зависимость MSG - максимально достижимого коэффициента усиления тест - транзистора на частоте 40 ГГц от  $L_{gd}$  - расстояния затвор – сток. Напряжение на стоке  $U_D = 4$  В,  $L_g = 0,12$  мкм.

В таблице 2 приведено сравнение разработанного DA-DpHEMT транзистора с лучшими транзисторами с похожей топологией, с близкой длиной затвора, сделанных по другим технологиям. Разработанный и исследованный нами DA-DpHEMT транзистор для мм - диапазона имеет топологию, близкую к стандартному чипу мощного СВЧ транзистора, применяемого в усилителях мощности, характеристики DA-DpHEMT транзистора сравниваются с аналогичными характеристиками у других конструкций мощных СВЧ транзисторов.



Таблица 9. Сравнение параметров тест – образцов разработанного DA-DpHEMT транзистора с лучшими транзисторами с похожей топологией и с близкой длиной затвора, изготовленных по другим технологиям.

Технология	Длина затвора [нм]	$f_t$ [ГГц]	$f_{max}$ [ГГц]	Усиление [дБ] (Частота $f$ [ГГц])	Плотность мощности [мВт/мм]	№ ссылки в работе [97]
GaAs pHEMT (InGaAs канал)	150	70-85	120	9(40)	800	[23]
	135	100	180	25(20)	640	[24]
GaAs mHEMT (InGaAs канал)	125	150	250	24(34)	30	[24]
InP HEMT (InGaAs канал)	100	120	500	12.1(94)	300	[25]
GaN/Si (мощный)	100	110	180	18(40)	4000	[24]
GaN/SiC	150	104	205	14(40)	2500	[5]
GaN/SiC (ВЧ)	140	90	220	5.5(94)	1500 2000	[26] [27]
GaN/SiC	160	40	170	10(40)	10500	[28]
GaN/SiC	100	94	212	7.5(94)	8840	[29]
<b>GaAs DA-DpHEMT (InGaAs канал)</b>	<b>120</b>	<b>45</b>	<b>250</b>	<b>20(40) 9.8 - 11.5 (94)*</b>	<b>1500 - 2000**</b>	<b>Наша работа [97]</b>

\* - аппроксимация для указанной в таблице 9 величины.

\*\* - оценка для указанной в таблице 9 величины.

В таблице 9 не представлены рекордные характеристики транзисторов, приведенные в работах [243], [244], [246] при гораздо более коротких затворах.

Характеристики СВЧ транзисторов в значительной степени зависят от нелокальной динамики электронов под с субмикронным затвором. В свою очередь нелокальный разогрев электронов весьма сложен и зависит от многих факторов (краевых эффектов в канале под истоковой и стоковой границами затвора и его основания, поперечного пространственного переноса, подвижности электронов при пороговых величинах напряженности продольного электрического поля в канале, от дрейфовой скорости насыщения в слоях гетероструктуры и т.д.). По этой причине характеристики транзистора могут зависеть существенно нелинейным образом от длины основания затвора. Именно поэтому сравнивать между собой гетероструктуры в составе транзисторов можно только при близких длинах основания затвора. Попытки сравнения при большой разнице в длине основания затвора могут приводить к большим погрешностям даже для одного типа гетеро-

структур. Примером могут служить приведенные выше оценки. Коэффициент усиления и удельная выходная СВЧ мощность транзистора также зависит от номинальных величин реактивных сопротивлений паразитных элементов, в большей степени определяемых его топологией [253]. В свою очередь, оптимальная топология транзистора в части предельно допустимой плотности упаковки секций истоков, затворов стоков и максимальной ширины этих секций определяется необходимостью отведения большого количества тепла из активных областей. Решение проблемы хорошего теплоотвода особенно важно для транзисторов с большой выходной мощностью. В свою очередь, сильный локальный разогрев активных областей оказывает свое влияние на нелокальную динамику электронов.

По этим причинам характеристики мощных СВЧ транзисторов при большой ширине секций затвора часто оказываются хуже, чем характеристики мощных СВЧ транзисторов с более короткими длинами оснований затворов и с меньшей шириной секций, которые обладают лучшим отводом тепла.

В таблице 9 для тест – образцов DA-DpHEMT транзисторов приведена величина максимального стабильного коэффициента усиления MSG (20 дБ), пересчитанного из результатов измерения  $S$  – параметров для рабочей частоты, равной 40 ГГц. Также в таблице 9 для тест – образцов DA-DpHEMT транзисторов приведены оценки для коэффициента усиления и для удельной выходной мощности в мм - диапазоне длин волн вплоть до величины до 94 ГГц.

Эти результаты и оценки показывают хорошие перспективы разработанных новых образцов DA-DpHEMT транзисторов для мм - диапазона длин волн. Видно, что разработанные образцы транзисторов превосходит стандартные DpHEMT транзисторы с InGaAs каналом по усилению и удельной выходной СВЧ мощности. Они также почти не уступают GaAs mHEMT и InP HEMT транзисторам по усилению, и при этом значительно превосходит их по удельной выходной СВЧ мощности. По удельной мощности разработанный образец транзисторов уступает только нитрид - галлиевым транзисторам, но значительно превосходит их по усилению. При этом также надо учитывать, что GaN транзисторы при достижении максимальной мощности теряют 5-6 дБ от коэффициента усиления [245], а в тран-

зисторах с InGaAs каналом усиление падает на 2-3 дБ. Следует также отметить, что первые экспериментальные образцы DA-DpHEMT транзисторов сравниваются с транзисторами, изготовленными по уже отработанным технологиям.

Обращают на себя внимание две интересных и пока необъяснённых особенности разработанных транзисторов. Коэффициент усиления транзистора растет с увеличением расстояния затвор-сток (рис. 70), при этом максимальное усиление оказывается почти постоянной величиной в диапазоне частот 25 - 55 ГГц.

Возможно, что этот эффект наблюдается из-за того, что в этом диапазоне частот происходит компенсация емкости обратной связи внутреннего транзистора из-за пролетных эффектов области затвор - сток.

Отметим, что использованная гетероструктура  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As} - \text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As} - \text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  с селективным донорно – акцепторным легированием хотя и показывает очень высокие характеристики по слабополевой проводимости, но из –за относительно небольшой глубины квантовой ямы слоя канала и применения  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  слоев, обрамляющих слой канала, представляется не самой оптимальной структурой по величине дрейфовой скорости электронов в сильных полях. В этом плане желательна замена  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  слоев на  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$  слои.

Действительно, близкую, а возможно, даже и несколько большую удельную плотность тока стока при примерно таких же напряжениях пробоя, но при заметно большем коэффициенте усиления [135, 138] можно получить на исследованных в [153] гетероструктурах  $\text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As} - \text{In}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$ , имеющих такую же ширину запрещённой зоны в слое канала.

По оценкам проведенным в работе [138], можно до двух раз увеличить рабочие частоты используя структуры  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As} - \text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As} - \text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$  с селективным донорно – акцепторным легированием, с помощью которого формируются локализуемые потенциальные барьеры. При этом возможно, что за применение  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  - канала придется расплачиваться падением напряжения лавинного и теплового пробоя, которое может произойти из-за существенно меньшей ширины запрещённой зоны в слое узкозонного  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  - канала.

### Выводы по результатам, приведенным в разделе 2.3.3.

Впервые изготовлены и исследованы тест – образцы новых конструкций DA-DpHEMT для мм - диапазона длин волн. Гетероструктура AlGaAs-InGaAs-AlGaAs с  $\text{pin}$  – локализирующими потенциальными барьерами вокруг InGaAs канала позволила увеличить концентрацию электронов, их локализацию в слое канала и среднюю дрейфовую скорость.

Тест – образцы DA-DpHEMT транзисторов с 0.14-мкм Т-образным затвором на такой структуре продемонстрировали максимальную удельную величину тока стока порядка 0.7 А/мм, пробивное напряжение затвор-сток в диапазоне 23-31 В.

Согласно оценке с помощью выражения (1), эти величины соответствуют удельной выходной мощности порядка 2 Вт/мм в см - диапазоне длин волн.

Величина максимального стабильного коэффициента усиления MSG составила более 15 дБ при измерениях на частоте 40 ГГц и более 10 дБ при измерениях на частоте 67 ГГц. Получены максимальная частота усиления по току  $f_t = 45$  ГГц и максимальная частота генерации  $f_{max} = 250$  ГГц.

Продемонстрировано, что разработанные тест - образцы DA-DpHEMT транзисторов с длиной основания затвора 0.1 – 0.15 мкм могут успешно работать в мм - диапазоне вплоть до длины СВЧ волны, равной 3 мм.

Полученные результаты показывают, что усиление локализации холодных и горячих электронов в слое канала с помощью локализирующих  $\text{pin}$  – потенциальных барьеров является эффективным способом улучшения характеристик транзисторных гетероструктур. Потенциально транзисторы на гетероструктурах с локализирующими  $\text{pin}$  – потенциальными барьерами могут работать в усилительном режиме даже в субмиллиметровом диапазоне длин волн. При этом предполагается формирование InGaAs канала с бóльшим содержанием индия и замена состава слоев, обрамляющих слой канала – предполагается использование AlInAs слоев.

#### ***2.3.4. Усиление на СВЧ в DA-DpHEMT транзисторах при нулевом постоянном потенциале на затворе.***

Результаты, приведенные на рисунках 66 – 68 показали, что экспериментальные образцы DA-DpHEMT транзисторов могут успешно функционировать в режиме усиления СВЧ мощности при выборе нулевого и даже положительного постоянного потенциала, подаваемого на затвор транзистора в рабочей точке.

Возможность успешного функционирования в режиме усиления СВЧ мощности при выборе в рабочей точке нулевого и положительного постоянного потенциала не наблюдается в DpHEMT транзисторах с селективным легированием донорной примесью. Практически все полевые транзисторы на основе традиционно используемых DpHEMT гетероструктур с селективным легированием донорами наиболее эффективно работают (демонстрируют максимальные величины выходной мощности, коэффициента усиления и КПД) при задании оптимального напряжения на затворе, которое всегда оказывается отрицательной величиной. В ряде изделий это обстоятельство не имеет практически никакого существенного значения. Однако существует ряд систем (например, некоторые виды АФАР) для которых очень полезна разработка мощных полевых транзисторов, наиболее эффективно работающих при задании напряжения на затворе, равного нулю.

Создать мощный полевой транзистор на основе традиционных AlGaAs-InGaAs-GaAs pHEMT гетероструктур как с объемным, так и с  $\delta$  - легированием донорами, эффективно работающий при задании постоянного напряжения на затворе, равного нулю, крайне проблематично. Положение рабочей точки, обеспечивающей получение максимальной СВЧ мощности в нагрузке на выходе усилителя мощности и (или) КПД, в каждом конкретном случае зависит от многих факторов, включающих в себя как особенности самого транзистора, так и особенности цепей согласования и питания. При А – режиме усиления форма переходных ВАХ pHEMT транзисторов предопределяет требования к величине напряжения на затворе в рабочей точке. Для обеспечения максимальной выходной СВЧ мощности и коэффициента усиления, рабочая точка по напряжению на затворе должна выбираться так, чтобы при максимальных положительных смещениях на затворе, вы-

званных СВЧ сигналом, ток через транзистор был бы максимален, а при максимальных отрицательных смещениях на затворе – транзистор был полностью перекрыт [75]. Важное дополнительное условие – при максимальном токе стока в канале рНЕМТ транзистора и прямом смещении на затворе, поток электронов из канала в затвор должен быть ещё достаточно мал (иначе СВЧ мощность, выделяемая в нагрузке на выходе транзистора, начинает сильно уменьшаться). Обеспечению малости величины тока затвора в широком диапазоне СВЧ изменения амплитуды напряжения на затворе, сильно мешает термо-полевой разогрев электронов в канале транзистора. Действительно, в рабочем режиме при продольном переносе по каналу электроны рНЕМТ транзистора разогреваются и приобретают дополнительную энергию, превышающую энергию междолинного зазора (в гетероструктурах на основе GaAs равную примерно 0.3 эВ). Равновесная высота барьера контакта металл - полупроводник в серийных транзисторах на основе GaAs гетероструктур составляет всего около 0.7÷1.0 эВ и уменьшается почти до нуля при подаче на затвор прямого смещения. Естественно, в том случае, когда величина потенциального барьера на границе металл - полупроводник становится сравнимой с энергией междолинного зазора (при прямом смещении на затворе), горячие электроны приобретают возможность беспрепятственного надбарьерного переноса в затвор. Напряжение отсечки канала в типичных рНЕМТ транзисторах превышает 1.5 В даже при малых напряжениях на стоке. При напряжениях на стоке близких к напряжению пробоя напряжение отсечки обычно увеличивается до величин более 3.0 В, а для получения максимальной выходной СВЧ мощности транзистор должен перекрываться при высоких напряжениях на стоке.

В DrНЕМТ соотношение высоты барьера контакта металл - полупроводник и энергии, соответствующей напряжению перекрытия, с учетом автосмещения и энергии разрыва зон на границах гетеропереходов, приводит к необходимости подачи на затвор постоянного отрицательного напряжения, обеспечивающего оптимальность выбора рабочей точки – такой рабочей точки, в которой обеспечивается максимум выходной мощности. Даже при выборе такой оптимальной (по напряжению на затворе) рабочей точки, подача СВЧ положительного напряжения на за-

твор приводит к интенсивному поперечному переносу горячих электронов из канала в верхний широкозонный слой и, как следствие, к сильному уменьшению подвижности горячих электронов [27]. В свою очередь, это уменьшение подвижности ведет к уменьшению крутизны транзистора и ухудшению управляемости. Поэтому для серийных pHEMT и DpHEMT транзисторов, как правило, в оптимальной рабочей точке задается только постоянное отрицательное напряжение на затворе. При этом в рабочей точке величина тока стока часто меньше половины максимального тока стока, соответствующего максимальной амплитуде СВЧ положительного смещения на затворе. Ситуация ухудшается при необходимости такого задания рабочей точки транзистора, в которой обеспечивается достаточно высокий КПД, это приводит к необходимости уменьшения тока стока в рабочей точке, следствие – заметное уменьшение максимальной выходной мощности.

Изменение положения оптимальной рабочей точки по напряжению на затворе, в которой обеспечивается максимум выходной СВЧ мощности, выделяемой в нагрузке, можно обеспечить, используя в составе транзисторов DA-DpHEMT гетероструктуры с локализирующими барьерами [104, 115]. По сути дела, набор эпитаксиальных слоев, в которых расположен потенциальный барьер контакта металл - полупроводник и верхний локализирующий барьер, является своеобразным распределителем напряжения, подаваемого между затвором и каналом (смотри рис. 42). В DA-DpHEMT транзисторах характерное распределение внешнего напряжения «затвор – канал» по трем верхним подзатворным слоям структуры и характерная форма зонной диаграммы при подаче на затвор положительного потенциала формируются из-за наличия верхнего акцепторного слоя. Оказывает влияние направление сильного (порядка  $\sim 10^6$  В/см) встроенного электрического поля в верхнем локализирующем барьере и сравнительно малая толщина стенки этого барьера по отношению к суммарной толщине всех подзатворных слоев. Эти особенности и необходимые соотношения толщин этих трех слоев приводят к тому, что подача даже сравнительно большого положительного напряжения на затвор не приводит к полному исчезновению верхнего локализирующего барьера, что на порядки величин уменьшает поток надбарьерного переноса электронов из канала в

затвор. Похожий эффект наблюдается в диодах с планарно-легированным акцепторами барьером на основе  $n^+ - i - (\delta:A) - i - n^+$  гомоэпитаксиальной структуры [85]. Используя этот эффект, положение рабочей точки в транзисторах на основе такой DA-DpHEMT гетероструктуры можно вообще сдвинуть в диапазон положительных напряжений на затворе при сохранении малых токов затвора (рис. 66 – 68).

На рис. 42 показано, что при больших прямых напряжениях на затворе, когда в серийных DpHEMT транзисторах с селективным легированием донорами барьер контакта металл – полупроводник полностью исчезает, в DA-DpHEMT транзисторах в области верхних акцепторов сохраняется потенциальный барьер, препятствующий надбарьерному переносу электронов из InGaAs канала в затвор.

Экспериментальные образцы транзисторов, изготовленные на основе DA-DpHEMT структур с локализуемыми барьерами, показали уникальные для псевдоморфных структур характеристики. По данным, приведенным в таблице 8, видно почти двукратное увеличение удельной выходной мощности и заметное увеличение коэффициента усиления по сравнению с DpHEMT транзисторами с селективным легированием донорами. Для этих экспериментальных образцов транзисторов оптимум положения рабочей точки находился при отрицательных напряжениях на затворе [156]. Отмеченным недостатком этих приборов являлись только большие сопротивления истока и стока - почти в два раза больше, чем у серийных транзисторов на основе DpHEMT структур. Оптимизация конструкции и технологии омических контактов уменьшает их сопротивление от 0.9 до 0.3 Ом·мм.

При решении задачи смещения положения оптимальной по напряжению на затворе рабочей точки в нулевые и положительные напряжения, были изготовлены образцы DA-DpHEMT транзисторов на основе гетероструктур с InGaAs каналом, характеристики которых приведены в таблице 1.

При изготовлении экспериментальных образцов транзисторов (партия 4) толщина подзатворного слоя № 19 выбиралась по величине такой, чтобы обеспечить симметричность формы переходных ВАХ  $I_D(U_G)$  относительно положения оси тока стока, проходящей через точку  $U_G = 0$ . Именно этот вариант экспериментальных образцов транзисторов показал наиболее эффективную работу в режиме



усиления СВЧ мощности при задании напряжения на затворе, равного нулю. Как и предполагалось, максимальная величина выходной мощности также наблюдалась при задании постоянного напряжения на затворе, равного нулю.

В экспериментальных образцах DA-DpHEMT транзисторов предназначенных для работы в рабочей точке при  $U_G=0$ , использовалась конструкция серийно выпускаемого транзистора, показанная на рисунке 44.

Первые экспериментальные образцы DA-DpHEMT транзисторов предназначенные для работы в рабочей точке  $U_G=0$  В имели ширину затвора  $W_g=0.8$  мм при длине основания Г - затвора [77] около 0.3 мкм и напряжение пробоя 25 – 28 В. Омические контакты истока и стока формировались по традиционной для DpHEMT технологии - в заглаблениях, сформированных в подзатворных слоях структуры. В таблице 9 представлены первые типичные результаты измерений СВЧ характеристик этих транзисторов, эффективно работающих при нулевом смещении на затворе [170,196, 254, 257 - 259]. Измерения проводились в импульсном режиме на частоте 10 ГГц.

Таблица 9. Результаты измерений выходной СВЧ мощности, коэффициента усиления и КПД в импульсном режиме на частоте 10 ГГц для экспериментальных образцов (DA)-DpHEMT транзисторов из партии 4.

№ DA-DpHEMT Партия 4	$P_{in}$ [мВт]	$P_{out}$ [мВт]	$K_P$ [дБ]	$I_D$ [мА]	$U_G$ [В]	$U_D$ [В]	КПД	$P_{out}/W_g$ [Вт/мм]
1	10	190	12.8	195	- 0.3	8	-	-
	100	925	9.7	200	- 0.3	8	51.5	1.15
	125	1345	10.3	250	- 0.45	12	40.7	1.68
	125	1380	10.4	260	0	12	40.2	1,72
	125	1325	10.3	240	0	11	45	1.66
	125	1160	9.7	220	0	10	47	1.45
	125	1390	10.5	260	0.1	12	40.5	1.73
2	125	1380	10.4	260	0.2	12	40.2	1.72
	30	640	13.3	210	0	12	-	-
	50	905	12.6	210	0	12	40	1.13
	70	1215	12.4	220	0	12	43	1.52
	100	1315	11.2	235	0	12	43	1.64
	125	1345	10.3	240	0	12	42	1.68
	125	1340	10.3	225	- 0.3	12	45	1.68
100	1005	10	180	- 0.3	10	50	1.25	

Из результатов, представленных в таблице 9 видно, что разработанные экспериментальные образцы DA-DpHEMT транзисторов из партии 4 при задании напряжения на затворе равного нулю и при напряжении на стоке 11 - 12 В имеют высокую удельную выходную мощность и коэффициент усиления.

Максимальная величина КПД достигается при уменьшении напряжения на стоке до величин менее 10 вольт (что очевидно) и при небольших отрицательных напряжениях на затворе. Стоит отметить несколько интересных особенностей разработанных приборов: с ростом входной СВЧ мощности выходная СВЧ мощность растет практически линейно в широком диапазоне изменения величины входной СВЧ мощности, а затем происходит быстрое насыщение величины выходной мощности (разница в величине мощности при 1 дБ и 3 дБ компрессии мала). Эта особенность поведения экспериментальных образцов DA-DpHEMT транзисторов из партии 4 отличает их в лучшую сторону от серийных DpHEMT транзисторов, она показана на рисунке 71. При удельной выходной мощности более 1.5 Вт/мм экспериментальные образцы DA-DpHEMT транзисторов из партии 4 показали коэффициент усиления около 12.5 дБ.

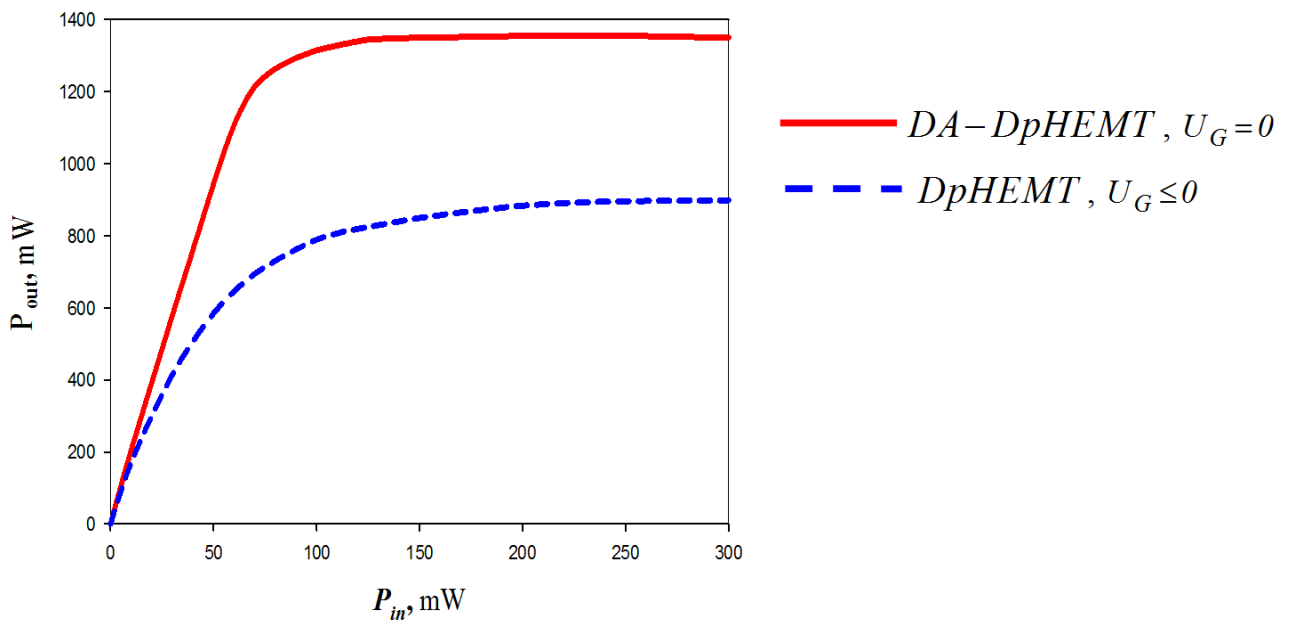


Рис. 71. Сравнение зависимостей выходной СВЧ мощности от величины входной СВЧ мощности для серийных DpHEMT и DA-DpHEMT из партии 4.

### 2.3.5. Зонная диаграмма, вольт - амперные и вольт - емкостные характеристики «затвор - канал» в DA-DpHEMT транзисторах.

В первой главе на рис. 42 показаны особенности изменения зонной диаграммы для DA-DpHEMT транзисторов на основе двойных прямых гетероструктур при подаче на затвор внешнего смещения. Проанализируем, как меняются форма верхнего локализирующего барьера и зонная диаграмма при подаче на затвор внешнего смещения и как формируется специфичная форма зонной диаграммы при прямом смещении на затворе, которая показана на рис. 42 красным цветом.

На рис. 72 показаны два характерных вида распределений равновесной напряженности электрического поля  $\vec{E}_0(x)$  и равновесных зонных диаграмм  $E_{C0}(x)$  в потенциальном барьере затворного контакта металл – полупроводник DA-DpHEMT транзисторов.

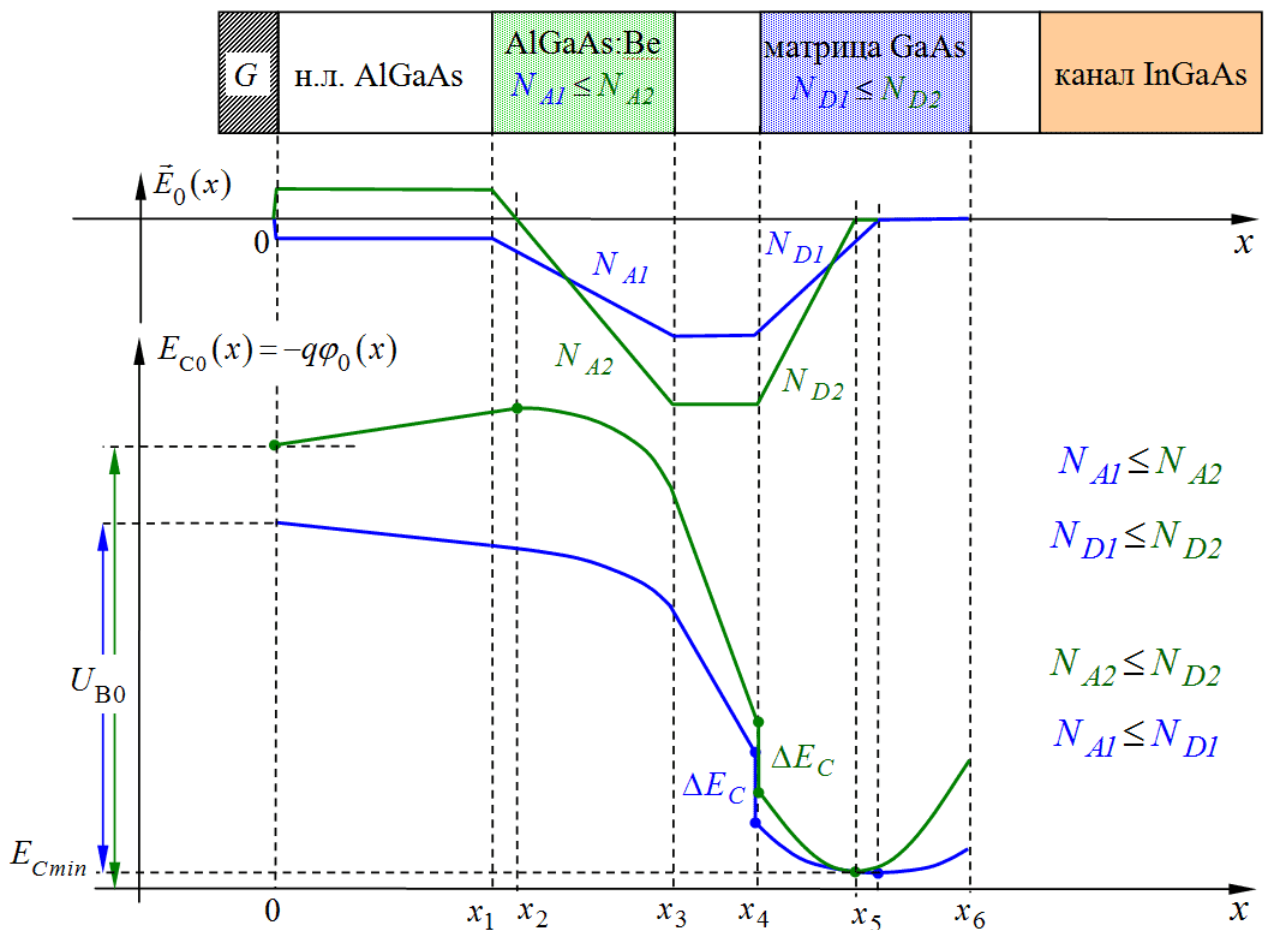


Рис. 72. Характерные распределения равновесной напряженности электрического поля  $\vec{E}_0(x)$  и равновесных зонных диаграмм  $E_{C0}(x)$  в потенциальном барьере затворного контакта металл – полупроводник DA-DpHEMT транзисторов.

На рис. 72 и далее в выражениях приняты следующие обозначения.

Для затворного контакта металл - полупроводник:  $U_{B0}$  - высота барьера на контакте. Для структуры:  $\varepsilon_1$  - относительная диэлектрическая проницаемость в слое  $AlGaAs$  с долевым содержанием алюминия, равным 0.25,  $\varepsilon_2$  - относительная диэлектрическая проницаемость в  $GaAs$  матрице,  $N_A$  - объемная концентрация акцепторов,  $N_D$  - объемная концентрация доноров,  $x_1 \div x_6$  - набор координат слоев в гетероструктуре.  $\vec{E}_0(x)$  - распределение напряженности электрического поля,  $E_{C0}(x)$  - распределение дна зоны проводимости.

На рис. 72 показаны два характерных варианта формирования потенциального барьера затворного контакта металл – полупроводник. Какой из этих вариантов будет иметь место на практике – определяется составом металлизации и режимом формирования контакта затвора, соотношением толщин слоев, входящих в область потенциального барьера контакта затвора, соотношением уровней легирования транзисторной гетероструктуры донорами и акцепторами.

**Вариант 1.** При формировании на границе с металлом барьера с высотой  $U_{B0}$ , электроны из донорного слоя, находящиеся в диапазоне координат  $x_4 - x_5$  переходят как на все состояния акцепторов в акцепторном слое, так и на акцепторные поверхностные состояния контакта затвора, заряжая их отрицательно и формируя при этом отрицательный заряд поверхностных состояний [1]. Зонная диаграмма в диапазоне координат  $0 \div x_5$  всюду имеет отрицательный наклон.

Соответствующие этому случаю распределения  $\vec{E}_0(x)$  и  $E_{C0}(x)$  показаны на рис. 72 синим цветом.

**Вариант 2.** В качестве примера реализации варианта 2, на рис. 72 показаны распределения  $\vec{E}_0(x)$  и  $E_{C0}(x)$  при увеличенных концентрациях  $N_D$  и  $N_A$ . При формировании на границе с металлом барьера с высотой  $U_{B0}$ , весь спектр поверхностных состояний затворного контакта металл - полупроводник, привязанный ко дну зоны проводимости, поднимается вверх. В результате этого часть донорных поверхностных состояний затворного контакта оказывается незаполненной элек-

тронами и приобретает положительный заряд. Электроны, ушедшие из донорных поверхностных состояний заполняют акцепторы находящиеся в диапазоне координат  $x_1 - x_2$ . В свою очередь, электроны из GaAs матрицы, находящиеся в диапазоне координат  $x_4 - x_5$ , переходят на акцепторы, находящиеся в диапазоне координат  $x_2 - x_3$ . Соответствующие этому случаю распределения  $\vec{E}_0(x)$  и  $E_{C0}(x)$  показаны на рис. 72 зеленым цветом. Зонная диаграмма в диапазоне координат  $0 \div x_2$  приобретает положительный наклон, а в диапазоне  $x_2 \div x_5$  наклон остается отрицательным, причем в точке  $x_2$  расположен максимум распределения  $E_{C0}(x)$ .

Отметим, что в варианте 2 (по отношению к варианту 1) точка  $x_5$  расположена ближе к координате  $x_4$ . Для получения распределения  $E_{C0}(x)$  по варианту 2 не обязательно использовать увеличенные  $N_D$  и  $N_{SA}$  (как показано на рис. 72) относительно уровней легирования по варианту 1. Нетрудно увидеть, что для этого достаточно увеличить толщину нелегированного слоя AlGaAs, находящегося между акцепторными и донорными слоями, т.е. достаточно увеличить разность  $(x_4 - x_3)$  сохранив при этом величины  $N_D$  и  $N_{SA}$  такими же, как в варианте 1.

Смена направления наклона дна зоны проводимости при переходе от варианта 1 к варианту 2 происходит через промежуточное состояние потенциального барьера затворного контакта с нулевым зарядом поверхностных состояний и с нулевым наклоном зонной диаграммы в области координат  $0 \div x_1$ .

Таким образом, меняя толщину, уровень легирования акцепторного слоя и его расположение в области барьера контакта затвора, мы получаем возможность дополнительного управления формой равновесного барьера и дополнительного управления характером изменения формы барьера при внешнем смещении.

При построении модели потенциального барьера затворного контакта будем использовать следующий набор исходных допущений:

- используется приближение потенциального барьера, свободного от несобственных электронов и дырок.

- контакт металл – полупроводник способен обеспечить нужную величину заряда поверхностных состояний, необходимую для формирования высоты барьера  $U_{B0}$  или при внешнем смещении – высоты барьера ( $U_{B0} \pm U$ ).

Учитывая приведенные выше комментарии к вариантам 1 и 2, исходные допущения и распределения  $E_{C0}(x)$  и  $\bar{E}_0(x)$ , показанные на рис. 72, можно легко написать следующие уравнения баланса зарядов для барьера затворного контакта:

$$\text{для варианта 1: } \begin{cases} qN_D \cdot (x_5 - x_4) = qN_A \cdot (x_3 - x_1) + qN_S(U) \\ qN_S(U) = qN_{S0}(U=0) + qN_{S1}(U) \end{cases} \quad (36)$$

$$\text{для варианта 2: } \begin{cases} qN_D \cdot (x_5 - x_4) = qN_A \cdot (x_3 - x_2) \\ qN_S(U) = qN_A \cdot (x_2(U) - x_1) \end{cases} \quad (37)$$

Выражения (36, 37) позволяют для вариантов 1 и 2 выразить неизвестную координату  $x_5$  через функцию  $N_S(U)$  - плотность заряженных поверхностных состояний затворного контакта металл - полупроводник:

$$x_5 = x_4 + \frac{N_A \cdot (x_3 - x_1) + N_S(U)}{N_D} \quad (38)$$

В выражении (38) равносному варианту 1 соответствует  $N_{S0}(U=0) \geq 0$ , равносному варианту 2 соответствует  $N_{S0}(U=0) \leq 0$ , включая промежуточное состояние барьера, разделяющее варианты 1 и 2, оно характеризуется величиной  $N_{S0}(U=0) = 0$ . Введение в (38) зависимости  $N_S(U)$  означает введение учета в балансе зарядов (37, 38) не только  $qN_{S0}$  - встроенного заряда поверхностных состояний затворного контакта, который не зависит от напряжения внешнего смещения  $U$ , но и  $qN_{S1}(U)$  - дополнительного заряда, наводимого в контакте источником питания при подаче напряжения внешнего смещения  $U$ . Выражение (38) имеет достаточно общий характер, включающий в себя как равновесное состояние при  $U=0$ , так и состояние при наличии внешнего смещения. В выражении (38) изначально неизвестной является величина  $N_S(U)$ . Для ее нахождения достаточно получить выражение для распределения дна зоны проводимости  $E_C(x,U)$  и использовать краевые условия (39), налагаемые на  $E_C(x,U)$  как в равновесном, так и в

неравновесном случаях. В неравновесных условиях:  $U \geq 0$  - для прямого смещения на затворе и  $U \leq 0$  - для обратного смещения на затворе.

$$E_C(x=0, U) = U_{B0} - U, \quad E_C(x=x_5(U), U) = E_{Cmin} \quad (39)$$

В выражениях (39) величины  $U_{B0} - U$  и  $E_{Cmin}$  являются известными и (или) задаваемыми. Рисунок 73, приведенный ниже, поясняет формирование зонных диаграмм в потенциальном барьере затворного контакта при внешнем смещении.

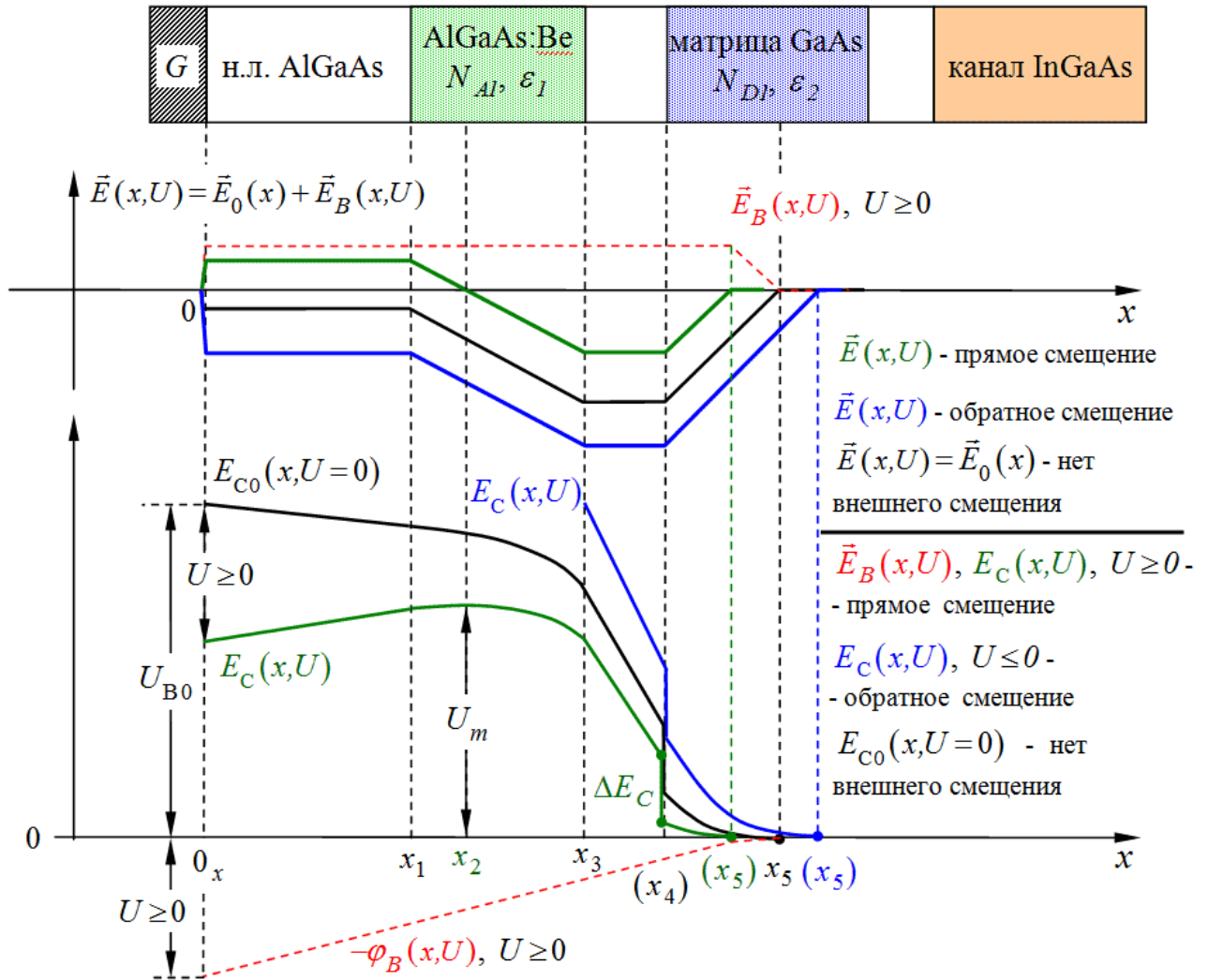


Рис. 73.  $E_C(x,U)$ ,  $E_C(x,U)$  - неравновесные зонные диаграммы потенциально-го барьера затворного контакта,  $E_{C0}(x,U=0)$  - равновесная зонная диаграмма,  $-\phi_B(x,U)$  - распределение внешнего потенциала при прямом смещении  $U \geq 0$ .

На рис. 73 показаны характерные изменения области объемного заряда потенциального барьера затворного контакта металл – полупроводник.

При прямом смещении на затворе область объемного заряда сужается, при этом граница области объемного заряда перемещается из координаты  $x_5$  в координату  $(x_5)$ . При обратном смещении на затворе происходит расширение области объемного заряда и перемещение ее границы в координату  $(x_5)$ .

Выражение для  $E_C(x,U)$  получаем интегрированием неравновесной напряженности электрического поля  $\vec{E}(x,U)$  по координате в пределах  $x=0 \div x_5(U)$ :

$N_S \leftarrow 0$  - исходное приближение, далее  $N_S(U) \doteq N_{SS}$  ищется в программе root

$\Delta E_e \leftarrow -(\dots)$  - учет сдвига вниз зонной диаграммы из-за наличия в матрице электронов

$$\begin{aligned}
 x_5(N_S) &\leftarrow x_4 + \frac{N_A \cdot (x_3 - x_1) + N_S}{N_D} \\
 \vec{E}_1(x, N_S) &\leftarrow \begin{cases} \frac{-qN_S}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} & \text{if } 0 \leq x \leq x_1 \\ \frac{-qN_S}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} - \frac{qN_A}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} \cdot (x - x_1) & \text{if } x_1 \leq x \leq x_3 \\ \frac{-qN_S}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} - \frac{qN_A}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} \cdot (x_3 - x_1) & \text{if } x_3 \leq x \leq x_4 \\ \frac{-qN_S}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} - \frac{qN_A}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} \cdot (x_3 - x_1) + \frac{qN_D}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} \cdot (x - x_4) & \text{if } x_4 \leq x \leq x_5(N_{SS}) \end{cases} \\
 F(N_S) &\leftarrow U_{B0} - U - \Delta E_C - \Delta E_e + \int_0^{x_5(N_S)} \vec{E}_1(x, N_S) dx \\
 F(N_S) &\leftarrow 0 \\
 N_{SS} &\leftarrow \text{root}(F(N_S), N_S) \quad \text{- уравнения для поиска } N_{SS} \\
 x_5(N_{SS}) &\leftarrow x_4 + \frac{N_A \cdot (x_3 - x_1) + N_{SS}}{N_D} \\
 \vec{E}_2(x, N_{SS}) &\leftarrow \begin{cases} \frac{-qN_{SS}}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} & \text{if } 0 \leq x \leq x_1 \\ \frac{-qN_{SS}}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} - \frac{qN_A}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} \cdot (x - x_1) & \text{if } x_1 \leq x \leq x_3 \\ \frac{-qN_{SS}}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} - \frac{qN_A}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} \cdot (x_3 - x_1) & \text{if } x_3 \leq x \leq x_4 \\ \frac{-qN_{SS}}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} - \frac{qN_A}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} \cdot (x_3 - x_1) + \frac{qN_D}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} \cdot (x - x_4) & \text{if } x_4 \leq x \leq x_5(N_{SS}) \end{cases} \quad (40) \\
 E_C(x, U) &\leftarrow U_{B0} - U + \int_0^{x_4} \vec{E}_2(x, N_{SS}) dx - \Delta E_C + \int_{x_4}^{x_5(N_{SS})} \vec{E}_2(x, N_{SS}) dx \quad \text{if } 0 \leq x \leq x_5(N_{SS})
 \end{aligned}$$

В выражениях (40) функция  $x_5(N_{SS})$  представляет собой зависимость толщины области объемного заряда контакта металл – полупроводник DA-pHEMT



транзистора от параметров структуры и напряжения внешнего смещения  $U$ . В принципе, интегрирование выражений  $\bar{E}_1(x, N_S)$  и  $\bar{E}_2(x, N_{SS})$  можно легко провести аналитически, однако более компактную форму представления имеют результаты численного расчета, поэтому далее будут использованы и представлены результаты численного расчета. Величину  $N_{SS}$  при различных напряжениях внешнего смещения  $U$  вычисляет функция root (из пакета MathCAD 14). Уравнение для потенциала в виде  $F(N_S)=0$  есть условие его обращения в ноль в координате  $x_5(N_S)$ , оно решается относительно неизвестной  $N_S$ , принимающей различные значения при разных напряжениях внешнего смещения  $U$ , эти значения далее обозначены как  $N_{SS}$ . Найденные при различных  $U$  величины  $N_{SS}$  далее используются в последней строке выражений (40) для расчета зонной диаграммы в зависимости от  $x$  и  $U$  в виде:  $E_C(x, U) \leftarrow U_{B0} - U + \int_0^{x_4} \bar{E}_2(x, N_{SS}) dx - \Delta E_C + \int_{x_4}^{x_5(N_S)} \bar{E}_2(x, N_{SS}) dx$ .

Далее на рисунке 74 представлены результаты расчета зонных диаграмм в виде  $E_C(x, N_A, U)$ , проведенные с помощью выражений (40) для области потенциального барьера контакта металл – полупроводник DA-pHEMT транзистора.

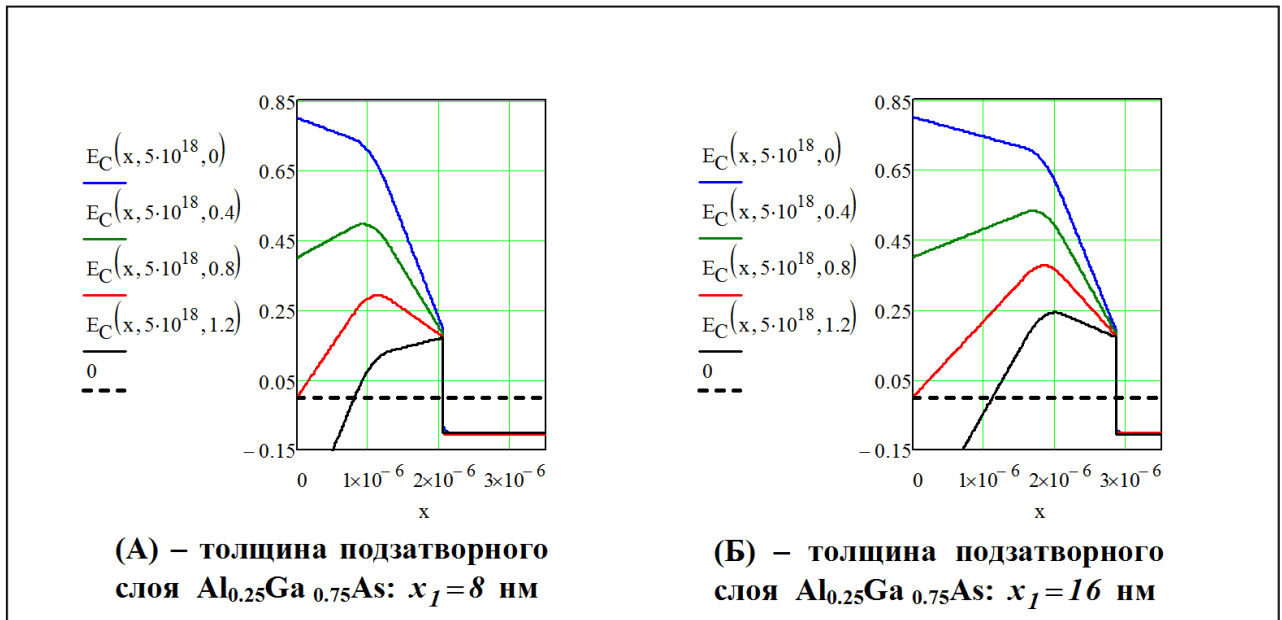


Рис. 74. Вид распределения дна зоны проводимости  $E_C(x, N_A, U)$  [эВ],  $x$  [см] в DA-pHEMT транзисторе при напряжениях прямого смещения  $U = 0 \div 1.2$  [В].

Рассчитанные распределения дна зоны проводимости, представленные на рис. 74, получены при следующем наборе параметров, смотри также рис. 73:

Толщина подзатворного слоя  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ :  $x_1 = 8,16$  нм.

Толщина акцепторного слоя  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ :  $x_3 - x_1 = 5$  нм.

Толщина барьерного слоя  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ :  $x_4 - x_3 = 7.6$  нм.

Толщина GaAs матрицы:  $x_6 - x_4 = 2.7$  нм.

Концентрация доноров (Si) в GaAs матрице при  $\delta$  – легировании в процессе эпитаксиального роста структуры:  $9.5 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>,  $3.53 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Для сравнения отметим, что при объемном легировании донорами (Si) в процессе эпитаксиального роста структуры, концентрация доноров не превышает  $4 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Концентрация примеси Be в акцепторном слое  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ :  $5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Результаты расчетов на рис. 74 доказывают, что при внешнем прямом смещении на затворе DA-pHEMT транзистора распределение дна зоны проводимости в области потенциального барьера контакта металл - полупроводник имеет локальный максимум  $U_m$ , расположенный в координате  $x_2$  (рис. 73).

### **Вольт – амперные характеристики «затвор – канал» для DA-pHEMT.**

Для вычисления прямых затворных вольт – амперных характеристик (ВАХ) в приближении надбарьерной термоэлектронной эмиссии электронов вида «затвор – GaAs матрица» и «GaAs матрица - затвор», необходимо вычислить высоту барьера, который препятствует термоэлектронной эмиссии. Высота этого барьера определяется высотой локального экстремума  $U_m$ , зависящей от  $U_{B0} - U$  - величины потенциала в координате затворного контакта (рис. 73), набора величин  $(x_1, N_A, U)$  при задаваемой величине  $N_D$  - объемной концентрации доноров в верхней GaAs матрице DA-DpHEMT гетероструктуры.

Дополняем уравнения (40) приведенными ниже выражениями (41) для координаты локального экстремума  $x_2(U)$  и для величины  $U_m = U_m(x_1, N_A, U)$  - энергии дна зоны проводимости в координате локального экстремума  $x_2(U)$ :

$$x_2(U) = \begin{cases} \left(x_1 - \frac{N_S}{N_A}\right) & \text{if } N_S \leq 0 \\ 0 & \text{if } N_S > 0 \end{cases}$$

$$U_m(x_1, N_A, U) = U_{B0} - U - \Delta E_C - \Delta E_e + \int_0^{x_2(U)} \begin{cases} \frac{-qN_S}{\varepsilon_0\varepsilon_1} & \text{if } 0 \leq x \leq x_1 \\ \left(\frac{-qN_S}{\varepsilon_0\varepsilon_1} - \frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_1} \cdot (x - x_1)\right) & \text{if } x_1 \leq x \leq x_3 \end{cases} \cdot dx \quad (41)$$

На рисунке 75 представлены результаты расчета с помощью последнего выражения в (41) высоты барьера  $U_m(x_1, N_A, U)$ .

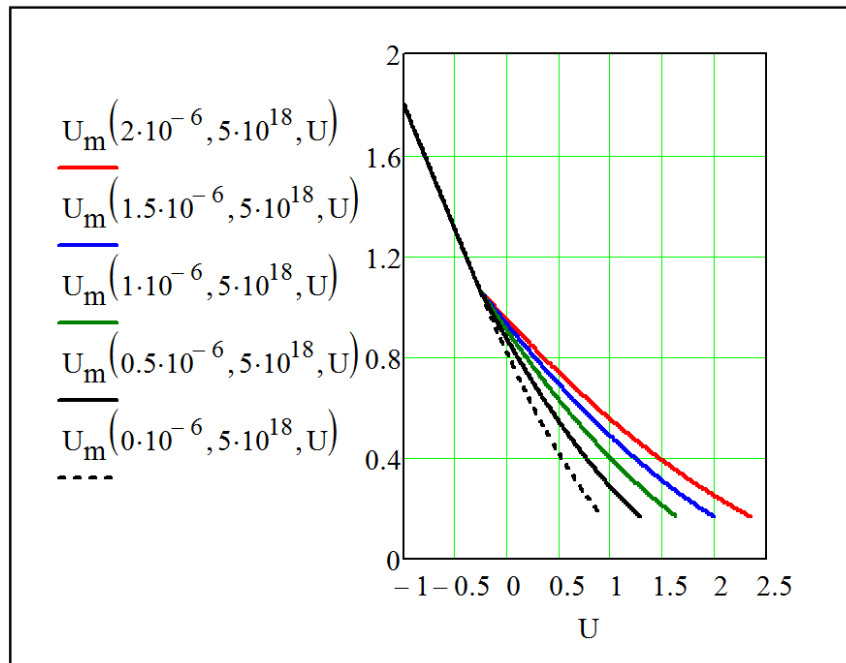


Рис. 75. Высота барьера  $U_m(x_1, N_A, U)$  [эВ] при различных толщинах  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  подзатворного слоя  $x_1$  [см] в зависимости от внешнего напряжения  $U$  [В].

Из результатов, представленных на рис. 75 видно, что при увеличении  $x_1$  высота барьера  $U_m$  возрастает, при этом также возрастает величина внешнего прямого напряжения на затворе, при котором барьер с высотой  $U_m$  исчезает.

Расчет ВАХ затворного контакта металл – полупроводник DA-DpHEMT транзистора, в приближении надбарьерной термоэлектронной эмиссии вида «затвор – GaAs матрица» и «GaAs матрица - затвор», можно провести с помощью приведенных ниже выражений (42).

$$\begin{aligned}
 & A_R \leftarrow 120 \\
 & L_g \leftarrow 0.25 \cdot 10^{-4} \\
 & W_G \leftarrow 1 \cdot 10^{-1} \\
 I_G(x_I, N_A, U) \leftarrow & \begin{cases} I_{GS} \leftarrow A_R L_g W_G T_0^2 \cdot \exp\left(\frac{-qU_m(x_I, N_A, U)}{kT_0}\right) \\ I_G \leftarrow A_R L_g W_G T_0^2 \cdot \left[ \exp\left(\frac{-qU_m(x_I, N_A, U)}{kT_0}\right) - \exp\left(\frac{-qU_m(x_I, N_A, U) + U}{kT_0}\right) \right] \\ I_G \end{cases} \quad (42)
 \end{aligned}$$

В выражениях (42) приняты следующие обозначения.  $A_R$  - постоянная Ричардсона – Дэшмена [ $\text{A}/\text{см}^2\text{K}^2$ ],  $L_g$  - длина основания затвора [ $\text{см}$ ],  $W_G$  - ширина затвора [ $\text{см}$ ],  $I_{GS}$  - обратный ток насыщения затвора [ $\text{A}$ ],  $I_G$  - ток затвора [ $\text{A}$ ],  $k$  - постоянная Больцмана [ $\text{ДжK}^{-1}$ ],  $T_0$  - температура транзистора [ $\text{K}$ ],  $U$  - напряжение внешнего смещения [ $\text{В}$ ].

На рис. 76 представлены результаты расчета ВАХ «затвор – GaAs матрица», проведенные с помощью выражений (42) для прямого смещения на затворе.

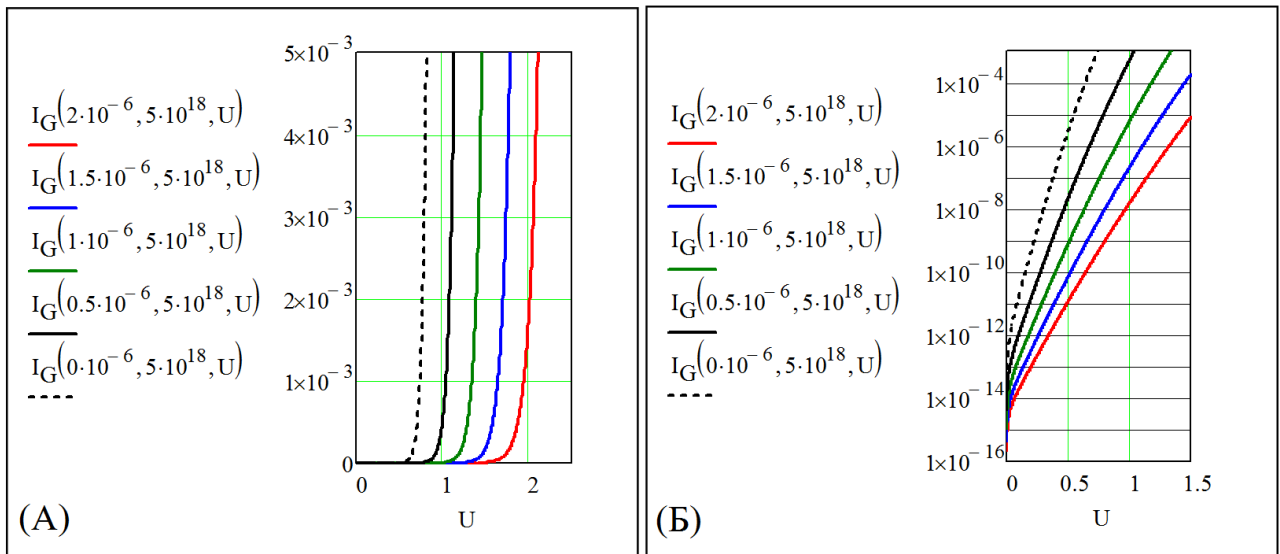


Рис. 76. Результаты расчета ВАХ «затвор – GaAs матрица», проведенные в приближении надбарьерной термоэлектронной эмиссии. (А) – линейный масштаб для зависимости тока затвора [ $\text{A}$ ] от величины прямого смещения на затворе [ $\text{В}$ ]. (Б) - логарифмический масштаб для зависимости тока затвора от величины прямого смещения на затворе.

Выражения (42) имеют обобщенную форму, с помощью которой можно рассчитывать ВАХ надбарьерного переноса электронов не только для переноса

«затвор – GaAs матрица» в DA-pHEMT транзисторах, но и ВАХ диодов, в том числе диодов Шоттки, диодов Мотта с акцепторным слоем в области потенциального барьера контакта металл - полупроводник.

Из ВАХ представленных в линейном масштабе на рис. 76А хорошо видно, что введение акцепторного слоя эффективно увеличивает прямое напряжение отпирания затворного барьера в DA-pHEMT транзисторе до величин, характерных для n-p переходов, однако задаваемая равновесная высота барьера  $U_m(x_1, N_A, U)$  в DA-pHEMT транзисторах (см. рис. 73, 76А) гарантирует отсутствие в DA-pHEMT транзисторах заметного количества дырок. Из ВАХ, представленных в логарифмическом масштабе по величине тока на рис. 76Б хорошо видно, что в результате введения акцепторного слоя наблюдается существенное (на несколько порядков величины) уменьшение токов утечки в запертом состоянии диода. Этот эффект усиливается при увеличении толщины нелегируемого подзатворного слоя  $x_1$ .

При относительно слабом легировании акцепторами верхнего акцепторного слоя обратное смещение DA-pHEMT транзистора каких-либо особых эффектов в вид ВАХ не вносит. В этом случае поведение ВАХ DA-pHEMT транзистора сходно с поведением безакцепторных pHEMT транзисторов и величины обратных токов определяются высотой барьера  $U_{B0}$ .

При достаточно сильном легировании акцепторами, которое обеспечивает появление равновесного локального экстремума  $U_m(x_2)$ , выполнение условия  $U_m(x_2) \geq U_{B0}$ , приводит к уменьшению обратных токов, экспоненциально зависящему от величины разности  $U_m(x_2) - U_{B0}$ . Расчеты показывают, что при доступных уровнях легирования акцепторами в технологии молекулярно – лучевой эпитаксии [105, 109], применяемой при выращивании структур DA-pHEMT транзисторов, уменьшение величин обратных токов затвора за счет введения большого количества акцепторов (например, при  $N_A = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) может составить несколько порядков по сравнению с поведением безакцепторных pHEMT транзисторов.

### Вольт – емкостные характеристики «затвор – канал» для DA-pHEMT.

Поскольку выражения (40) включают в себя выражение  $N_{SS}(x_I, N_A, U)$  - плотности заряженных состояний затворного контакта металл - полупроводник, получаем зависимость плотности заряда состояний затворного контакта металл - полупроводник [ $10^{-6} \cdot \text{Кул}/\text{см}^2$ ] в следующем виде (рис. 77):

$$Q_S(x_I, N_A, U) = -q \cdot 10^6 \cdot N_{SS}(x_I, N_A, U) \quad (43)$$

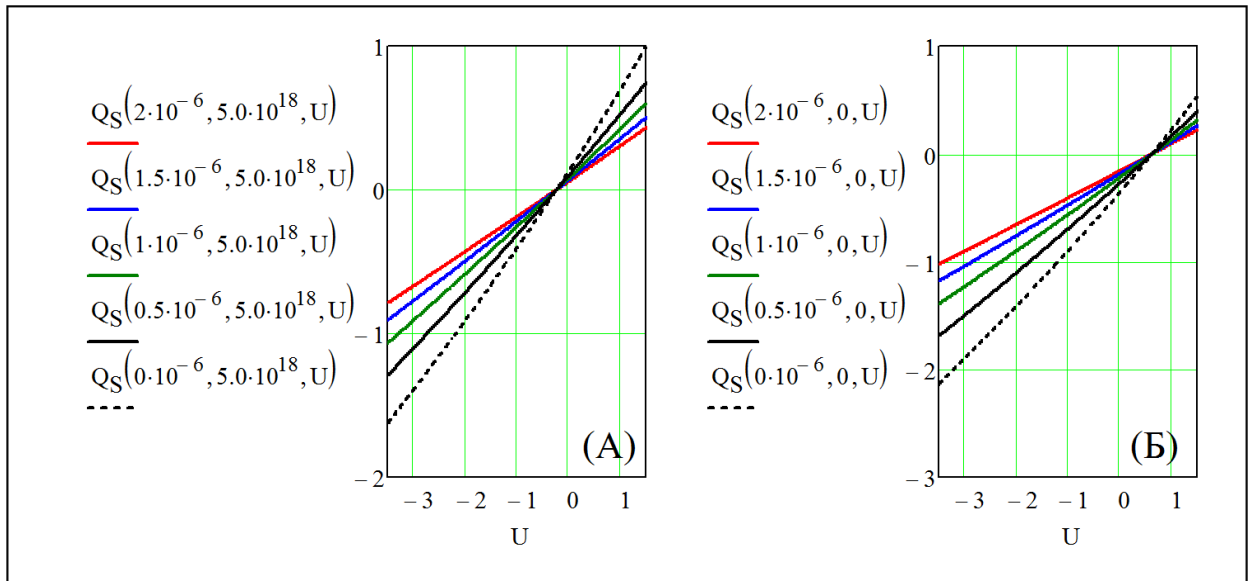


Рис. 77. Зависимости  $Q_S(x_I, N_A, U)$  [ $10^{-6} \cdot \text{Кул}/\text{см}^2$ ] - плотности заряда поверхностных состояний затворного контакта от внешнего напряжения  $U$  [В]. (А) - для DA-pHEMT транзистора ( $N_A = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), (Б) – для pHEMT транзистора ( $N_A = 0$ ).

На рис. 77 обращает на себя внимание близкая к линейной зависимость плотности заряда  $Q_S(x_I, N_A, U)$  от внешнего напряжения  $U$ . Такая зависимость характерна для транзисторных гетероструктур с нелегированным подзатворным слоем и, как будет видно далее, она приводит к очень слабой зависимости дифференциальной емкости от внешнего напряжения.

Используя выражение (43) можно легко вычислить вольт – фарадные характеристики для дифференциальной емкости вида «затвор – канал» с помощью выражения  $C_d(x_I, N_A, U) = \frac{d}{dU} Q_S(x_I, N_A, U)$ . Для сокращения времени вычислений вольт – фарадные характеристики вычислялись в программном модуле (44), результаты расчетов представлены на рис. 78.

$$\begin{array}{l}
 m \leftarrow 0 \\
 \Delta u \leftarrow 0.15 \\
 U_0 \leftarrow -3.5 \\
 \text{for } m \in 0..34 \\
 C_d(x_I, N_A, u) \doteq \begin{cases} (u)_m \leftarrow U_0 + m \cdot \Delta u \\ (Q)_m \leftarrow Q_S(x_I, N_A, u_m) \\ \Delta Q \leftarrow Q_S(x_I, N_A, u_m + \Delta u) - (Q)_m \\ (C_d)_m \leftarrow \frac{\Delta Q}{\Delta u} \end{cases} \\
 C_d
 \end{array} \quad (44)$$

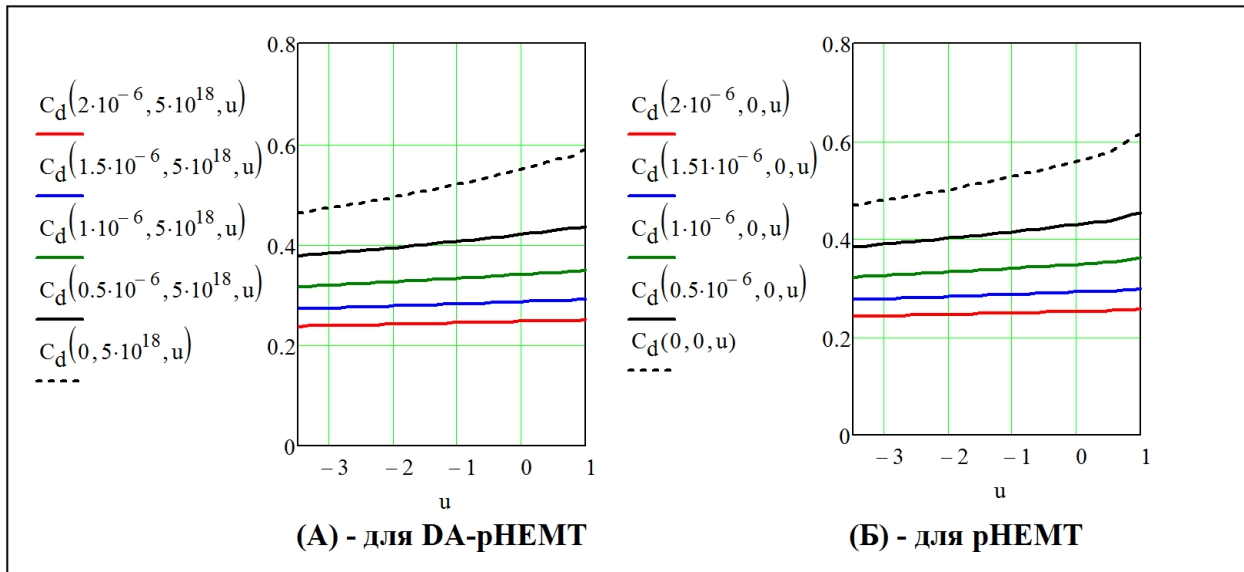


Рис. 78. Зависимость удельной дифференциальной емкости «затвор - канал»  $C_d(x_I, N_A, u)$  [мкФ/см<sup>2</sup>] для DA-pHEMT и pHEMT транзисторов от внешнего напряжения «затвор - канал» « $u$ » [В].

Результаты, представленные на рис. 78 показывают, что удельная дифференциальная емкость «затвор - канал» DA-pHEMT транзисторов, вычисленная в предположении, что внешнее напряжение приложено на области объемного заряда затворного контакта металл – полупроводник, слабо зависит от внешнего напряжения. При этом величина удельной дифференциальной емкости «затвор - канал» уменьшается при увеличении толщины нелегированного подзатворного слоя. Практически такие же результаты были получены для pHEMT транзисторов при  $N_A = 0$  и аналогичных величинах других параметров, усиленный рост емкости в которых начинает наблюдаться при  $u \geq 0.5$ , когда в pHEMT потенциальный барьер затворного контакта металл – полупроводник становится мал.

### **Выводы по результатам, приведенным в разделах 2.3.4 и 2.3.5.**

Увеличенное напряжения отпираания при прямом смещении (до двух и более раз), существенное (на несколько порядков по величине) уменьшение постоянных токов утечки «затвор – канал» в запертом состоянии дает дополнительное преимущество DA-pHEMT транзисторам по отношению к традиционным pHEMT транзисторам при работе в режиме усиления СВЧ мощности.

У DA-pHEMT транзисторов появляется возможность обеспечения работы с достаточно большим коэффициентом усиления СВЧ мощности при задании рабочей точки с нулевым постоянным напряжением, подаваемым на затвор. С учетом вида переходной ВАХ DA-pHEMT транзисторов обеспечивается расширение динамического диапазона СВЧ напряжения, подаваемого на затвор, при котором имеет место достаточно большой коэффициент усиления СВЧ мощности. Расширение динамического диапазона, в свою очередь, дает увеличение максимальной удельной величины выходной СВЧ мощности.

Этот набор полезных отличий DA-pHEMT транзисторов достигается при повышенном уровне легирования верхнего акцепторного слоя и при достаточно большой толщине подзатворного слоя. При этом расчеты зонных диаграмм показали, что даже в координате максимума верхнего локализирующего барьера уровень Ферми при прямых и обратных смещениях, подаваемых на затвор, остается достаточно удаленным от потолка валентной зоны, что обеспечивает отсутствие дырок в DA-pHEMT транзисторах.

Расчеты зависимости емкостей «затвор – канал» от внешнего напряжения «затвор – канал» для DpHEMT и DA-DpHEMT транзисторов показали, что для транзисторов с одинаковыми толщинами слоев, расположенных между основанием затвора и верхней GaAs матрицей введение в HEMT структуры локализирующих барьеров слабо сказывается на величине емкости «затвор – канал» и виде ее зависимости от внешнего напряжения.



### **Заключение по главе 2.**

Для транзисторов, предназначенных для работы в см - и мм - диапазонах длин волн были разработаны два варианта конструкций DA-DpHEMT гетероструктур.

Второй вариант DA-DpHEMT гетероструктур отличается от первого варианта усиленным подавлением миграции донорной примеси, происходящей в направлении выращивания гетероструктуры.

Основные отличия второго варианта DA-DpHEMT гетероструктур от первого варианта заключались в следующем.

1. Увеличена высота и крутизна  $\text{pin}$  – потенциальных барьеров, усиливающих локализацию горячих электронов в слое канала, что обеспечивалось за счет увеличения концентрации доноров и акцепторов.

2. Увеличена толщина GaAs матриц, содержащих донорные  $\delta:\text{Si}$  – слои.

3. В  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  слои, окружающие GaAs матрицы с донорными  $\delta:\text{Si}$  – слоями введены слои с AlAs/GaAs монослой с цифровым составом по Al. Эта мера дала подавление сегрегации и диффузии кремния из GaAs матриц, происходящей при выращивании структуры и позволила уменьшить толщины слоев спейсеров и сглаживающих GaAs слоев.

4. Увеличено содержание индия в слое канала – выращивался  $\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$  слой канала. С помощью этого изменения увеличивались глубина квантовой ямы слоя канала и слабополевая подвижность электронов в слое канала.

В результате изменений, внесенных во второй вариант DA-DpHEMT гетероструктур, при температуре 300 К удалось получить рекордную для структур с  $\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$  каналом величину произведения холловской подвижности электронов  $\mu$  на поверхностную концентрацию электронов в канале  $n_s$  :

$$\mu \cdot n_s \approx 27000 \cdot 10^{12} \text{ (В} \cdot \text{с)}^{-1}.$$

Апробация первого варианта DA-DpHEMT гетероструктур в составе транзисторов показала на частоте 10 ГГц удельную выходную СВЧ мощность более

1.5 Вт/мм и увеличение примерно на 4 дБ коэффициента усиления по мощности по сравнению с традиционными HEMT транзисторами.

Непосредственная проверка показала, что в составе усилителя СВЧ мощности транзисторы, изготовленные на основе первого варианта DA-DpHEMT гетероструктур, обеспечивают работоспособность усилителя на частотах до 18 ГГц.

Апробация второго варианта DA-DpHEMT гетероструктур в составе транзисторов показала, что тест – образцы DA-DpHEMT транзисторов с длиной основания T-образного затвора около 0.12 мкм показывают максимальную удельную величину тока стока порядка 0.7 А/мм. Напряжение пробоя «затвор – сток» составило 21 В при расстояниях «затвор – сток»  $L_{GD}=0.4$  мкм и 31 В при  $L_{GD}=0.9$  мкм.

Согласно оценке выходной мощности с помощью выражения (1), максимальная величина тока стока и напряжения пробоя соответствует максимальной удельной выходной СВЧ мощности примерно равной 2 Вт/мм для образцов DA-DpHEMT транзисторов см - диапазона длин волн.

Измеренная в режиме малого сигнала величина максимального стабильного коэффициента усиления MSG для тест – образцов DA-DpHEMT транзисторов составила более 15 дБ на частоте 40 ГГц и более 10 дБ на частоте 67 ГГц. Получены максимальная частота усиления по току  $f_t=45$  ГГц и максимальная частота генерации  $f_{max}=250$  ГГц.

Результаты измерений в режиме малого сигнала показали, что коэффициент усиления тест - образцов DA-DpHEMT транзисторов растет с увеличением расстояния затвор-сток до 0.9 мкм, при этом в диапазоне частот 25 - 55 ГГц максимальное усиление оказывается почти постоянной величиной.

В результате проведения измерений в режиме малого сигнала продемонстрировано, что разработанные тест - образцы DA-DpHEMT транзисторов с длиной основания затвора около 0.12 мкм могут успешно работать в мм - диапазоне вплоть до длины СВЧ волны, равной 3 мм.

### **Глава 3. Тепловые режимы, особенности конструкции и технологии DA-DpHEMT транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн.**

#### **3.1. Отвод тепла в мощных СВЧ транзисторах.**

При монтаже мощного СВЧ транзистора в корпус усилителя соединением подложки транзистора с основанием корпуса с помощью пайки основной отвод тепла происходит через подложку в это основание. По этой причине выбор толщины подложки в транзисторе, а также выбор топологии истоков, затворов и стоков должны проводиться исходя из условия отвода выделяемой в транзисторе тепловой мощности в основание корпуса без превышения максимально допустимой температуры транзистора. Очевидно, что для нахождения максимальной температуры в транзисторе особо важным становится проведение расчета распределений температуры в зависимости от особенностей конструкции транзистора, от расположения и мощности источников и стоков тепла.

Учитывая теоретические и экспериментальные результаты, приведенные в главах 1 и 2, при разработке конструкции транзисторов можно исходить из того, что общая компоновка истоков, стоков и затворов в составе конструкции транзистора, а также их размеры в первом приближении уже установлены.

При этом, как показали результаты измерений характеристик тест - транзисторов, общий вид топологии DA-DpHEMT или DA-pHEMT транзисторов может быть выбран исходя из рис. 58 – 60, представленных во второй главе. Расположение основания затвора в окне длиной  $L_{SD}$ , вскрытом в слоях омических контактов истока и стока, задается размерами длин  $L_{SG}$  и  $L_{GD}$ , причем эти размеры можно выбрать исходя из результатов, представленных во второй главе на рис. 66 – 70.

Конструкционные и технологические особенности DA-DpHEMT или DA-pHEMT транзисторов далее будут подробно описаны в этой главе, при этом особенности их конструкции, вызванные необходимостью обеспечения хорошего отвода тепла, будут предложены исходя из величины максимально допустимой температуры, которая не должна быть превышена в процессе работы транзистора.

### ***3.2. Тепловые режимы работы мощных СВЧ полевых транзисторов для см - и мм – диапазонов длин волн.***

Выбор и обеспечение оптимальных или предельно допустимых режимов работы микроэлектронных приборов представляет достаточно сложную проблему, требующую решения целого комплекса задач, начиная с теоретического исследования тепловых режимов полупроводниковых приборов с последующей оптимизацией известных конструкций и кончая разработкой теплоотводов на новых перспективных материалах. При этом для расчета тепловых режимов мощных СВЧ полевых транзисторов необходимо исходно задать величины мощности, размеры и расположение основных источников и стоков тепла. Как правило, количество основных источников тепла в многосекционном транзисторе определяется количеством его секций, причем каждый источник расположен в подзатворной области канала с захватом части области  $L_{GD}$ .

При проектировании СВЧ МИС усилителей мощности и мощных полевых транзисторов для увеличения рабочих частот и улучшения характеристик приборов, особенно в изделиях специального назначения [42 - 49], часто требуется максимально допустимая плотность компоновки элементов транзистора, которая ограничена максимально допустимыми размерами чипа и минимальными топологическими размерами с одной стороны и, с другой стороны, максимально допустимой температурой согласующих элементов транзистора, часто составляющей величину порядка 150 °С, выше которой начинаются интенсивные деградиационные процессы. При этом становится очень важной достаточно точная оценка максимальной температуры в транзисторе. Для расчета распределения температуры в транзисторе по пространственным координатам и величины максимальной температуры, существенное значение приобретает исходное задание расположения и размеров областей расположения внутренних источников тепла. Для получения распределений температуры в результате расчетов, оптимальным представляется исходное задание величины мощности каждого внутреннего источника тепла и независимости от пространственных координат мощности, выделяемой в пределах каждого такого источника.

### 3.2.1. Тепловые режимы НЕМТ транзисторов для см - диапазона длин волн.

Исходное уравнение баланса энергий между электронами и кристаллической решеткой (аналогичное уравнению, использованному в VI главе [29], смотри выражения (1.1г) и (1.1е)) и выражение для плотности потока энергии электронов  $\vec{q}$  при дрейфовом переносе электронов по каналу имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \frac{\partial (n \cdot k_B T_e)}{\partial t} &= -\text{div}(\vec{q}) + (e \cdot n \cdot V_{dr}) \cdot \vec{E} - n \cdot P(T_e) \\ \vec{q} &= \theta \cdot n \cdot V_{dr} - \chi(T_e) \cdot \text{grad}(T_e) \end{aligned} \quad (45)$$

В выражениях (45) приняты следующие обозначения.

$k_B$  - постоянная Больцмана,  $T_e$  - температура электронов,  $\vec{q}$  - плотность потока энергии электронов  $[Дж \cdot (см^2 \cdot с)^{-1}]$ ,  $e$  - модуль заряда электронов,  $\vec{E}$  - напряженность внешнего электрического поля,  $n \cdot P(T_e)$  - удельная мощность, передаваемая электронами кристаллической решетке,  $\chi(T_e)$  - электронная теплопроводность  $[Вт \cdot (см \cdot К)^{-1}]$ ,  $\theta$  - энергия, переносимая одним электроном в потоке.

Слагаемое  $(e \cdot n \cdot V_{dr}) \cdot \vec{E}$  есть плотность мощности источников тепловой энергии  $[Вт \cdot см^{-3}]$ , приводящих к разогреву электронов относительно кристаллической решетки. Слагаемое  $n \cdot P(T_e)$  есть плотность мощности стоков тепловой энергии  $[Вт \cdot см^{-3}]$  в кристаллическую решетку, наличие этих стоков приводит к уменьшению разности температур  $(T_e - T)$ , где  $T$  - температура кристаллической решетки. В случае выполнения условия

$$-\text{div}(\theta \cdot n \cdot V_{dr}) - n \cdot P(T_e) = 0 \quad (46)$$

температура электронов исключается из уравнения баланса энергий.

В результате использования выражения (46), уравнение баланса энергий (45) сводится к уравнению теплопроводности, описывающему изменение температуры кристаллической решетки  $T(t, x, y, z)$ , которое позволяет вычислить распределение температуры в транзисторе (стр. 183 в [261]):

$$C \cdot \rho \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = -\text{div}[K(T) \cdot \text{grad}(T)] + F(t, x, y, z) \quad (47)$$

В выражении (47) приняты следующие обозначения:  $K(T)$  - теплопроводность кристаллической решетки  $[Вт \cdot см^{-1} K^{-1}]$ ,  $C$  - удельная теплоемкость  $[Дж \cdot кг^{-1} K^{-1}]$ ,  $\rho$  - плотность кристаллической решетки транзистора  $[кг \cdot см^{-3}]$ ,  $F(t, x, y, z)$  - объемная плотность мощности источников тепловой энергии, выделяемой в транзисторе  $[Вт \cdot см^{-3}]$ . Функция плотности мощности источников тепловой энергии  $F(t, x, y, z)$  может быть представлена в виде  $(e \cdot n \cdot V_{dr}) \cdot \vec{E}$  или задана исходя из расчета времени релаксации энергии электронов  $\tau_e$  с помощью уравнений (11) – (14) (смотри рис. 9 – 11, 16 в главе 1). Стационарная величина  $F(x, y, z)$  в основном определяется мощностью постоянного тока  $I_D \cdot U_D$  в рабочей точке  $(I_D, U_D)$ , а также малой активной составляющей комплексной СВЧ мощности  $\frac{\varphi_G^2 \cdot j\omega C_{GC}}{R_{SG} \cdot j\omega C_{GC} + 1}$ , выделяемой в транзисторе при СВЧ потенциале секций затвора  $\varphi_G$ , емкости «затвор – канал»  $C_{GC}$  и сопротивлении «исток – затвор»  $R_{SG}$ .

### Тепловой разогрев в FET транзисторах.

В рабочей точке транзистора при «А» - режиме усиления ток стока  $I_d$  составляет примерно 300 мА при ширине затвора 1 мм и при напряжении на стоке  $U_d$  равном 7 В, что соответствует выделяемой тепловой энергии примерно 2 Вт. При продольном дрейфе электронов по каналу в области сравнительно слабых полей  $L_{SG}$  и  $L_{GD}$ , напряженность внешнего электрического поля  $\vec{E}_{внеш} \leq \vec{E}_S$ , где величина  $E_S \approx 4$  кВ/см для GaAs. С учетом того, что в рабочей точке ток стока транзистора равен  $0.5 \cdot I_{Dmax}$ , получаем  $\vec{E}_{внеш} \leq 2$  кВ/см, что при характерных размерах  $L_{SD} - L_g = 3$  мкм приводит к относительно слабому выделению тепловой мощности  $P_{Дж}$  на участках канала  $L_{SG}$  и  $L_{GD}$ :  $P_{Дж} \approx I_D \cdot (L_{SD} - L_g) \cdot 0.5 E_S = 0.18$  Вт.

Таким образом, оказывается, что в слабополевой области дрейфа электронов выделяемая тепловая мощность примерно на порядок меньше выделяемой в транзисторе полной тепловой мощности. Как показано в разделах 1.2.2 и 1.2.3, большая часть энергии приобретается электронами на участке канала в области

домена сильного поля, размер и форма которого существенно зависят как от параметров гетероструктуры и топологии транзистора, так и от режима его работы.

Здесь надо сразу уточнить одну важную особенность. Дело в том, что в области домена энергия приобретается электронами от внешнего электрического поля. Часть этой энергии выделяется в области домена сильного поля в виде тепловой энергии, а часть приобретенной энергии выносится электронами за пределы домена и тоже в виде тепловой энергии выделяется в кристаллической решетке. По сути дела, именно область, где наблюдаются интенсивные процессы передачи энергии электронам кристаллической решетки и является областью выделения тепла. В транзисторах с субмикронной длиной затвора из-за нелокальной связи дрейфовой скорости электронов с величиной продольной напряженности внешнего электрического поля (наблюдаемой там, где дрейфовая скорость превышает максимальную статическую дрейфовую скорость), длина домена сильного поля может заметно отличаться от длины области, где дрейфовая скорость электронов максимальна. Интенсивные процессы передачи энергии от электронов в кристаллическую решетку имеют место в области спада всплеска дрейфовой скорости и в области, где происходит сильная релаксация кинетической энергии полевого дрейфа горячих электронов к ее величине в слабых электрических полях.

### **Тепловой разогрев в ДрНЕМТ транзисторах.**

При анализе выделения тепла в ДрНЕМТ транзисторе необходимо учитывать, что величины выделяемой в широкозонных слоях гетеропереходов и в слое канала тепловых мощностей различаются.

В главе 1 в рамках гидродинамической модели были приведены выражения (13, 14) для величины  $Q_s$  - поверхностной плотности выделяемой тепловой мощности  $[Вт \cdot см^{-2}]$  при единичной ширине затвора с учетом различий выражений  $Q_s$  для слоя канала ( $Q_{s1}$ ) и для широкозонного слоя гетероперехода ( $Q_{s2}$ ) [46 - 49].

Результаты расчетов, приведенные на рис. (9 – 11) и на рис. (14, 16, 17) показали, что продольные распределения  $Q(x) = Q_s(x) \cdot L$ ,  $[Вт \cdot см^{-1}]$ , которые были

вычислены при ширине затвора  $W_g = \sum L$ , равной 1 мкм, существенно меняют свою форму при изменении потенциала затвора и режимов работы транзистора.

Проведенное в главе 1 вычисление характерной величины  $Q(x)$  [ $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-1}$ ] вместо величины  $F(t, x, y, z)$  [ $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-3}$ ] - обобщенной формы плотности мощности источников тепла для более широкого класса тепловых задач, вызвано спецификой выделения тепловой мощности в многосекционных транзисторах и большими размерами ширины источников по отношению к их длине. По этой причине функция  $Q(x)$  является важной характеристикой продольного распределения плотности источников в многосекционном транзисторе. При этом функция  $\frac{Q(x)}{S_S}$ , где  $S_S$  - площадь, занимаемая одним источником тепла в одной секции транзистора в направлениях длины и ширины секции, имеет размерность объемной плотности мощности, такую же, как размерность функции  $F(t, x, y, z)$ .

### **Тепловой разогрев в DA-DpHEMT транзисторах.**

Существенное отличие DA-DpHEMT транзисторов от DpHEMT транзисторов состоит в том, что локализирующие потенциальные барьеры должны приводить к сильному уменьшению поперечного пространственного переноса электронов из канала гетероструктуры [104]. Различные варианты гидродинамических моделей (включая и квантово – гидродинамическую модель), конечно, не могут описать все особенности выделения тепла в таких транзисторах, особенно связанные с усилением роли размерного квантования, однако в этом нет особой необходимости - более важно вычислить максимальную температуру транзистора.

В качестве основной задачи проведения теплового расчета для мощного СВЧ транзистора примем вычисление максимальной температуры его кристаллической решетки, достигаемой при задании величины тепловой мощности, выделяемой в каждой секции транзистора с учетом выбора рабочей точки транзистора на нагрузочной прямой и величины входного СВЧ потенциала. Максимальная температура находится из  $T(x, y, z)$  - результата решения уравнения теплопроводности



(47) для случая стационарного распределения источников тепловой мощности и температуры.

Одним из важных факторов, уменьшающих выходную СВЧ мощность транзисторов, является сильный перегрев канала, возникающий из-за относительно большого теплового сопротивления SI-GaAs подложки транзистора.

Для сохранения механической прочности и исключения брака при монтаже транзистора (или микросхемы усилителя мощности) в корпус, в транзисторе желательно сохранить достаточно большую толщину подложки (обычно примерно равную 100 мкм), но даже при таких относительно малых толщинах подложки в транзисторе по отношению к толщине подложки гетероструктуры, величина максимальной температуры транзистора может возрасти до недопустимых величин.

Максимальная температура транзистора растет при увеличении мощности источников тепла, толщины подложки и уменьшении расстояния между секциями транзистора, этот рост вызывает падение подвижности электронов, как следствие, уменьшается протекающий через транзистор ток стока и соответственно, уменьшается коэффициент усиления и выходная мощность [1, 262]. С другой стороны, при увеличении рабочих частот СВЧ усилителей и мощных полевых транзисторов, для улучшения их характеристик за счёт уменьшения времен пролета и роли паразитных элементов, часто требуется уменьшение расстояний между истоком, затвором и стоком в одиночной секции транзистора. Это уменьшение, в свою очередь, приводит к увеличению плотности источников тепла  $Q(x)$  и к увеличению максимальной температуры транзистора.

В числе прочих ограничений, максимально возможная плотность упаковки прибора ограничена максимально допустимой температурой транзистора  $T_{max}$ , при превышении которой начинаются интенсивные деградиационные процессы [1] (для НЕМТ и для DA-DpHEMT транзисторов с  $\text{In}_\gamma\text{Ga}_{1-\gamma}\text{As}$  каналом, (в которых  $\gamma=0\div 0.22$ ) с SI-GaAs подложкой величину  $T_{max}$  иногда принимают избыточно малой и равной 150° C). Для уменьшения  $T_{max}$  во многих применяемых в настоящее время конструкциях НЕМТ и DA-DpHEMT транзисторов приходится уменьшать

толщину SI-GaAs подложки до 25 - 30 мкм, а для сохранения механической прочности - наращивать снизу толстый слой золота (~30 мкм) [263, 264].

Многие годы при работе в  $X$  – диапазоне частот и выше, удельная выходная мощность полевых транзисторов на основе GaAs гетероструктур из-за многочисленных физических, конструкционных и технологических ограничений не превосходила величину 1 Вт/мм. Конструкции транзисторов проектировались с учетом выделения тепла, соответствующего этой величине удельной выходной мощности. Однако, с появлением DA-DpHEMT транзисторов величина удельной выходной СВЧ мощности уже выросла в два раза, в перспективе возможно еще большее увеличение удельной выходной мощности, что увеличивает  $T_{max}$ .

В этом подразделе далее приведены результаты расчета величин  $T_{max}$  и распределений температуры в DA-DpHEMT транзисторах с обычными и перспективными вариантами конструкций при различных тепловых режимах работы. Расчеты проводились для двух вариантов топологии транзисторов.

Первый вариант: топология транзистора (для см - диапазона длин волн) показана в главе 2 на рис. 44.

Второй вариант: топология транзистора (для см - и мм - диапазона длин волн) показана в главе 2 на рис. 60Г, при этом более перспективным представляется вариант конструкции, в котором под всеми секциями истоков в гетероструктуре сформированы сквозные отверстия с заземляющей металлизацией.

Расчет распределения температур  $T(x,y,z)$  для транзисторов с первым вариантом топологии, показанным на рис. 44 в главе 2, проводился на основе трехмерного уравнения стационарной теплопроводности, с учетом температурной зависимости коэффициента теплопроводности SI-GaAs подложки [279]. Трехмерный характер используемого уравнения позволил учесть влияние отдельных элементов конструкции транзистора на распределение температур  $T(x,y,z)$ , что позволило найти условия максимально сильного отвода тепла.

Расчет проводился для транзисторов с периодами расположения секций затворов (расстояниями между затворами в соседних секциях транзисторов) 14 и 28 мкм. Толщины подложек в транзисторах задавались равными 25 и 100 мкм.

При расчетах полагалось, что чип транзистора имеет ширину 600 мкм, расстояние от границ прямоугольных габаритов топологии транзистора до края чипа задавалось равным 200 мкм.

При расчетах толщина металлизации шин истока и стока задавалась равной 2 мкм. Учитывалось, что транзистор монтируется методом пайки на медное основание корпуса толщиной 2 мм, температура на нижней грани которого считалась неизменной. При различных величинах выделяемой мощности эта температура задавалась равной двум характерным величинам:  $T=23^{\circ}\text{C}$  и  $T=80^{\circ}\text{C}$ . На нижней стороне подложки транзистора с толщинами 25 и 100 мкм, предусматривалось наличие слоя золота с толщинами соответственно равными 25 и 5 мкм и слоя припоя – эвтектический сплав 80Sn20Au, с толщиной 20 мкм.

Точно промоделировать состав слоев после пайки транзистора на медное основание в корпусе достаточно проблематично, поэтому задание слоев на нижней стороне подложки является модельным и предназначено исключительно для полуколичественного прогноза их влияния на тепловой режим.

Задавались: мощность источников тепла, расположение источников тепла у стоковых краев секций затвора транзистора с равномерным распределением тепловой мощности по ширине каждого источника. Продольный размер каждого источника тепла задавался равным 0.3 мкм, а его толщина - равной 0.1 мкм (это приблизительно заданная толщина источника с учётом тепловой диффузии). Расчеты проводились для конструкций транзисторов с шириной секций затвора, равной 50 и 100 мкм при суммарной по всем секциям ширине затвора соответственно равной  $W_g=1.2$  и  $2.4$  мм. Существует некоторая неопределённость при задании величины теплопроводности гальванического золота. Считается, что эта величина определяется режимами осаждения золота и, как правило, она в 2 – 3 раза меньше, чем у напыленного Au, поэтому при расчетах использовалось несколько характерных величин. Фотография серийного транзистора, схематическое изображение исследуемого прибора и характерные параметры, использованные при тепловых расчётах, приведены ниже в таблице 10 и на рисунках 79, 80.

Таблица 10. Параметры транзистора для расчета  $T(x, y, z)$ .

Ширина секций затвора	$L$	50, 100 мкм	
Толщина подложки	$H_{GaAs}$	25 мкм	100 мкм
Коэффициент теплопроводности SI-GaAs подложки	$k_{GaAs}$	55 Вт/(м·К)	
Толщина гальванического золота	$H_{Au}$	30 мкм	5 мкм
Толщина слоя припоя 80Au20Sn	$H_{AuSn}$	20 мкм	
Коэффициент теплопроводности гальванического золота	$k$	100, 200, 300 Вт/(м·К)	
Коэффициент теплопроводности припоя 80Au20Sn [276]	$k_{AuSn}$	57 Вт/(м·К)	
Температура основания корпуса	$T_0$	23, 80 °C	
Тепловая мощность выделяемая в транзисторе при ширине затвора 1 мм.	$W$	1, 2, 3, 4 Вт	
Расстояние между секциями затвора и источниками тепла	$h$	14 мкм	28 мкм

В таблице 10 мощность  $W$  есть именно та удельная тепловая мощность, выделение которой в кристалле многосекционного транзистора приводит к перегреву кристалла относительно медного основания на корпусе и к формированию трехмерного распределения температуры.

Расчеты распределений температуры в транзисторе проводились с помощью программы CST STUDIO. Отметим, что только в условиях взаимосвязанного согласования входа и выхода транзистора в схеме усилителя тепловая мощность, выделяемая в транзисторе, определяется двумя величинами: первая – величина постоянной мощности, задаваемой положением рабочей точки на нагрузочной прямой и постоянным током затвора, вторая – величина активной составляющей СВЧ мощности, выделяемой в транзисторе и задаваемой СВЧ потенциалом на секциях затвора, емкостью «затвор – канал» и сопротивлением «исток – затвор».

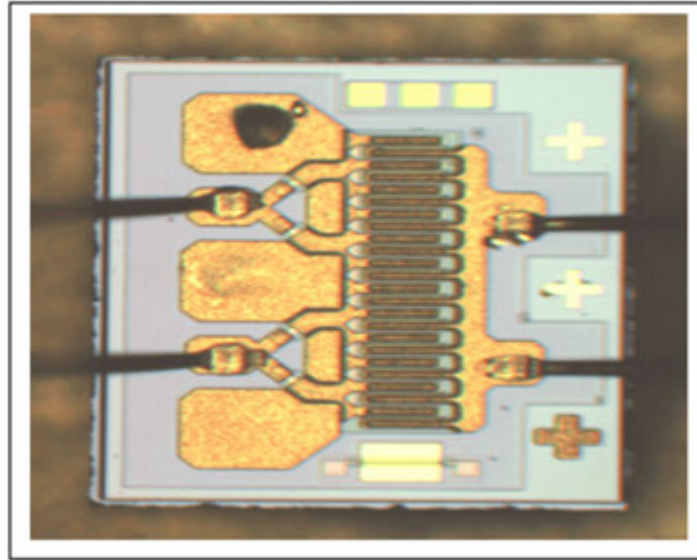


Рис. 79. Фото транзистора для см - диапазона, параметры которого использованы при расчете распределения температуры  $T(x,y,z)$ .

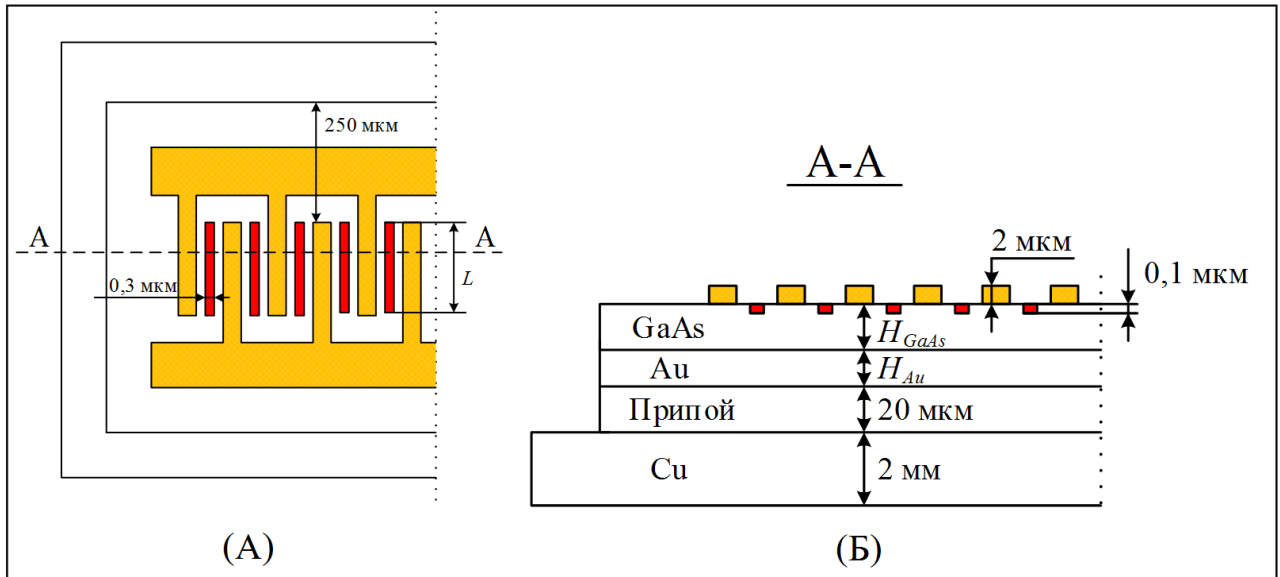


Рис. 80. (А) – схематичное изображение вида сверху на секции истоков и стоков транзистора, красным цветом показаны источники тепла. (Б) - схематичное изображение сечения транзистора и медного основания корпуса.

Известно, что температура канала сильно меняется по трем координатам: в направлении по оси  $x$  - по направлению длины каждой одиночной секции транзистора, в поперечном направлении по осям  $y, z$ , в том числе по направлению к медному основанию (параллельно оси  $z$ ), отводящему тепло [263, 264, 265], что также подтверждается результатами расчётов  $T(x,y,z)$ , смотри рисунок 81.

С учётом малости размеров источников тепла, расположенных в каждой секции транзистора, измерить максимальную температуру в источниках работающего в усилительном режиме транзистора достаточно сложно. В настоящее время пространственное разрешение прецизионных тепловизоров не превышает нескольких микрон, поэтому измеряться будет не истинная максимальная температура источника, а меньшая величина температуры, являющаяся результатом усреднения по достаточно большому размеру области разрешения.

Максимальная температура канала, пересчитываемая из результатов исследования деградации транзисторов, фактически находится в предположении равномерного нагрева транзистора без учета локализации источников тепла. В связи с этим возникает важный вопрос, как эта усредненная температура соотносится с максимальной температурой, получаемой при расчетах с учетом локализации источников тепла, учитывающей топологию расположения секций транзистора.

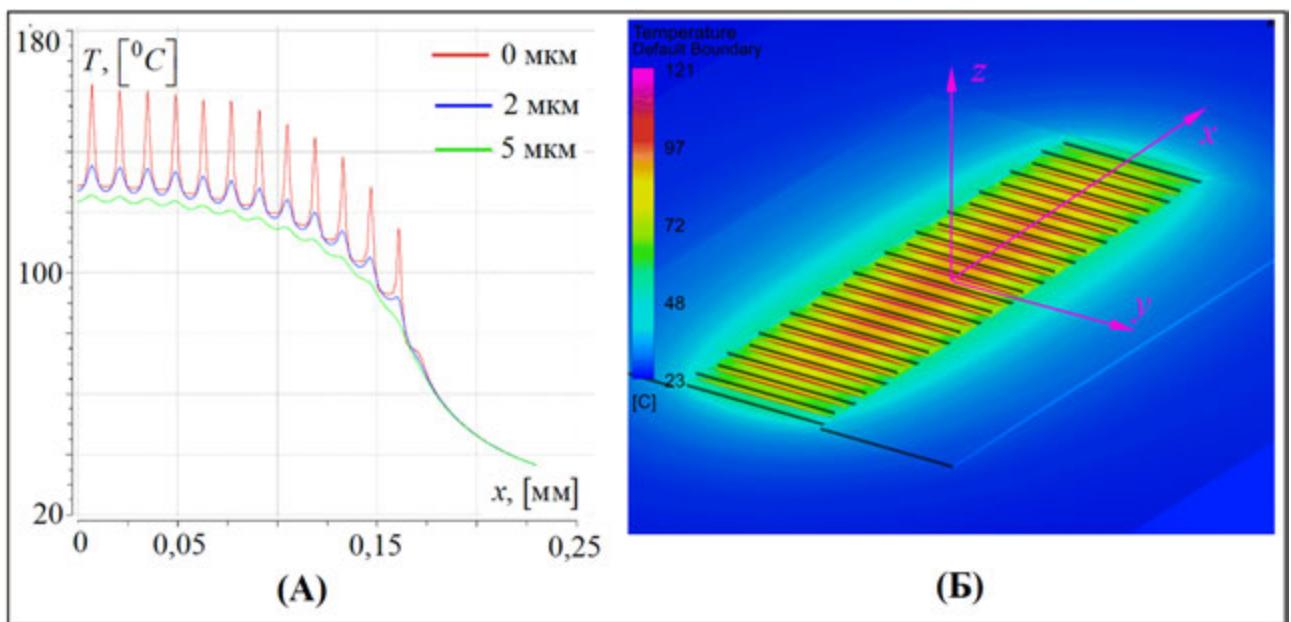


Рис. 81. (А) - распределение температуры  $T(x)$  на оси симметрии области расположения источников тепла, 0 мкм, 2 мкм, 5 мкм - задаваемые расстояния от поверхности транзистора по оси  $z$ . (Б) - распределение температуры  $T(x,y)$  по поверхности транзистора.

Результаты расчетов, приведенные на рисунке 81, получены при следующих задаваемых параметрах задачи.

Выделяемая в транзисторе тепловая мощность  $W = 1$  Вт/мм, ширина каждой секции (размер в направлении « $y$ ») 100 мкм, толщина SI-GaAs подложки 100 мкм, температура основания корпуса  $23^\circ\text{C}$ , период расположения по оси  $x$  источников тепла равен 14 мкм (таблица 10).

На рисунке (81a) красная линия – распределение  $T(x)$  на поверхности транзистора, синяя линия – распределение  $T(x)$  на 2 мкм ниже, зеленая линия – распределение  $T(x)$  на 5 мкм ниже поверхности транзистора. Отсчет координат ведется от середины транзистора.

Известно, что все транзисторы на DrHEMT-гетероструктурах при отдаваемой в нагрузку удельной СВЧ мощности чуть менее 1 Вт/мм, выдерживают испытания на надёжность при работе в непрерывном режиме.

Для сравнения с температурой начала сильной деградации транзистора оптимальным представляется поиск  $T_{max}$  - наибольшего значения максимальной температуры в канале. При расчете распределения температуры с привязкой к выходной СВЧ мощности и к виду режима усиления, естественно, большое значение имеет КПД транзистора, учитывающий вклад мощности постоянного тока в рабочей точке в полную мощность источников, определяющую разогрев транзистора.

Транзисторы даже с достаточно большой шириной секций затвора, равной 100 мкм, при всех типах испытаний не деградируют ни при толщине подложки 100 мкм и периоде структуры 28 мкм, ни при толщине подложки 25 мкм и периоде структуры 14 мкм. Отсюда следует, что вычисленная максимальная температура канала, достигающая  $160 - 170^\circ\text{C}$  в локальных источниках тепловой мощности (смотри рисунки 81, 82, 83), вполне согласуется с фактической возможностью работы этих приборов.

Максимальная температура на поверхности транзистора вычисляется в центре топологической площадки, занимаемой транзистором. При отступлении от центра даже на сравнительно незначительное расстояние, температура заметно изменяется, смотри рисунок 81. Поскольку испытания транзисторов с шириной секций, равной 100 мкм, проводились при удельной выходной СВЧ мощности не-

сколько меньше 1 Вт/мм, полученный при расчетах результат соотносится с традиционной критической температурой 150° С, которая в дальнейшем и будет использоваться для сравнения результатов.

Важно отметить, что хотя главное влияние перегрев канала оказывает на надёжность и срок службы транзистора, но по оценкам, перегрев канала на 100 градусов [268] приводит к падению коэффициента усиления на 1 – 2 дБ и падению выходной мощности на 10 – 20 % - в зависимости от режима работы, конструкции транзистора и характеристик гетероструктуры.

Следует отметить важность учёта температурной зависимости коэффициента теплопроводности SI-GaAs подложки. Это подтверждается тем, что как видно из рис. 82, 83, вычитание из результатов, полученных при температуре основания  $T_0=80^\circ\text{C}$ , разницы в 57° С не приводит к совпадению с распределением температуры, полученным при  $T_0=23^\circ\text{C}$ .

На рис. 82Б, 83Б на вставках к рисункам приведена цветовая маркировка результатов, полученных при задании различных величин удельной теплопроводности гальванического золота, задавались величины  $k=100, 200, 300 \left[ \text{Вт} \cdot (\text{м} \cdot \text{К})^{-1} \right]$ . Также задавались две величины ширины секций затвора  $L$ : 50 и 100 мкм и предполагалось, что ширины секций затвора равны ширинам источников тепла.

Такие же вставки к рисункам и ширины секций затвора « $L$ » приведены далее на рисунках 84Б, 85Б.



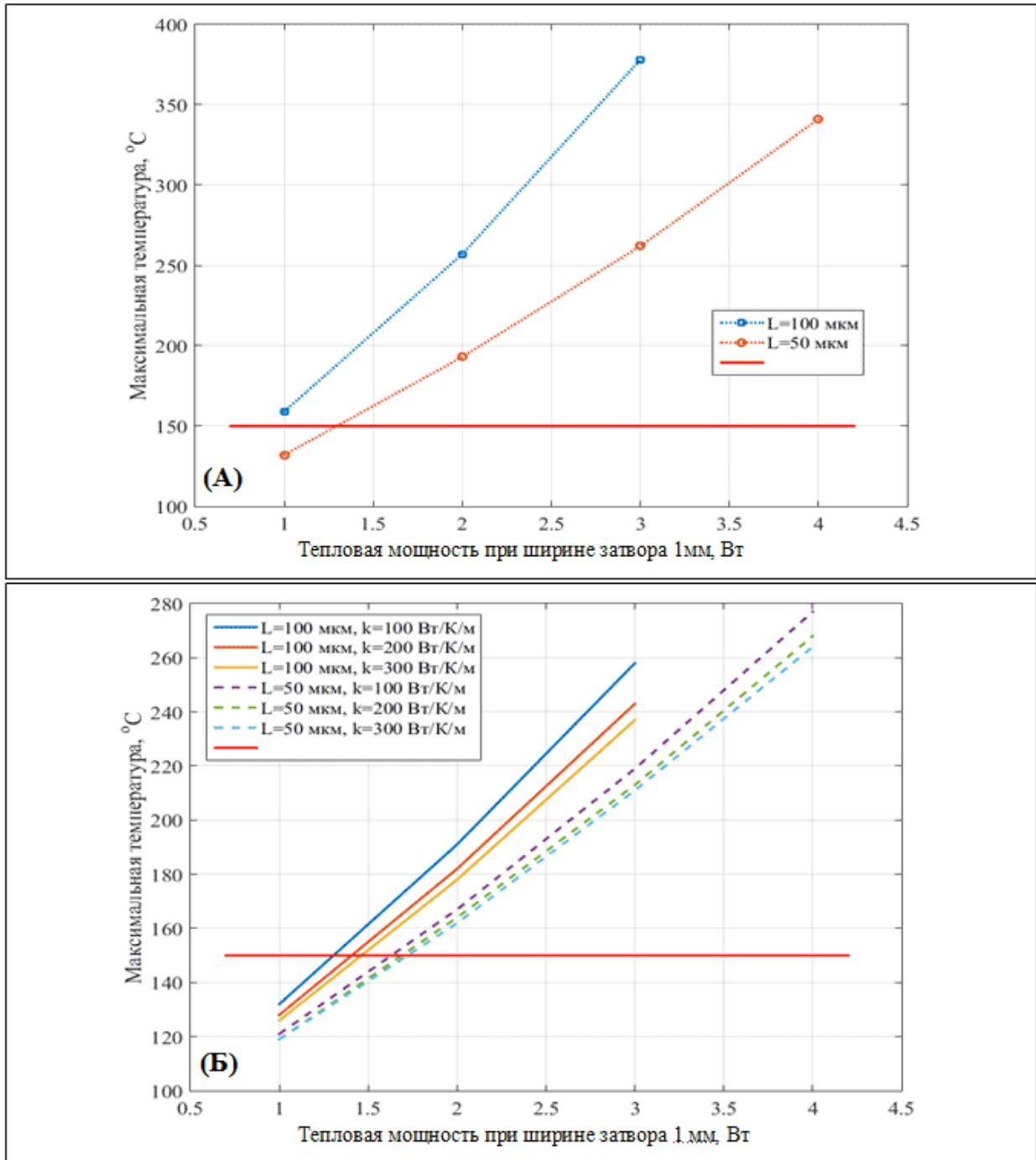


Рис. 82. Зависимости максимальной температуры канала (в центре много-секционного транзистора) от удельной тепловой мощности. Параметры расчета:  $T_0 = 80$  С,  $h = 28$  мкм. (А):  $H_{GaAs} = 25$  мкм,  $H_{Au} = 30$  мкм. (Б):  $H_{GaAs} = 100$  мкм,  $H_{Au} = 5$  мкм.

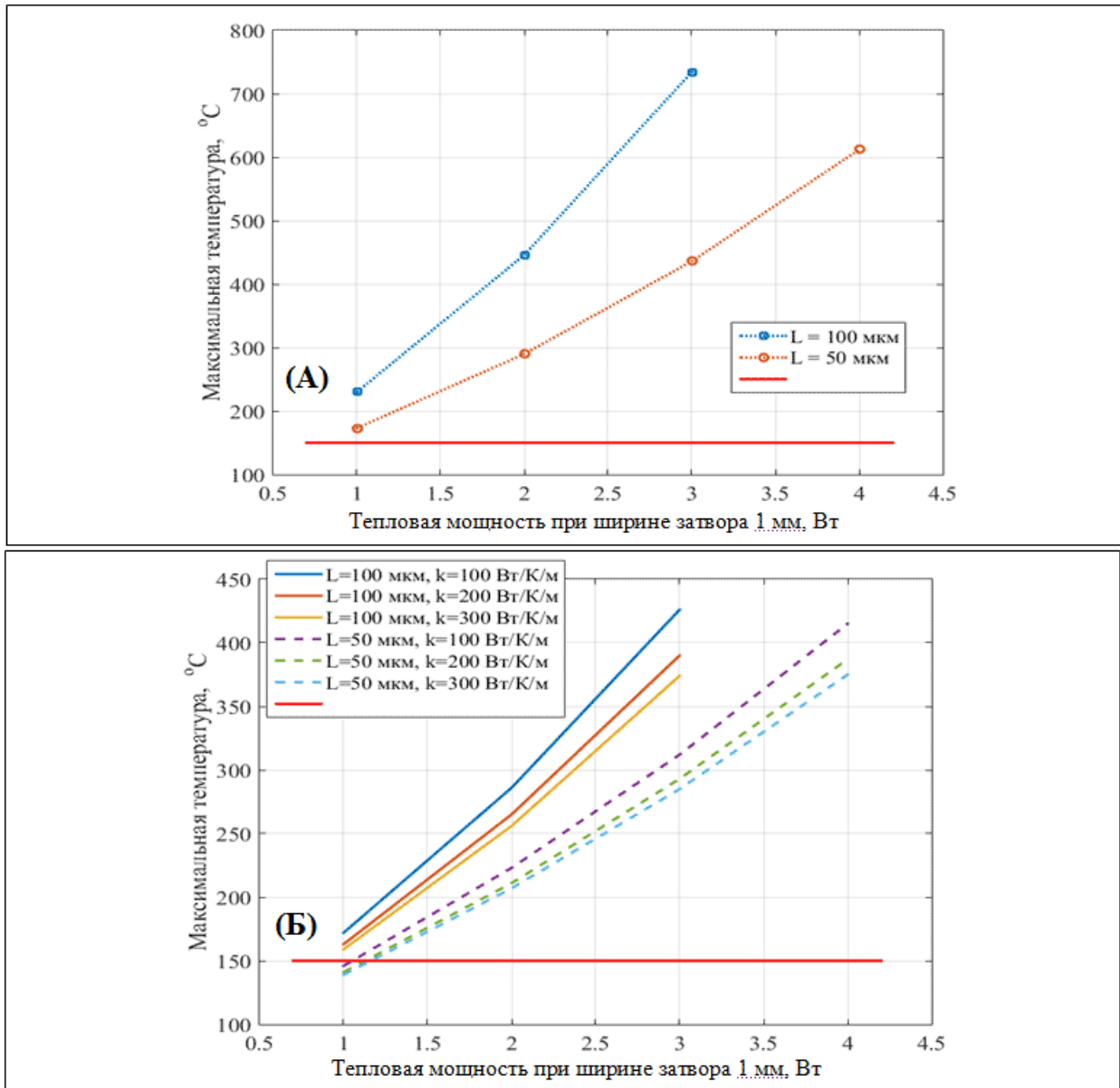


Рис. 83. Зависимости максимальной температуры канала (в центре много-секционного транзистора) от удельной тепловой мощности. Параметры расчета:  $T_0 = 80^\circ\text{C}$ ,  $h = 14\text{ мкм}$ . (А):  $H_{\text{GaAs}} = 25\text{ мкм}$ ,  $H_{\text{Au}} = 30\text{ мкм}$ , (Б):  $H_{\text{GaAs}} = 100\text{ мкм}$ ,  $H_{\text{Au}} = 5\text{ мкм}$ .

Проведем простейшие оценки.

Если не учитывать трехмерной специфики задачи, то при одинаковых площадях, через которые отводится тепло, величина  $R_{T1}$  - теплового сопротивления транзистора при толщине подложки  $H_1$  равной 100 мкм и при теплопроводности гальванического золота  $k_{Au} = 200 \text{ Вт/мК}$ , примерно в три раза выше, чем у транзистора с тепловым сопротивлением  $R_{T2}$  при толщине подложки  $H_2$ , равной 25 мкм,  $H_{Au} = 5$  мкм,  $K_{AuSn} = 57 \text{ Вт/мК}$ ,  $H_{AuSn} = 20$  мкм:

$$\frac{R_{T1}}{R_{T2}} \approx \frac{H_1/k_{GaAs} + H_{Au}/k_{Au} + H_{AuSn}/k_{AuSn}}{H_2/k_{GaAs} + H_{Au}/k_{Au} + H_{AuSn}/k_{AuSn}} \approx 2.7$$

Отсюда следует, что при этой простой оценке, не учитывающей особенности растекания тепла из источников, перегрев транзистора с толщиной подложки 25 мкм и периодом 14 мкм должен быть заметно (примерно в полтора раза) ниже, чем у транзистора с толщиной подложки 100 мкм и периодом 28 мкм.

Однако более точные результаты, получаемые при решении трехмерной задачи, учитывающей особенности растекания тепла из источников, это предположение не подтверждают.

На рисунках 82 - 85 приведены зависимости максимальной температуры, достигаемой в канале (в области центра многосекционного транзистора) от удельной (на единицу ширины затвора) тепловой мощности, выделяемой транзистором при различных температурах основания корпуса  $T_0$ , длинах секций  $L$ , толщинах подложки  $H_{GaAs}$ , толщинах слоя золота  $H_{Au}$  и периодах секций затворов  $h$ .

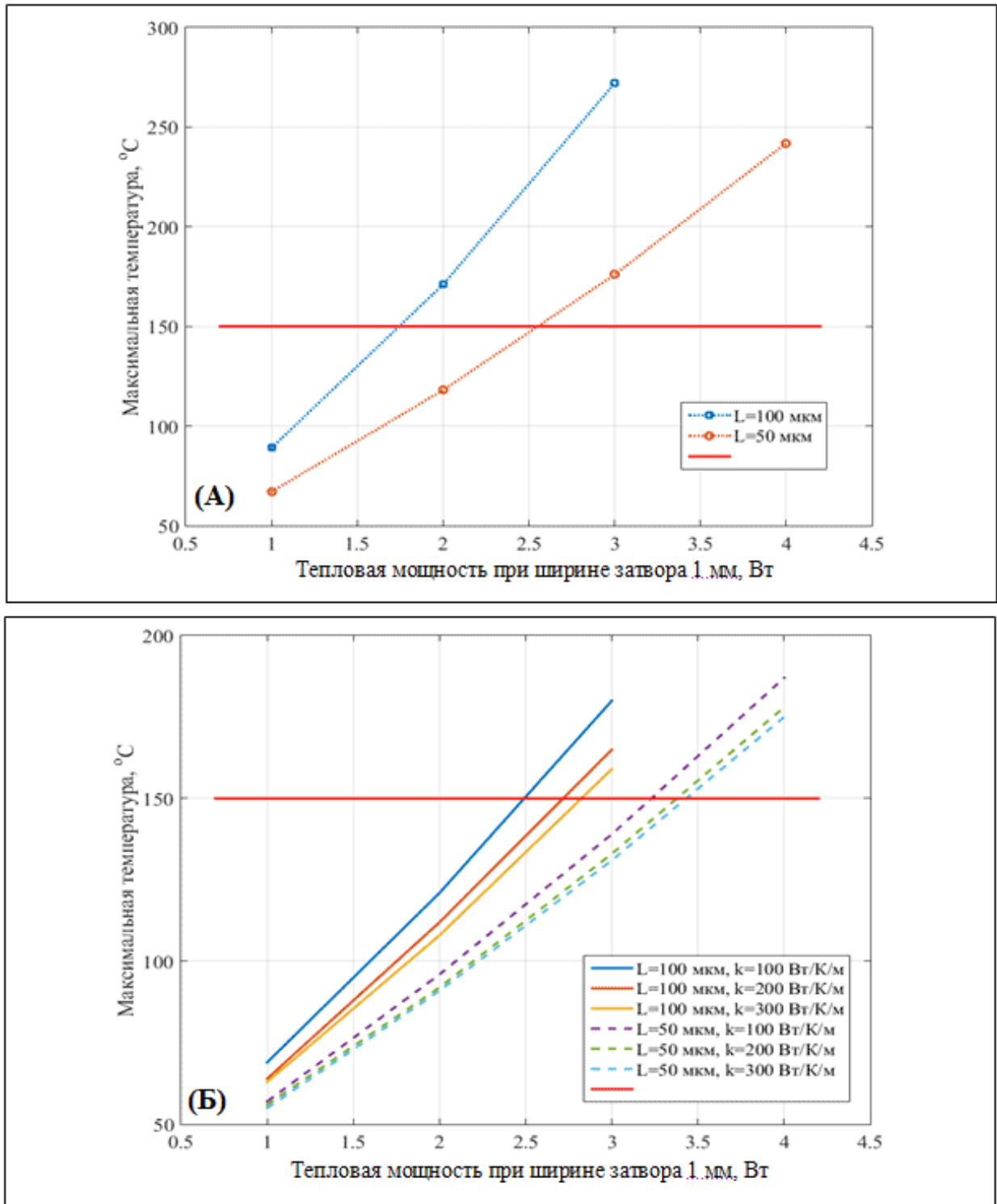


Рис. 84. Зависимости максимальной температуры канала (в центре много-секционного транзистора) от удельной тепловой мощности. Параметры расчета:  $T_0 = 23^{\circ}\text{C}$ ,  $h = 28 \text{ мкм}$ . (А):  $H_{GaAs} = 25 \text{ мкм}$ ,  $H_{Au} = 30 \text{ мкм}$ , (Б):  $H_{GaAs} = 100 \text{ мкм}$ ,  $H_{Au} = 5 \text{ мкм}$ .

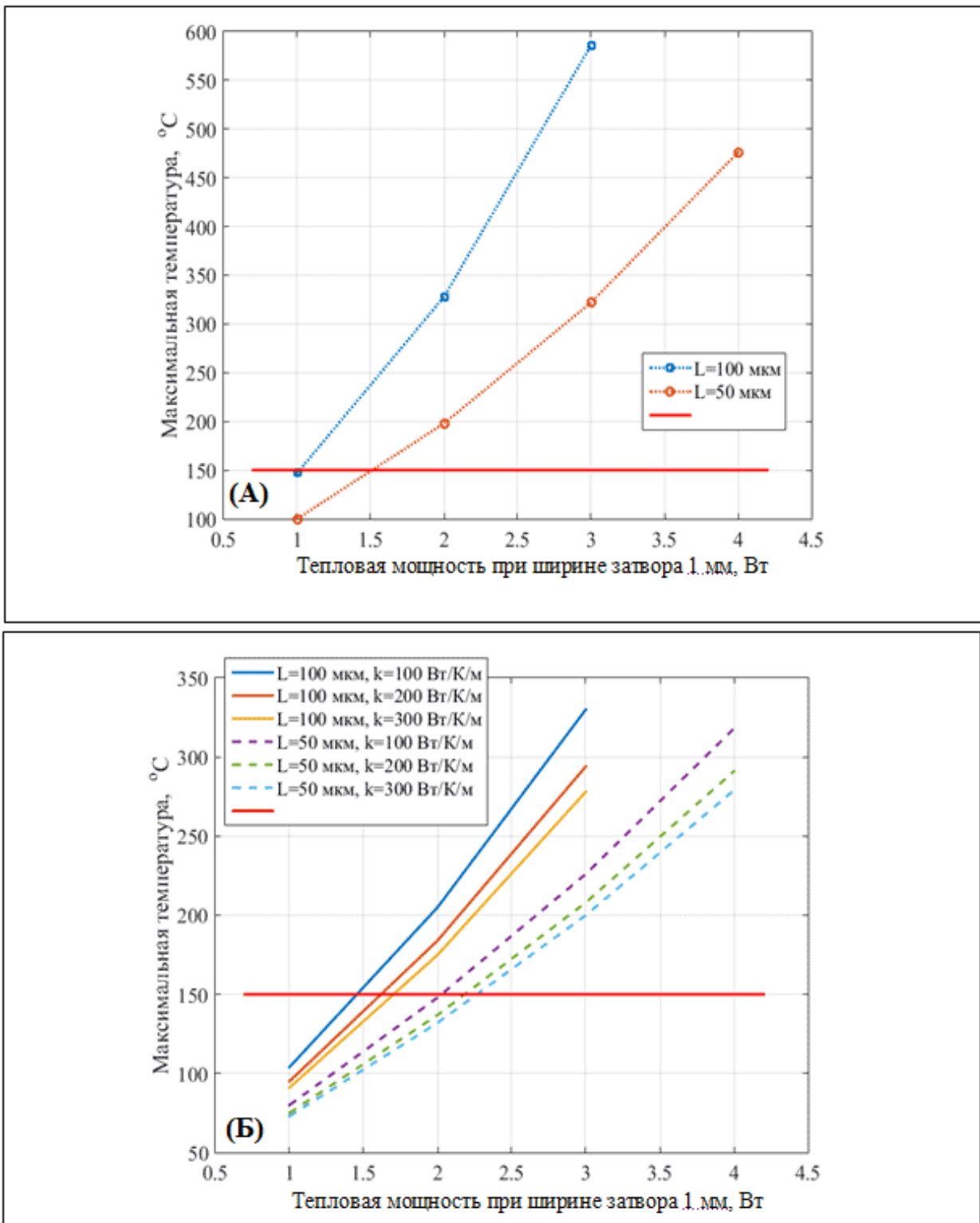


Рис. 85. Зависимости максимальной температуры канала (в центре много-  
 секционного транзистора) от удельной тепловой мощности. Параметры расчета:  
 $T_0 = 23^\circ \text{C}$ ,  $h = 14$  мкм. (A):  $H_{GaAs} = 25$  мкм,  $H_{Au} = 30$  мкм, (B):  $H_{GaAs} = 100$  мкм,  
 $H_{Au} = 5$  мкм.

Результаты расчетов показали следующее:

1. При периоде секций затворов 28 мкм, толщине подложки 100 мкм и при прочих равных условиях, максимальная температура в канале близка к максимальной температуре канала при периоде секций затворов 14 мкм и толщине подложки 25 мкм. Этот результат получен при задании коэффициента теплопроводности гальванического золота равного 300 Вт/(м·К). Таким образом, уменьшение толщины подложки в четыре раза при учете трехмерного распределения потока тепла в подложке транзистора, учете теплового сопротивления слоя гальванического золота и припоя, уменьшает полное тепловое сопротивление максимально нагретой области транзистора всего лишь вдвое, а не почти в 3.5 раза как это следует из простых оценок, не учитывающих эффект трехмерного растекания тепла.

2. При одинаковой удельной выходной СВЧ мощности транзистора, максимальная температура в канале транзистора при ширине секции, равной 50 мкм, существенно меньше, чем аналогичная температура канала транзистора с шириной секции 100 мкм. Различие этих температур возрастает при увеличении толщины подложки, уменьшении коэффициента теплопроводности гальванического золота и при увеличении температуры основания корпуса.

3. Даже при сравнительно большом периоде секций затворов, равном 28 мкм, при ширине секции, равной 50 мкм, транзисторы с удельной тепловой мощностью более 3 Вт/мм (потенциально достижимой в DA-DpHEMT транзисторах с InGaAs каналом), нагреваются до максимальных температур выше 150 °С при относительно малой температуре основания корпуса 23 °С. Согласно заданному ограничению это недопустимо большая величина для транзисторов с InGaAs каналом и SI-GaAs подложкой. При ширинах секций, равных 100 мкм,  $T_{max} \geq 150$  °С достигается при удельной тепловой мощности менее 2.5 Вт/мм.

4. При периоде секций затворов, равном 14 мкм, при температуре основания корпуса 23 °С и при двукратном увеличении удельной тепловой мощности (наблюдаемом в DA-DpHEMT транзисторах) в результатах расчетов получен заметный нагрев транзисторов даже при ширине секций равной 50 мкм, при коэф-

коэффициенте теплопроводности гальванического золота равном  $300 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$  и при толщине SI-GaAs подложки равной  $25 \text{ мкм}$ . При ширине секции, равной  $100 \text{ мкм}$ , нагрев велик:  $T_{max} \geq 150 \text{ }^\circ\text{C}$  при температуре основания  $23 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Расчеты показали, что при уменьшении толщины подложки в 4 раза (от  $100 \text{ мкм}$  до  $25 \text{ мкм}$ ), из-за монтажа транзистора на основание корпуса с сопутствующим введением промежуточных слоев Au и припоя Sn:Au между подложкой и основанием корпуса, удельную тепловую мощность транзистора можно увеличивать до величины  $2 \text{ Вт}/\text{мм}$  при выполнении неравенства  $T_{max} \leq 150 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Следует отметить, что тривиальное уменьшение толщины SI-GaAs подложки НЕМТ транзистора, конечно дает уменьшение теплового сопротивления «источник – корпус», но при толщине подложки более  $25 \text{ мкм}$  уменьшение слишком мало для получения заметного эффекта. Оно приводит как к увеличению паразитных емкостей «затвор – основание корпуса» и «сток – основание корпуса» так и к заметному разбросу характеристик приборов из-за того, что при изготовлении очень тонких подложек увеличивается относительная погрешность в толщинах. Меры, которые можно принять для увеличения точности изготовления тонких подложек в составе транзистора, требуют заметного усложнения технологии.

### **Нижний тепловой интерфейс с увеличенным коэффициентом теплопроводности под подложкой транзистора.**

Возникает необходимость выяснить, насколько сильно можно улучшить отвод тепла при фиксированной толщине достаточно толстой SI-GaAs подложки транзистора с учётом возможности усиления переноса тепла в основание корпуса.

Рассмотрим вариант: при толщине SI-GaAs подложки  $25 \text{ мкм}$  в параметрах расчета заменим слой Au и слой припоя Sn:Au на слой поликристаллического алмаза или на слой графена [269, 270] имеющий очень хорошую теплопроводность. Также положим, что этот алмазный тепловой интерфейс, без промежуточного слоя припоя Sn:Au толщиной  $20 \text{ мкм}$ , соединен с медным основанием корпуса. Результаты расчета [279, 283] для этого варианта представлены на рисунке 86. На вставке в рис. 86 добавлены величины  $K=1000, 2000 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\text{K}^{-1}$  - задаваемые величины теплопроводности алмазного интерфейса.

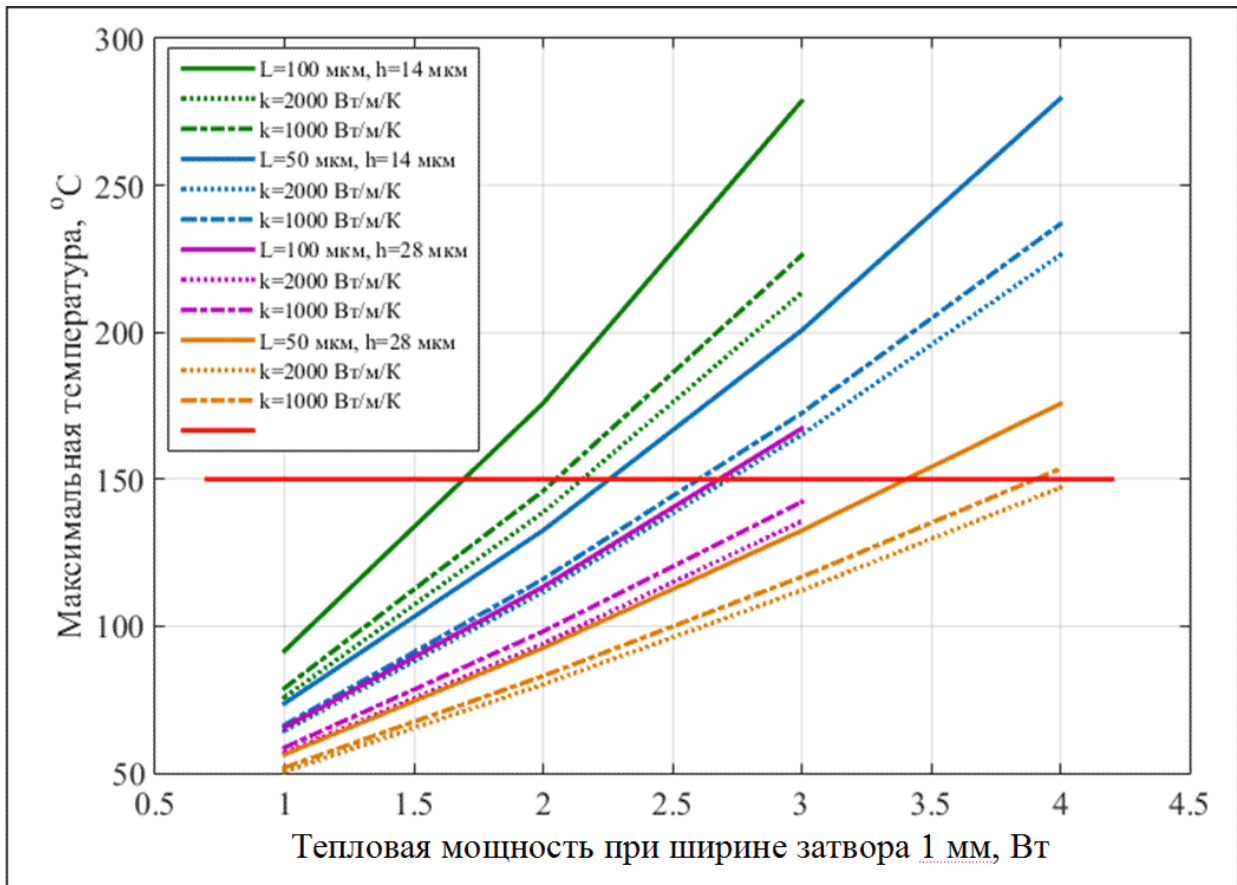


Рис. 86. Зависимости максимальной температуры канала (в центре много-секционного транзистора) от удельной тепловой мощности. Параметры расчета:  $H_{GaAs} = 25$  мкм. Сплошные линии – при  $H_{Au} = 30$  мкм и толщине слоя Sn:Au припоя 20 мкм. Пунктирные и штрих - пунктирные линии – результаты при введении АПП на нижней стороне подложки.  $T_0 = 23$  °С.

При наличии под подложкой алмазного интерфейса максимальная температура транзистора заметно уменьшается. Видно, что при  $T_0 = 23$  °С в зависимости от периода источников тепла и от ширины секций транзистора, конструкция с алмазным интерфейсом на подложке позволила бы увеличить максимально допустимую тепловую мощность примерно на 20 – 30 %, что, в принципе, хорошо, но окончательно проблему достижения хорошего теплоотвода не решает. Предположительно, такая конструкция теплового интерфейса в полевых транзисторах с In-GaAs каналом и с SI-GaAs подложкой будет более эффективна только при дальнейшем уменьшении толщины подложки (аналогично способу, примененному в работах [269, 270]), что как отмечалось выше, нежелательно.



### **3.2.2. Тепловые режимы НЕМТ транзисторов см - диапазона с верхним тепловым интерфейсом из алмазоподобного покрытия.**

Приведенные выше результаты расчётов показывают, что традиционными способами без существенного уменьшения толщины SI-GaAs подложки сильно улучшить отвод тепла в основание корпуса вряд ли удастся. Существует много идей и способов усиления отвода тепла через подложку (отвод тепла вниз) [264], сводящихся, по сути дела, к уменьшению её толщины. Некоторые идеи успешно используются, например, в GaN - полевых транзисторах [269, 270], однако они или сталкиваются со значительными технологическими трудностями, или требуют существенного удлинения технологического маршрута транзистора.

Результаты расчетов распределений температур  $T(x, y, z)$  и  $T_{max}$  приведенные в [279, 283] позволяют предложить другой принцип усиления отвода тепла.

Вместо того чтобы пытаться улучшить отвод тепла из областей его источников только вниз, в направлении подложки, предлагается осуществить дополнительный отвод тепла от источников вверх, далее по тепловому мосту отвести этот дополнительный поток тепла на периферию транзистора с последующим переносом тепла через SI-GaAs подложку в Si основание на корпусе транзистора.

Обеспечить такую передачу тепла, в принципе, можно разными способами, например, нанести поверх защитного слоя  $Si_3N_4$  тонкую диэлектрическую пленку алмазоподобного покрытия (АПП) по всей площади чипа транзистора, сформировав в АПП окна для электрических соединений шин истока, затвора и стока.

АПП отличаются очень высоким коэффициентом теплопроводности ( $1000 - 1600 \text{ Вт} \cdot (\text{м} \cdot \text{К})^{-1}$ ), что позволяет осуществить эффективную передачу тепла от источников на периферию транзистора по тепловым мостам на основе АПП, тем самым увеличивается эффективная площадь передачи тепла в основание корпуса.

Такое конструктивное решение для верхнего теплового интерфейса из АПП содержит практически не решаемую сложную проблему, возникающую из-за рассогласования постоянных кристаллических решеток и коэффициентов термического расширения для АПП, гетероструктур и металлов. При таком рассогласовании большие необходимые толщины верхнего теплового интерфейса на основе

АПП (как показали результаты расчетов, примерно равные 1 – 5 мкм для эффективного усиления отвода тепла) и относительно малые толщины нижележащих слоев могут приводить к разрушению конструкции транзистора (может произойти отрыв шляпки затвора, разрушение слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) в результате действия термических напряжений. Также при верхнем тепловом интерфейсе из АПП в конструкции транзистора возникают сильные термомеханические напряжения и он может не выдержать испытаний в тепле, холоде и при термоциклах.

Альтернативным вариантом ненапряженного верхнего теплового интерфейса представляется холодное нанесение на поверхность транзистора эластичного и толстого (с толщиной примерно равной 50 – 100 мкм) органического диэлектрика проводящего тепло (с теплопроводностью около 50 Вт/(м·К) или больше). За счет эластичности уменьшаются напряжения, передаваемые от верхнего теплового интерфейса на конструкцию транзистора. К сожалению, в настоящее время доступна лишь широкая номенклатура клеев с теплопроводностью (порядка 60 - 80 Вт/мК) с наполнителем на основе серебра, но они являются хорошими проводниками и поэтому совершенно непригодны для верхнего теплового интерфейса, который должен обладать диэлектрическими свойствами. Кроме этого, применение органических материалов в составе конструкции транзисторов нежелательно из-за сопутствующего снижения специфичности.

Принципиально важно, что существуют низкотемпературные способы нанесения АПП [272, 273], совместимые с НЕМТ технологиями для арсенид-галлиевых и нитрид-галлиевых транзисторов, такие покрытия являются диэлектриками и в принципе, с успехом могут быть использованы в качестве дополнительного теплового интерфейса. В настоящее время с помощью нанотехнологий [273] активно разрабатываются материалы с совершенно новыми свойствами и, возможно, уже в ближайшее время будут разработаны иные типы диэлектрических материалов с высокой теплопроводностью.

Ранее близкие по сути идеи по отводу тепла от поверхности приборов уже применялись, например, в методе обратного монтажа кристаллов [263], или применение АПП в нитрид-галлиевых транзисторах [265]. Однако обратный монтаж

кристаллов не слишком эффективен из-за очень малого размера площадей, занимаемыми источниками тепла в полевых транзисторах [265]. Во втором случае слабая эффективность верхнего теплового интерфейса связана с тем, что теплопроводность нитрида галлия ( $220 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ) больше теплопроводности арсенида галлия ( $55 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ) как минимум в четыре раза [274, 275]. Поэтому обычный монтаж GaN транзистора с тонкой подложкой непосредственно на алмазное основание [269, 270] без верхнего теплового интерфейса из АПП выглядит более предпочтительным в технологическом плане.

Для проверки потенциальной эффективности применения верхнего теплового интерфейса из АПП для снижения максимальной температуры был проведен расчёт распределений температуры в транзисторах при учете отвода тепла по АПП толщиной  $h_c$ , (смотри рисунок 87), имеющего удельную теплопроводность  $1000 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ , (что соответствует поликристаллическому алмазу) для тех же вариантов конструкций, что рассматривались в работах [279, 283].

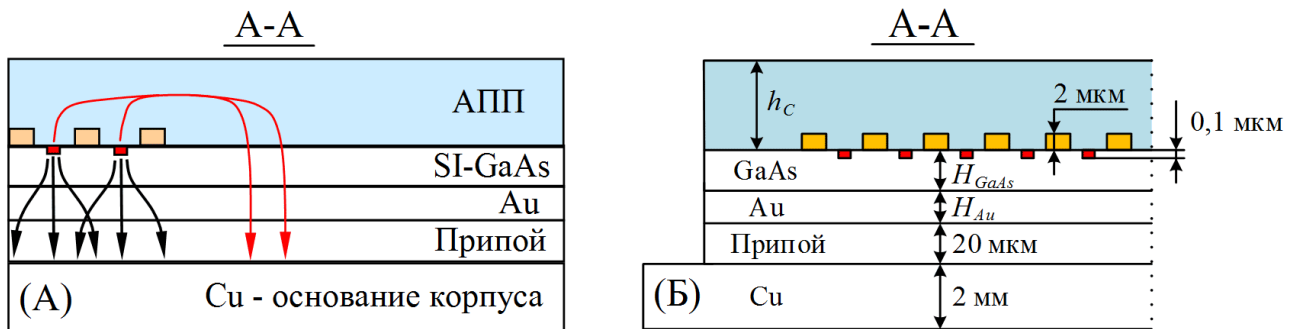


Рис. 87. Вид разреза по плоскости  $(x, z)$  мощного СВЧ полевого транзистора с нанесённым сверху слоем АПП толщиной  $h_c$ . (А) - усиление отвода тепла на периферию транзистора с помощью АПП. (Б) – характерные размеры.

На рис. 87А показан принцип усиления отвода тепла с помощью АПП. Красные стрелки на этом рисунке показывают сформированные с помощью АПП дополнительные потоки тепла из источников на периферию транзистора. Эти потоки далее через SI-GaAs подложку отводятся в медное основание корпуса. Черные стрелки на рисунке 87А показывают потоки тепла из источников через SI-GaAs подложку в медное основание корпуса, эти потоки тепла формируются в транзисторе и при отсутствии АПП.

Как показали результаты расчётов, профили температуры получаются примерно одинаковыми, если при уменьшении удельной теплопроводности АПП пропорционально увеличивать его толщину.

Для выявления эффекта от нанесения АПП, в качестве сравниваемой, используем модель транзистора, результаты для которой представлены на рисунке 81. Результаты расчетов представлены ниже для трех вариантов формирования АПП на исходной конструкции транзистора.

В первом варианте АПП сформировано только поверх секций истока, затвора стока и источников тепла, имеющих ширину  $L$ , смотри рисунок 80. Результаты расчетов для первого варианта представлены на рисунке 88А.

Во втором варианте АПП сформировано с расширением области покрытия на 50 мкм за пределы, указанные выше для первого варианта. Результаты расчетов для второго варианта представлены на рисунке 88Б.

В третьем варианте АПП сформировано по всей площади чипа транзистора, соответствующие результаты расчетов представлены на рисунке 88В.

На рисунке 88 АПП толщиной 2 мкм покрывает:

(А) - всю область секций истока (S), затвора (G), стока (D) и локальных источников тепла в транзисторе Q,

(Б) - всю область секций истока (S), затвора (G), стока (D), локальных источников тепла Q в транзисторе и периферию поверхности чипа вокруг этой области с расширением области покрытия на расстояние 50 мкм по осям  $x$  и  $y$ ,

(В) - всю область секций истока (S), затвора (G), стока (D), локальных источников тепла Q в транзисторе и всю поверхность чипа транзистора.

На рис. 88 красные линии показывают распределение температуры на поверхности транзистора, синие линии - распределение температуры на 2 мкм ниже поверхности транзистора, зеленые линии - распределение температуры на 5 мкм ниже поверхности транзистора.

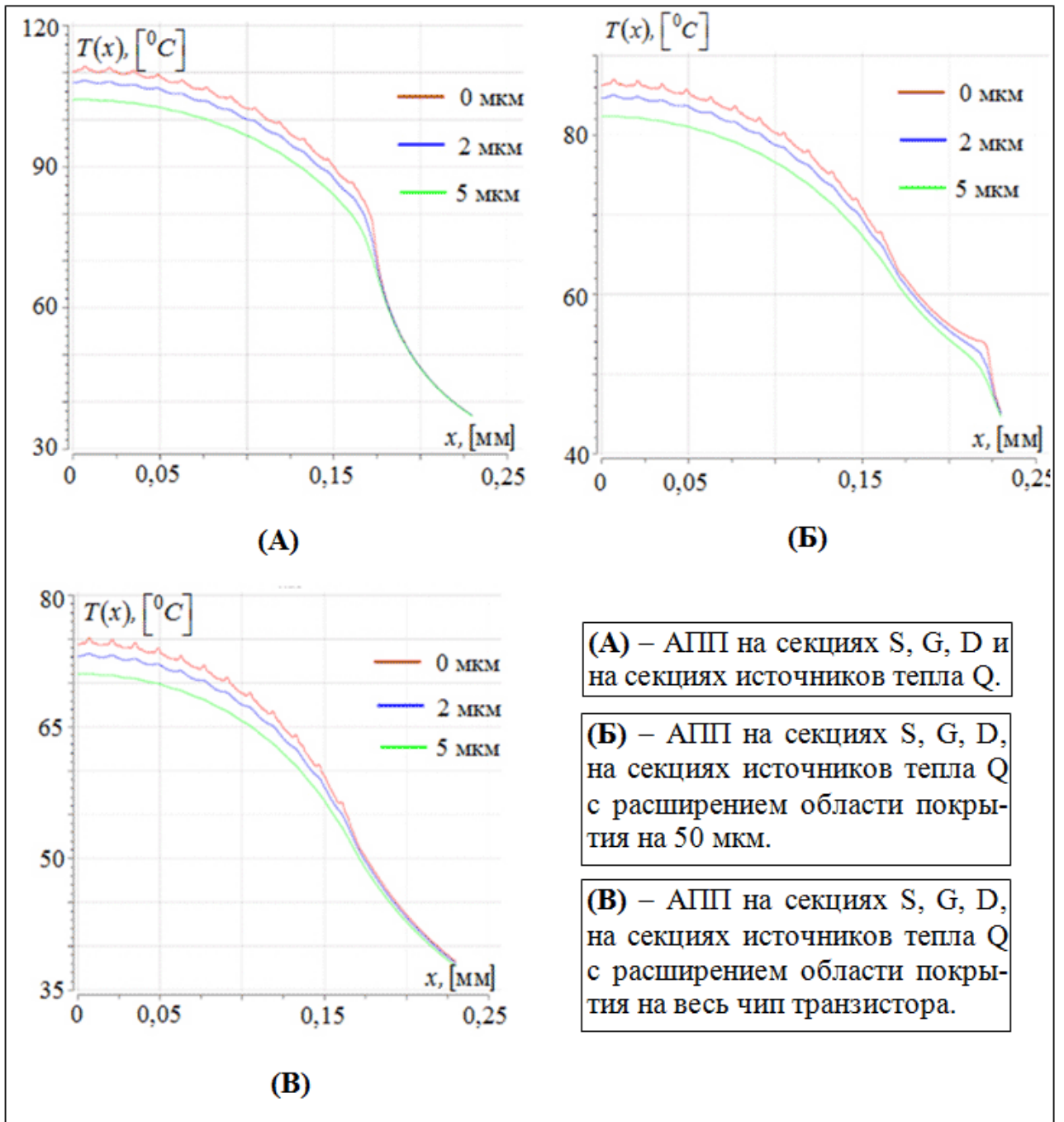


Рис. 88. Распределение температуры  $T(x)$  на оси симметрии области расположения источников тепла, 0 мкм, 2 мкм, 5 мкм - задаваемые расстояния от поверхности транзистора по оси ( $-z$ ).

Отсчет координат на рис. 88 ведется от центра транзисторной структуры, показанного на рис. 81. Удельная тепловая мощность: 1 Вт/мм, ширина секций: 100 мкм, толщина SI-GaAs подложки: 100 мкм, температура основания корпуса: 23° С.

Из сравнения результатов, приведенных на рисунке 88 с результатами, приведенными на рисунке 81, видно, что при введении АПП величина максимумов температуры (исходно примерно равная  $30^{\circ}\text{C}$ , смотри рис. 81А), связанных с локальными источниками тепла, существенно уменьшается.

Также из результатов, приведенных на рисунке 88 видно, что при расширении площади АПП максимальная температура на поверхности транзистора существенно уменьшается. Сравнительное уменьшение температуры на рисунке 88 дополнительно ещё на  $20^{\circ}\text{C}$  связано с выравниванием температуры по осям  $x$  и  $y$ , что хорошо видно на рисунке 89.

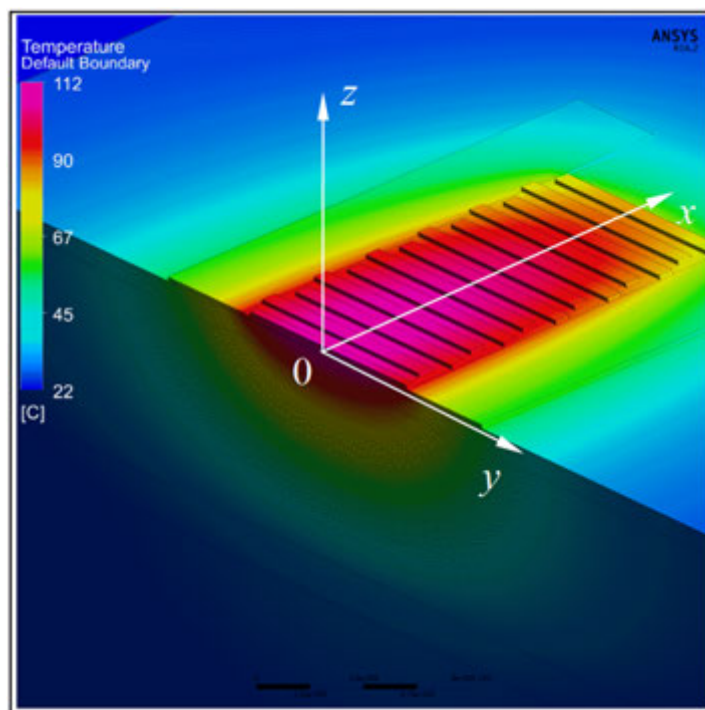


Рис. 89. Распределение температуры под слоем АПП по поверхности транзисторной структуры. Толщина АПП: 5 мкм, покрыта только область секций истока (S), затвора (G), стока (D) и локальных источников тепла Q в транзисторе. Удельная тепловая мощность: 1 Вт/мм, длина секций S, G, D, Q: 100 мкм, толщина SI-GaAs подложки: 100 мкм, температура основания корпуса:  $23^{\circ}\text{C}$ .

При нанесении покрытия по варианту, показанному на рисунке 88Б, т.е. с напуском АПП на 50 мкм за периферию секций S, G, D, Q, температура дополнительно снижается на  $25^{\circ}\text{C}$ , а нанесение АПП на всю поверхность чипа уменьшает эту величину ещё на  $10^{\circ}\text{C}$ , то есть перегрев уменьшается более чем в 2.5 раза.

Для более детальной демонстрации эффективности введения в конструкцию транзистора верхнего теплового интерфейса в виде АПП, ниже на рисунках 90, 91 приведены зависимости максимальной температуры канала от удельной мощности выделяемого тепла для различных вариантов исполнения полевых транзисторов: как при отсутствии АПП, так и при различных  $h_C$  - толщинах АПП.

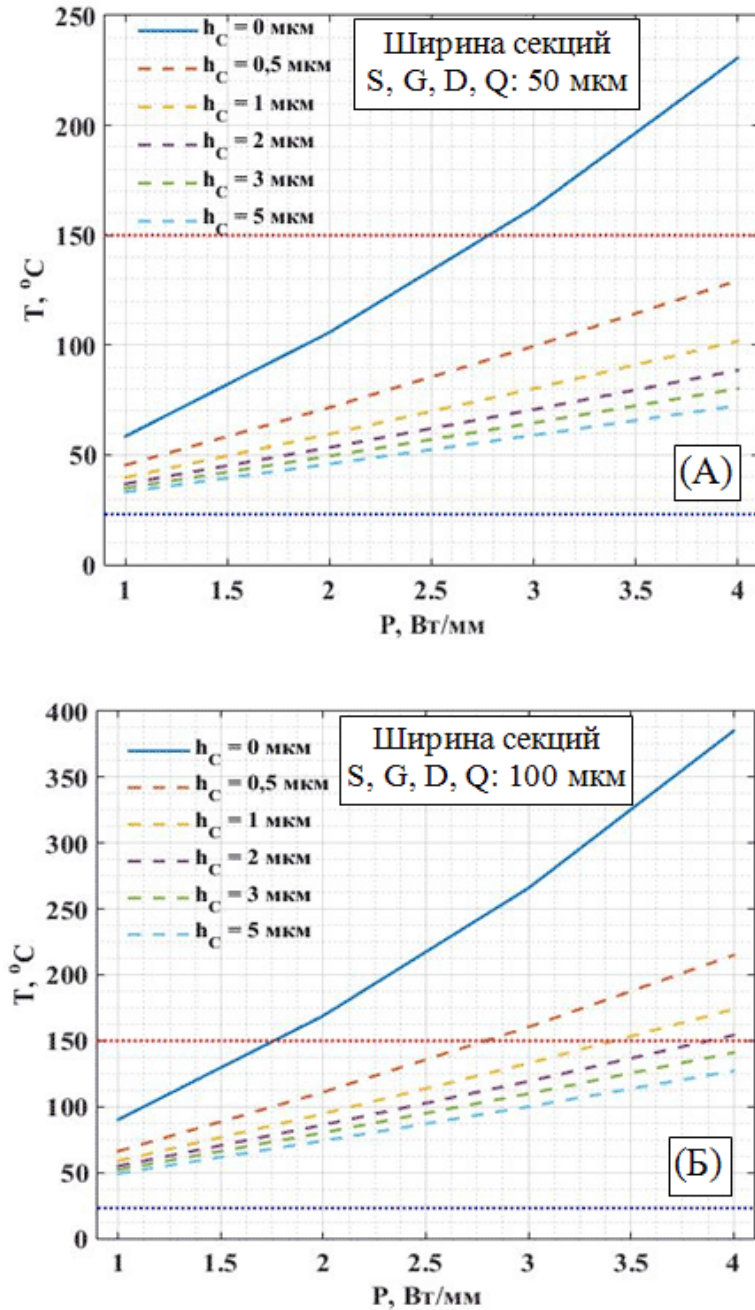


Рис. 90. Зависимость максимальной температуры в канале транзистора от удельной величины тепловой мощности. Ширина источников тепла 1 мм.

На рисунке 90А и 90Б - горизонтальная красная пунктирная линия – критическая температура, выше которой начинаются интенсивные процессы деградации, горизонтальная синяя пунктирная линия – температура окружающей среды. Толщина подложки: 100 мкм, период секций S, G, D и Q: 28 мкм.

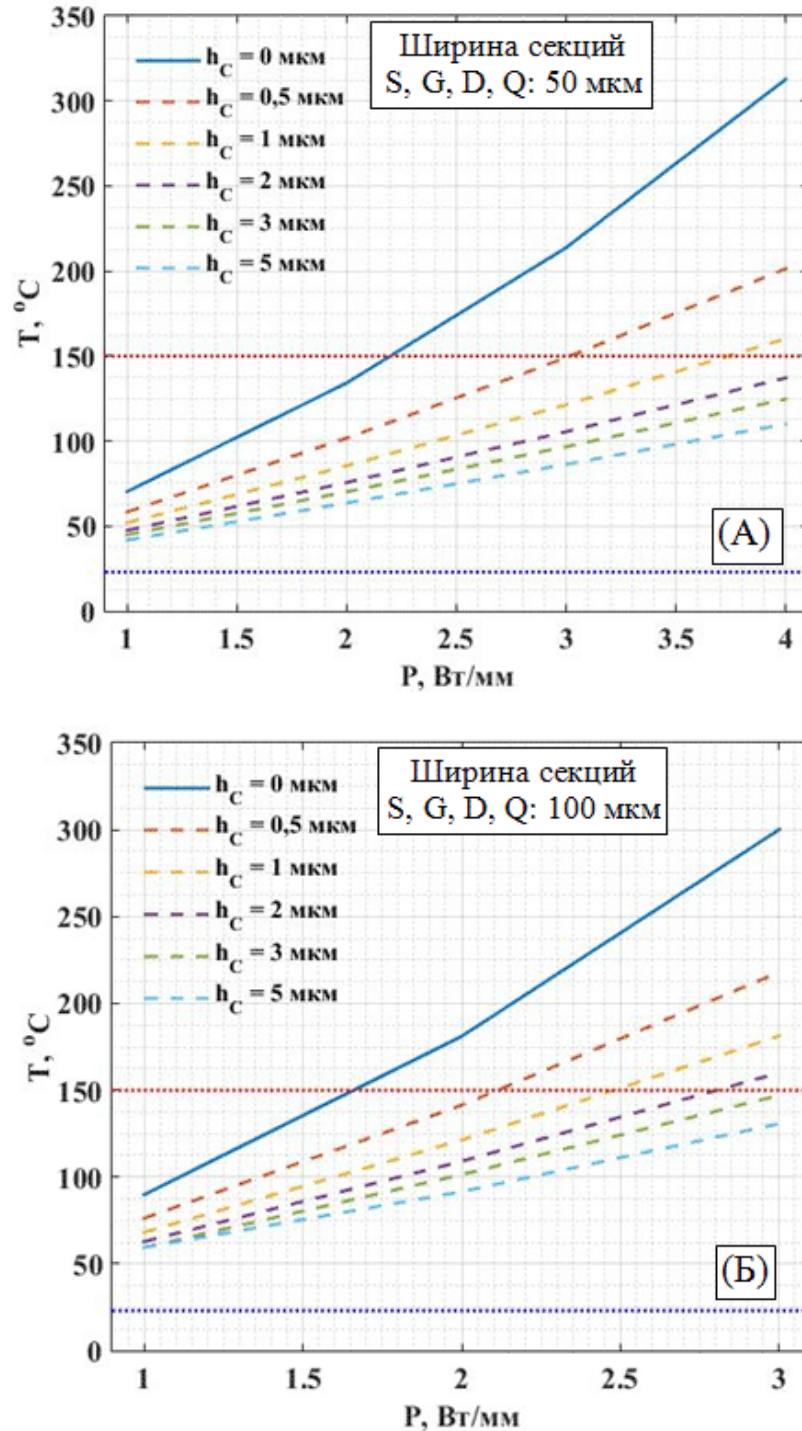


Рис. 91. Зависимость максимальной температуры в канале транзистора от удельной величины тепловой мощности. Ширина источников тепла 1 мм.



На рисунке 91А и 91Б - горизонтальная красная пунктирная линия – критическая температура, выше которой начинаются интенсивные процессы деградации, горизонтальная синяя пунктирная линия – температура окружающей среды. Толщина подложки 25 мкм, слой гальванического золота имеет толщину 30 мкм, слой припоя Sn: Au имеет толщину 20 мкм, период секций S, G, D и Q: 14 мкм.

**Основные результаты расчетов температуры для транзисторов с верхним тепловым интерфейсом в виде АПП:**

1. При толщине SI-GaAs подложки равной 100 мкм и при периоде расположения источников тепла по оси  $x$  равном 28 мкм, верхний тепловой интерфейс из АПП (с удельной теплопроводностью 1000 Вт/мК и с толщиной более 5 мкм) обеспечивает эффективный отвод тепла в транзисторах с шириной секций 50 мкм при удельной величине тепловой мощности  $W \leq 3.5$  Вт/мм и температуре основания корпуса 80° С. Аналогично: в транзисторах с шириной секций 100 мкм обеспечивается эффективный отвод тепла при  $W \leq 2.5$  Вт/мм при температуре основания корпуса 80° С.

2. При толщине SI-GaAs подложки равной 25 мкм и при периоде расположения источников тепла по оси  $x$  равном 14 мкм, верхний тепловой интерфейс из АПП (с удельной теплопроводностью 1000 Вт/мК и с толщиной более 5 мкм) полностью решает проблему отвода тепла в транзисторах с шириной секций 50 мкм при удельной величине выделяемой тепловой мощности  $W \leq 2.0$  Вт/мм, а в транзисторах с шириной секций 100 мкм - при  $W \leq 1.5$  Вт/мм. Решение проблемы теплоотвода достигается при температуре основания корпуса равной 80° С.

3. Уменьшение ширины секций истока, затвора, стока и локальных источников тепла также, как и в результатах расчётов для транзисторов без верхнего теплового интерфейса из АПП сильно уменьшает величину максимального перегрева транзистора относительно температуры основания корпуса.

4. Формирование верхнего теплового интерфейса из АПП требует проведения дополнительных технологических операций, в том числе дополнительной операции фотолитографии.

## **Сравнение эффективности верхнего теплового интерфейса из АПП с другими решениями, усиливающими отвод тепла.**

Практическую важность представляет проведение качественного сравнения положительного эффекта от применения верхнего теплового интерфейса из АПП с другими способами улучшения отвода тепла.

Например, известен в принципе возможный способ улучшения отвода тепла за счет существенного уменьшения толщины подложки. При этом увеличивается до нескольких микрометров толщина буферного слоя, выращенного на SI-GaAs подложке, под которым вводится специальный стоп-слой. Этот стоп-слой выращивается на SI-GaAs подложке и предназначен для остановки процесса травления подложки на глубине расположения стоп-слоя [264]. Важно, что этот способ улучшения отвода тепла имеет ряд следующих существенных недостатков:

- оставшийся после травления подложки буферный слой с толщиной в несколько микрометров не способен обеспечить необходимую механическую прочность оставшейся после травления подложки части гетероструктуры,

- с учетом особенностей молекулярно-пучковой и МОС - гидридной эпитаксии, толщина буферного слоя, равная нескольким микрометрам, слишком велика и приводит к образованию повышенного количества дефектов в слоях, выращиваемых над буферным слоем. Результаты работ по разработке технологии эпитаксиальных структур [123-124, 141-152] показали, что бездефектные структуры формируются при толщинах буферного слоя (см. табл. 1 и 3) примерно 0.4 мкм.

- стоимость эпитаксиальных структур существенно возрастает при увеличении толщины буферного слоя.

Результаты расчётов, необходимые для сравнения результатов применения верхнего теплового интерфейса из АПП (таблица 11) с результатами применения других способов улучшения отвода тепла, приведены в таблицах 12, 13. В таблице 12 приведены величины максимальной температуры в центре транзистора при различных величинах выделяемых мощностей и при различной толщине верхнего слоя АПП, нанесенного на всю поверхность чипа. Температура корпуса: 80° С.

Таблица 11. Максимальная температура [ $^{\circ}\text{C}$ ] транзистора с верхним АПП.

Толщина АПП, [мкм]	Выделяемая мощность, [Вт] (Вт/мм)		
	2.4 (1.0)	4.8 (2.0)	7.2 (3.0)
1.0	182	296	410
2.0	165	259	354
3.0	154	234	316
5.0	140	205	272

В таблице 11 приведены значения максимальной температуры в структуре со стоп слоем и тонким GaAs буферным слоем под активной областью [264].

Для результатов в таблице 11 температура корпуса  $80^{\circ}\text{C}$ , сверху транзистор имеет АПП, на подложку снизу нанесен слой гальванического золота. Период источников тепла по оси  $x$ : 14 мкм, ширина секций источников тепла: 100 мкм, выделяемая мощность: 2.4 Вт (удельная тепловая мощность источников 1 Вт/мм).

Таблица 12. Максимальная температура [ $^{\circ}\text{C}$ ] транзистора с удаленной подложкой при толстом GaAs буферном слое. АПП отсутствует.

Толщина GaAs-буферного слоя, [мкм]	Толщина гальванического золота, [мкм]	Теплопроводность гальванического золота, [Вт/(м·К)]	$T_{max}$ , [ $^{\circ}\text{C}$ ]
10	90	100	175
10	90	200	154
10	90	300	147
5	95	100	166
5	95	200	144
5	95	300	136

Из таблиц 11, 12 видно, что при величинах удельной теплопроводности гальванического золота менее 200 (Вт/мК) верхний поверхностный АПП тепловой интерфейс при его удельной теплопроводности 1000 Вт/(м·К) и толщине SI-GaAs подложки равной 100 мкм, уже при толщине АПП, равной 3 мкм, не менее эффективен, чем метод удаления подложки с применением стоп-слоя, ограничивающего глубину травления подложки с обратной стороны пластины.

Таким образом, проведенные расчёты показали, что введение в конструкцию транзистора верхнего теплового интерфейса из АПП дает следующее:

Во-первых, сразу сглаживается распределение температуры в транзисторе в продольных и поперечных направлениях по осям «х» и «у», сглаживаются все локальные перепады температуры в областях расположения источников тепла.

Во-вторых, при наличии достаточно толстого слоя АПП формируется второй и из-за высокой теплопроводности АПП, очень эффективный канал отвода тепла. Отвод тепла по этому каналу происходит из областей источников тепла вверх в слой АПП, далее по слою АПП на периферию транзистора с последующим переносом тепла через подложку в теплоотводящее основание корпуса. Если рассмотреть абсолютно симметричную задачу – всю структуру отобразить относительно верхней поверхности транзистора, а мощность выделяемого тепла оставить прежней, то максимальная величина перегрева канала уменьшится в 2 раза.

В техническом решении с верхним расположением АПП учитывается, что тепловой интерфейс на транзисторе имеет существенно большую, по сравнению с GaAs подложкой, удельную теплопроводность, что приводит к увеличению площади поверхности, через которую тепло передается в основание корпуса. Конечно, перенос тепла в основание корпуса все равно происходит через SI-GaAs подложку с относительно низкой теплопроводностью. Однако, после введения достаточно толстого верхнего слоя АПП, выходящего за пределы секций транзистора, перенос тепла происходит через тепловой контакт «(80Au20Sn - припой) – основание корпуса», который имеет площадь существенно больше, чем площадь, занимаемая секциями транзистора (рис. 87Б).

Следует отметить, что в случае необходимости желаемую топологию АПП достаточно просто можно сформировать методом плазмохимического травления в кислородной плазме после проведения одной операции фотолитографии.

Кроме того, одним из главных достоинств верхнего теплового интерфейса из АПП является то, что при его использовании вся базовая технология изготовления мощных полевых транзисторов и монолитных усилителей практически не меняется. Как показывают оценочные трехмерные расчёты, также не меняется и согласование приборов, а уменьшение максимальной температуры канала транзистора оказывается существенным.

### ***3.2.3. Тепловые режимы DA-DpHEMT транзисторов с алмазоподобным теплоотводом в заземляющих отверстиях.***

Разработанная конструкция DA-pHEMT и DA-DpHEMT транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн, показанная в главе 2 на рис. 59 и 60А-Г, может быть существенно улучшена как за счет исключения воздушного моста, так и по условиям отвода тепла. В этом плане даже неоптимальные варианты, показанные на рис. 59 и 60А-Г, отличаются в лучшую сторону от конструкции DA-pHEMT и DA-DpHEMT транзисторов для см - диапазона длин волн.

Отличия улучшенной конструкции транзисторов следующие:

- в разработанной конструкции (рис. 59 и рис. 60А-Г ) нет плотно упакованного объединенного набора секций истоков, затворов и стоков, количество и плотность расположения которых велико. Такая топология с большой плотностью упаковки характерна для проанализированной выше конструкции DA-DpHEMT транзисторов см - диапазона длин волн; ее топология, где количество секций равно 24, показана на рисунке 56 во второй главе;

- в улучшенной конструкции транзисторов все множество секций затворов и стоков разделено октаэдрическими секциями металлизации истоков. Под металлизацией секций истоков в гетероструктуре сформированы сквозные отверстия с боковыми стенками, покрытыми заземляющей металлизацией. При этом группы секций затворов и стоков, расположенные между заземленными истоками, включают в себя только 2 секции затворов и стоков. Соответственно, в транзисторе между двумя заземляющими отверстиями расположены только 2 источника тепловой мощности.

Характерные для улучшенной конструкции транзистора отдельные группы секций, содержащие внутри себя 2 секции стока, 2 секции затвора и 2 локальных источника тепловой мощности показаны ниже на рисунке 92. Эти группы секций разделены между собой октаэдрическими областями металлизации (Au толщиной 2 мкм) S - секций заземленных истоков. Сквозные отверстия в гетероструктуре имеют боковые стенки, покрытые слоем Au толщиной 2 – 5 мкм, что обеспечивает электрический контакт S - секций истоков с основанием корпуса транзистора.

Очевидно, что Au - металлизация боковых стенок отверстий обеспечивает не только электрический контакт с основанием корпуса, она же (вместе с областью передачи тепла по SI-GaAs подложке) может выполнять роль теплового моста между слоем канала и основанием корпуса, однако его эффективность требует своей оценки. Введение октаэдрических S - секций заземленных истоков в разрывы всего множества секций затворов и стоков уже само по себе уменьшает плотность источников тепла, что может привести к уменьшению  $T_{max}$ .

Для улучшения отвода тепла перспективным представляется введение дополнительного теплового моста с малым тепловым сопротивлением в конструкцию транзистора (рис. 92, 93). Этот мост предлагается сформировать на боковых стенках заземляющих отверстий, при этом он может существенно усилить отвод тепла в транзисторе и снизить его максимальную температуру [299].

Хорошим материалом для такого дополнительного теплового моста представляется алмазоподобное покрытие (АПП), обладающее большим коэффициентом теплопроводности « $K_C$ ». Согласно данным, приведенным в работе [277], характерная величина  $K_C$  находится в диапазоне 500 – 1600 Вт/м·К.

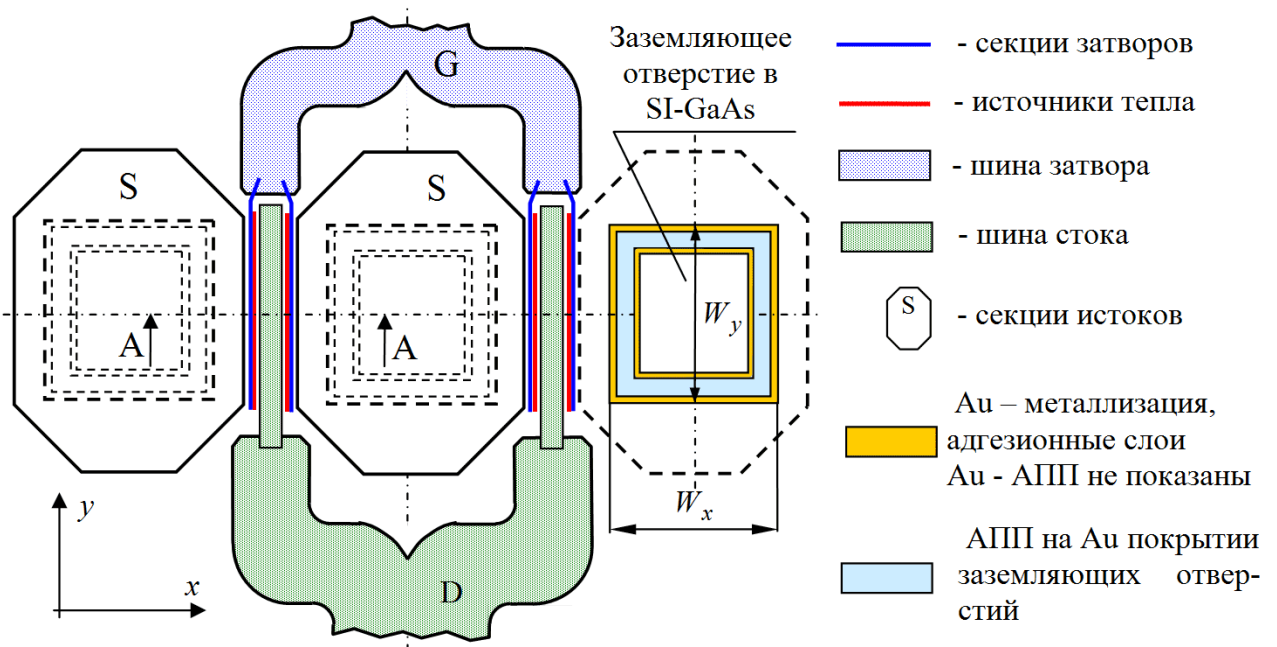


Рис. 92. Схематичный вид сверху на группу секций конструкции транзисторов для см - и мм - диапазонов с заземленными секциями истоков.

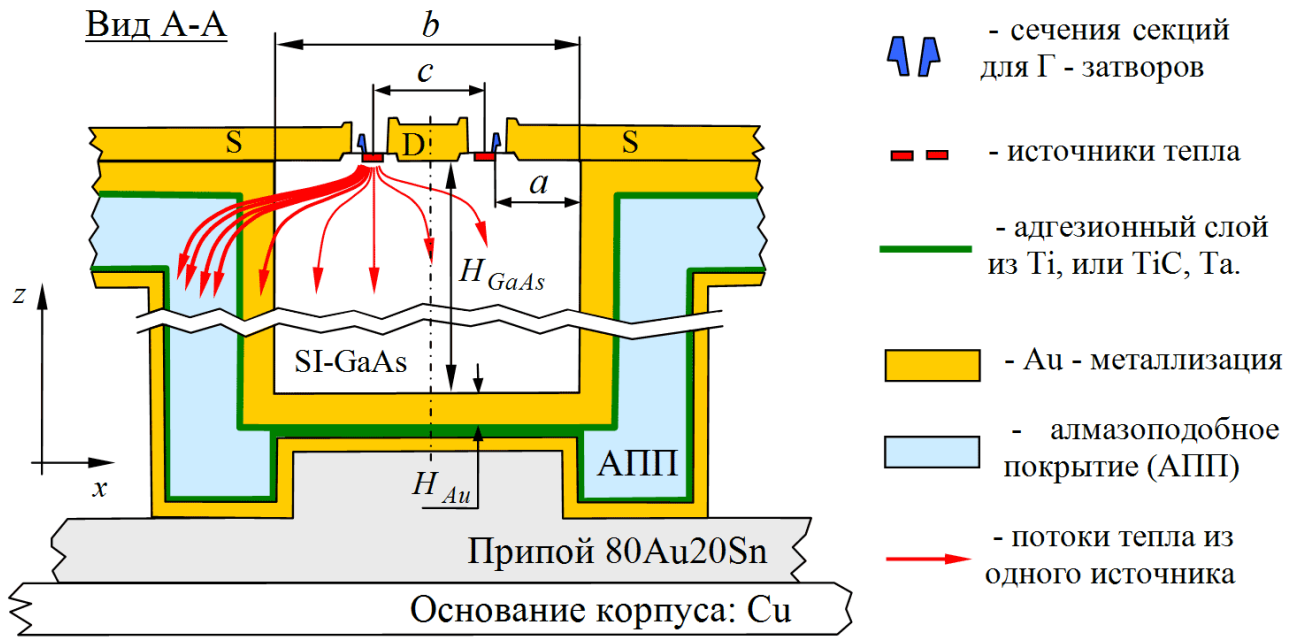


Рис. 93. Схематичный вид А – А сечения для рисунка 92.

На рис. 93 красные стрелки, показывают направление основных потоков тепла в универсальной конструкции DA-DpHEMT транзистора с заземленными истоками. Большая плотность красных стрелок, направленных в АПП, показывает возможность существенного усиления тепловых потоков по АПП от источников в сторону основания корпуса за счет сильного шунтирующего действия малого теплового сопротивления АПП – теплового моста.

Покажем, что такая возможность действительно имеется при характерном для универсальной конструкции DA-DpHEMT транзистора соотношении размеров  $a$ ,  $b$ ,  $c$  (рис. 93). Для этого оценим величины характерных тепловых сопротивлений  $(R_T)_1$  и  $(R_T)_2$  элементов конструкции, через которые происходит основной отвод тепла по направлению «источник тепла – основание корпуса».  $(R_T)_1$  - тепловое сопротивление SI-GaAs подложки,  $(R_T)_2$  - тепловое сопротивление АПП – теплового моста. В оценках используем характерные для универсальной конструкции DA-DpHEMT транзистора размеры  $a$ ,  $b$ ,  $c$ .

Используя в выражении для  $(R_T)_1$  среднюю величину площади сечения  $W_Q \cdot 0.5b$ , через которую отводится тепло от источника по подложке в направлении основания корпуса (рис. 93), получаем оценки величин  $(R_T)_1$  и  $(R_T)_2$ :

$$(R_T)_1 \approx \frac{H_{GaAs}}{K_{GaAs} W_Q (0.5b)} \approx \frac{2 \cdot H_{GaAs}}{K_{GaAs} \cdot (W_Q) \cdot (2a+c)} = \frac{2 \cdot 100 \cdot 10^{-6}}{55 \cdot (100 \cdot 10^{-6}) \cdot (20+14) \cdot 10^{-6}} = 1.1 \cdot 10^3 \text{ К/Вт.}$$

$$(R_T)_2 \approx \frac{H_{GaAs}}{K_C W_Q H_C} = \frac{100 \cdot 10^{-6}}{1000 \cdot 100 \cdot 10^{-6} \cdot 5 \cdot 10^{-6}} = 0.2 \cdot 10^3 \text{ К/Вт.}$$

Приведенные выше оценки показали, что тепловое сопротивление АПП – теплового моста «источник тепла – основание корпуса»  $(R_T)_2$  более, чем в 5 раз ниже, чем  $(R_T)_1$  - аналогичное тепловое сопротивление для SI-GaAs подложки, причем при относительно малой толщине АПП, равной 5 мкм. Важно отметить, что для существенного уменьшения максимальной температуры транзистора  $T_{max}$  важно обеспечить возможность эффективной работы АПП - теплового моста, для чего АПП – тепловой мост должен быть сформирован достаточно близко к источнику тепла, то есть расстояние « $a$ » (рис. 93) должно быть достаточно малым.

Оценим величину теплового сопротивления  $(R_T)_x$  в направлении, параллельном оси « $x$ », которое определяется расстоянием « $a$ ». В оценке используем среднюю величину площади сечения  $W_Q \cdot 0.5H_{GaAs}$ , через которую параллельно оси « $x$ » отводится тепло по подложке в АПП – тепловой мост (рис. 93):

$$(R_T)_x \approx \frac{a}{K_{GaAs} \cdot W_Q \cdot (0.5H_{GaAs})} = \frac{10 \cdot 10^{-6}}{55 \cdot 100 \cdot 10^{-6} \cdot (0.5 \cdot 100 \cdot 10^{-6})} = 36.4 \text{ К/Вт.}$$

Оценка для величины  $(R_T)_x$  показала ее малость по отношению к величинам  $(R_T)_1$  и  $(R_T)_2$ . Этим показано, что удаление АПП – тепловых мостов от источников тепла на расстояние « $a$ », равное 10 мкм (что достаточно легко может быть обеспечено на практике при толщине SI-GaAs подложки, равной 100 мкм) должно достаточно хорошо обеспечить эффективность работы АПП – теплового моста.

Отметим, что при прочих равных условиях удаление АПП – тепловых мостов от источников тепла на расстояние « $a$ », равное 100 мкм, уже заметно ухудшает эффективность работы АПП – теплового моста, поскольку при этом  $(R_T)_x \approx 364 \text{ К/Вт}$ , а эта величина уже заметно приближена к величине  $(R_T)_1$ .

Более строго доказать эффективность работы АПП – теплового моста в части уменьшения максимальной температуры транзистора  $T_{max}$  можно после про-



ведения теплового расчета с помощью стационарного трехмерного уравнения теплопроводности. Для проверки эффективности работы АПП – теплового моста в тепловую модель универсальной конструкции DA-DpHEMT транзистора (рис. 92, 93) были включены 8 одинаковых по размерам источников тепла толщиной 1 мкм, длиной 2 мкм. Для ширины источников тепла  $W_Q$  выбраны три характерные величины: 50, 100 и 150 мкм, при этом тепловая мощность, выделяемая в источниках, задавалась соответственно равной 50, 100 и 150 мВт. Для всех вариантов толщина SI-GaAs подложки в транзисторе  $H_{GaAs}$  была выбрана равной 100 мкм.

Размеры заземляющих отверстий  $W_x \times W_y$  (рис. 92) выбраны равными  $25 \times 30$ ,  $25 \times 80$  и  $25 \times 130$  мкм (два последних варианта - близкая к щелевидной форма заземляющих отверстий) при величинах  $W_Q$ , соответственно равных 50, 100 и 150 мкм, т.е. размер  $W_y$  был выбран на 20 мкм меньше ширины источников  $W_Q$ .

Два источника тепла были выбраны расположенными на расстоянии 15 мкм между их центрами, причем они расположены между двумя заземляющими отверстиями. Следующая пара источников с таким же расстоянием между центрами расположена со сдвигом на 45 мкм по оси «х». В области сдвига, равной 45 мкм, на оси ее симметрии расположено заземляющее отверстие в SI-GaAs подложке.

Максимальная температура, соответствующая изменениям конструкции транзистора (таким как введение заземляющих отверстий, введение Au – покрытия заземляющих отверстий или введение алмазоподобного покрытия заземляющих отверстий), если не оговорено особо, сравнивалась с максимальной температурой для конструкции транзистора не содержащей заземляющих отверстий между секциями транзистора. В тепловую модель были введены параметры:

$T_{осн} = 0 \text{ } ^\circ\text{C}$  - температура основания корпуса,

$K_{МП}$  – задаваемый коэффициент теплопроводности материала покрытия (Au, АПП), который либо заполняет полностью заземляющие отверстия, либо нанесен на боковые стенки заземляющих отверстий,

$T_0$  – расчетная величина максимальной температуры в структуре транзистора при отсутствии заземляющих отверстий, разделяющих секции транзистора,

$T$  – расчетная величина максимальной температуры в структуре транзистора при наличии заземляющих отверстий, разделяющих секции транзистора,

$\Delta$  - коэффициент, показывающий изменение максимальной температуры транзистора в результате ввода изменений в конструкцию транзистора.

$$\Delta = \frac{T - T_0}{T_0 - T_{осн}} \cdot 100\% \quad (48)$$

Вводимые в конструкцию транзистора изменения: введение заземляющих отверстий, разделяющих секции транзистора, введение покрытия заземляющих отверстий либо слоем золота, либо алмазоподобным покрытием.

Результаты расчетов при ширине источников тепла  $W_Q$  равной 50, 100 и 150 мкм, и тепловой мощности, выделяемой в каждом источнике, соответственно равной 50, 100 и 150 мВт приведены ниже в таблицах 13 - 15.

Таблица 13. Величины максимальных температур транзистора. Ширина источников  $W_Q = 50$  мкм, мощность каждого источника  $Q_n = 50$  мВт.  $H_{GaAs} = 100$  мкм.

Заземляющие отверстия между секциями транзистора		$T_0$ [ $^{\circ}C$ ]	$T$ [ $^{\circ}C$ ]	$\Delta$ [%]
Наличие, $W_x \times W_y$ [мкм], $a$ [мкм]	$K_{МП}$ [Вт/мК]			
Отсутствуют	-	56.93	56.93	0
Есть, 25×30 мкм, 10 мкм, покрытия нет	0	56.93	<b>61.9</b>	<b>8.7</b>
Есть, 25×30 мкм, 10 мкм, заполненное Au отверстие	$K_{Au} = 100$	56.93	54.35	-4.5
Есть, 25×30 мкм, 10 мкм, покрытие - Au толщиной 5 мкм	$K_{Au} = 100$	56.93	56.16	-1.4
Есть, 25×30 мкм, 10 мкм, покрытие - Au толщиной 5 мкм	$K_{Au} = 200$	56.93	53.65	-5.8
Есть, 25×30 мкм, 10 мкм, покрытие - Au толщиной 5 мкм	$K_{Au} = 314$	56.93	51.71	-9,2
Есть, 25×30 мкм, 10 мкм, покрытие - АПП толщиной 5 мкм	$K_C = 500$	56.93	49.52	-13.0
Есть, 25×30 мкм, 10 мкм, покрытие - АПП толщиной 5 мкм	$K_C = 1000$	56.93	<b>46.13</b>	<b>-19.0</b>
Есть, 25×30 мкм, 10 мкм, полностью заполненное АПП отверстие	$K_C = 1000$	56.93	<b>43.88</b>	<b>-23.0</b>

Таблица 14. Величины максимальных температур транзистора. Ширина источников  $W_Q = 100$  мкм, мощность каждого источника  $Q_{и} = 100$  мВт.  $H_{GaAs} = 100$  мкм.

Заземляющие отверстия между секциями транзистора		$T_0 [^{\circ}C]$	$T [^{\circ}C]$	$\Delta [\%]$	
Наличие, $W_x \times W_y$ [мкм], $a$ [мкм]	$K_{МП}$ [Вт/м <sup>2</sup> К]				
Отсутствуют		-	70.28	70.28	0
Есть, 25×80 мкм, 10 мкм, покрытия нет		0	70.28	<b>86.99</b>	<b>23.8</b>
Есть, 25×80 мкм, 10 мкм, полностью заполненное Au отверстие		$K_{Au} = 100$	70.28	63.10	-10,2
Есть, 25×80 мкм, 10 мкм, покрытие - Au толщиной 5 мкм		$K_{Au} = 100$	70.28	71.56	1.8
Есть, 25×80 мкм, 10 мкм, покрытие - Au толщиной 5 мкм		$K_{Au} = 200$	70.28	64.76	-7.9
Есть, 25×80 мкм, 10 мкм, покрытие - Au толщиной 5 мкм		$K_{Au} = 314$	70.28	60.05	-14.6
Есть, 25×80 мкм, 10 мкм, покрытие - АПП толщиной 5 мкм		$K_C = 500$	70.28	55.33	-21.3
Есть, 25×80 мкм, 10 мкм, покрытие - АПП толщиной 5 мкм		$K_C = 1000$	70.28	<b>49.15</b>	<b>-30.1</b>
Есть, 25×80 мкм, 10 мкм, полностью заполненное АПП отверстие		$K_C = 1000$	70.28	<b>44.28</b>	<b>-37.0</b>

Таблица 15. Величины максимальных температур транзистора. Ширина источников  $W_Q = 150$  мкм, мощность каждого источника  $Q_{и} = 150$  мВт.  $H_{GaAs} = 100$  мкм.

Заземляющие отверстия между секциями транзистора		$T_0 [^{\circ}C]$	$T [^{\circ}C]$	$\Delta [\%]$	
Наличие, $W_x \times W_y$ [мкм], $a$ [мкм]	$K_{МП}$ [Вт/м <sup>2</sup> К]				
Отсутствуют		-	78.04	78.04	0
Есть, 25×130 мкм, 10 мкм, покрытия нет		0	78.04	<b>105.08</b>	<b>34.6</b>
Есть, 25×130 мкм, 10 мкм, полностью заполненное Au отверстие		$K_{Au} = 100$	78.04	67.52	-13.5
Есть, 25×130 мкм, 10 мкм, покрытие - Au толщиной 5 мкм		$K_{Au} = 100$	78.04	81.5	4.9
Есть, 25×130 мкм, 10 мкм, покрытие - Au толщиной 5 мкм		$K_{Au} = 200$	78.04	71.57	-8.3
Есть, 25×130 мкм, 10 мкм, покрытие - Au толщиной 5 мкм		$K_{Au} = 314$	78.04	64.76	-17.0
Есть, 25×130 мкм, 10 мкм, покрытие - АПП толщиной 5 мкм		$K_C = 500$	78.04	58.27	-25.3
Есть, 25×130 мкм, 10 мкм, покрытие - АПП толщиной 5 мкм		$K_C = 1000$	78.04	<b>50.38</b>	<b>-35.4</b>
Есть, 25×130 мкм, 10 мкм, полностью заполненное АПП отверстие		$K_C = 1000$	78.04	<b>44.26</b>	<b>-43.3</b>
Есть, 41×130 мкм, 2 мкм, покрытие - Au толщиной 1 мкм и АПП толщиной 5 мкм		$K_C = 1500$	78.04	<b>38.38</b>	<b>-50.8</b>

### Выводы по результатам, полученным в разделе 3.2.3.

Результаты, представленные в таблицах 13 – 15 показали следующее:

1. Удаление материала подложки в области отверстий для заземления истоков (рис. 92) и расположение заземляющих отверстий между секциями транзистора приводит к увеличению максимальной температуры транзистора. Этот результат объясняется уменьшением площади подложки, через которую тепло отводится в основание корпуса. Росту максимальной температуры транзистора также способствует увеличение толщины SI-GaAs подложки  $H_{GaAs}$ . Нежелательное увеличение максимальной температуры «Т», приводящее к положительным величинам коэффициента «Δ» (соответствующие этому случаю величины в таблицах 13 – 15 показаны синим шрифтом), увеличивается при последовательном увеличении ширины источников тепла  $W_Q$  от 50 до 150 мкм. При  $W_Q = 150$  мкм показатель изменения максимальной температуры транзистора Δ достигает самой большой положительной величины, равной 34.6% (таблица 15), что говорит о существенном увеличении максимальной температуры в транзисторе.

2. Формирование Au – металлизации в заземляющих отверстиях изменяет ситуацию в лучшую сторону – в результате происходит не увеличение, а уменьшение максимальной температуры в транзисторе. Показатель изменения максимальной температуры транзистора Δ становится отрицательным, но его модуль не превышает 13.5%. Этот результат достигается за счет большего коэффициента теплопроводности Au – металлизации по отношению к коэффициенту теплопроводности GaAs и за счет достаточно большой толщины Au – металлизации.

3. Формирование алмазоподобного покрытия в заземляющих отверстиях существенно изменяет ситуацию в лучшую сторону - в результате происходит значительное уменьшение максимальной температуры в транзисторе. В зависимости от ширины источников тепла, показатель изменения максимальной температуры транзистора становится равным  $\Delta = (-23) \div (-43) \%$ , причем  $|\Delta|$  возрастает с увеличением  $W_Q$ ! Величины  $\Delta = (-23) \div (-43) \%$  получены при толщине подложки  $H_{GaAs} = 100$  мкм, что важно для увеличения механической прочности транзистора.

### ***3.3. Особенности конструкции и технологии DA-DpHEMT транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн.***

Развитие конструкций и технологий мощных СВЧ полевых транзисторов показало, что несмотря на изобилие апробированных вариантов конструкций и многолетнее промышленное производство, рHEMT транзисторы в традиционном исполнении на основе AlGaAs-InGaAs-GaAs гетероструктур с селективным легированием донорами не обеспечивают величину удельной выходной СВЧ мощности более 1.2 Вт/мм на частоте 10 ГГц без существенного снижения коэффициента усиления. Как показано во второй главе и в работах [104 - 127], [156 - 167] это ограничение по выходной мощности является результатом влияния сильного разогрева электронов, в результате которого они покидают квантовую яму слоя канала и теряют подвижность в слоях, выращенных ниже и выше канала.

Для подавления переноса горячих электронов из слоя канала в обрамляющие его слои, в гетероструктуре для DA-DpHEMT транзисторов формируются дополнительные  $\text{pin}$  – потенциальные барьеры, которые усиливают локализацию горячих электронов в слое канала.

Такой вариант полевого транзистора был успешно апробирован [104] и из-за использования селективного донорно – акцепторного легирования (DA) получил название «DA-DpHEMT». По сравнению с контрольными конструкциями DpHEMT транзисторов с селективным донорным легированием, в DA-DpHEMT транзисторах в X – диапазоне получено увеличение выходной СВЧ мощности в 1.5 – 2.0 раза [156]. При использовании в составе транзистора даже сравнительно «медленных» структур вида «AlGaAs - InGaAs канал – GaAs подложка», на оптимизированной под повышенное быстродействие конструкции DA-DpHEMT транзистора получен прорывной результат - показана возможность стабильной работы в усилительном режиме в мм - диапазоне на частотах до 100 ГГц [166, 167, 173]. Локализирующие барьеры также могут быть использованы в транзисторах на основе таких «быстрых» гетероструктур, как AlInAs-InGaAs-GaAs, AlInAs-InGaAs-InP, применяемых в транзисторах для мм - и субмиллиметрового диапазонов и в полевых транзисторах различных типов с GaN каналом [290].

### 3.3.1. Особенности конструкции DA-DpHEMT гетероструктур для полевых транзисторов см - и мм - диапазонов длин волн.

Основные слои второго варианта DA-DpHEMT гетероструктур, которые могут применяться в полевых транзисторах для см - и мм - диапазонов длин волн, представлены в таблице 16, [166, 167, 173]. DA-DpHEMT гетероструктуры [104, 115, 119-124] были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (установка Riber Compact 21T) в ИФП СО РАН имени А.Ф. Ржанова.

Таблица 16. Состав слоев второго варианта DA-DpHEMT гетероструктур.

№	Слой, его назначение	Уровень легирования	Толщина
1	GaAs - буферный слой	-	400 нм
2	Al <sub>0.25</sub> Ga <sub>0.75</sub> As - буферный слой	-	100 нм
3	Al <sub>0.25</sub> Ga <sub>0.75</sub> As : Be – нижний акцепторный слой	$2.55 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$	15 нм
4	Al <sub>0.25</sub> Ga <sub>0.75</sub> As $n^-$ -слой	-	3.6 нм
5	GaAs – нижняя стенка нижней матрицы	-	0.9 нм
6	Нижний $\delta$ : Si слой	$6.0 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$	-
7	GaAs – верхняя стенка нижней матрицы	-	1.5 нм
8	(AlAs) <sub>3</sub> / (GaAs) <sub>5</sub> - нижний спейсер	-	3.1 нм
9	GaAs – нижний сглаживающий слой	-	0.9 нм
10	In <sub>0.22</sub> Ga <sub>0.78</sub> As- канал	-	10 нм
11	GaAs – верхний сглаживающий слой	-	0.9 нм
12	(AlAs) <sub>2</sub> / (GaAs) <sub>3</sub> - верхний спейсер	-	2.3 нм
13	GaAs – нижняя стенка верхней матрицы	-	0.9 нм
14	Верхний $\delta$ : Si слой	$9.5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$	-
15	GaAs – верхняя стенка верхней матрицы	-	1.5 нм
16	Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As - слой	-	2.3 нм
17	Al <sub>0.25</sub> Ga <sub>0.75</sub> As - слой	-	3.0 нм
18	Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As - слой	-	2.3 нм
19	Al <sub>0.25</sub> Ga <sub>0.75</sub> As : Be – верхний акцепторный слой	$4.83 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$	8 нм
20	Al <sub>0.25</sub> Ga <sub>0.75</sub> As - подзатворный слой	-	25 нм
21	контактный GaAs слой	-	27 нм
22	Контактный $n^+$ - GaAs: Si слой	$4.0 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$	52 нм

Второй вариант DA-DpHEMT гетероструктур сохраняет основные особенности, характерные для первого варианта DA-DpHEMT гетероструктур.

Например, слои № 3 – 7 образуют нижнюю pin – структуру, слои № 13 – 19 образуют верхнюю pin – структуру, которые формируют соответственно нижний и верхний потенциальные барьеры, усиливающие локализацию горячих электро-

нов в слое  $\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$  - канала. При этом нижний и верхний  $\delta$  – Si слои выполняют двойную функцию – поставляют электроны в слой канала и участвуют в формировании локализирующих потенциальных барьеров на основе  $\text{pin}$  – структур.

Известно [101], что в процессе роста рНЕМТ структур методом молекулярно – лучевой эпитаксии с использованием технологии  $\delta$ :Si легирования наблюдается заметная миграция легирующей примеси в направлении роста структуры. Миграция нижних доноров в слой канала и миграция верхних доноров в  $i$  – слой верхней  $\text{pin}$  - структуры могут соответственно уменьшить подвижность электронов в канале и уменьшить высоту верхнего локализирующего барьера.

Для подавления этих нежелательных эффектов при сохранении малой ширины квантовой структуры ямы (что дает усиление размерного квантования) было принято решение минимизировать толщины спейсеров, но при этом спейсеры сформировать из наборов «цифровых» слоев  $(\text{AlAs})_3/(\text{GaAs})_6$ ,  $(\text{AlAs})_3/(\text{GaAs})_3$  (нижний спейсер) и  $(\text{AlAs})_2/(\text{GaAs})_3$ ,  $(\text{AlAs})_3/(\text{GaAs})_4$  (верхний спейсер), гетероинтерфейсы которых хорошо подавляют миграцию примеси (таблица 3). «Цифровой» по алюминию состав был также использован в слоях № 16 и 18.

При этом гетероинтерфейсы слоя № 16 с цифровым составом подавляли миграцию донорной примеси в нелегируемый слой  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  № 17, а гетероинтерфейсы слоя № 18 с цифровым составом подавляли диффузию акцепторной примеси из слоя № 19 в направлении слоя № 17.

В результате введения локализирующих потенциальных барьеров, использования спейсеров с цифровым составом и цифрового состава слоев № 16 и 18, были изготовлены DA-DpНЕМТ гетероструктуры, отличающиеся от первого поколения DA-DpНЕМТ гетероструктур большей концентрацией и подвижностью электронов (таблица 17). Результаты, приведенные в таблице 17, получены из измерений Холл – эффекта на образцах с относительно большими характерными размерами (несколько мм). Важно, что измерения спектра подвижностей не выявили присутствия в структуре медленной компоненты электронного газа - с подвижностью заметно меньше  $5780 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  при 300 К.

Таблица 17. Холловская подвижность и концентрация электронов для второго варианта DA-DpHEMT гетероструктур.

Концентрация электронов	$n_S$ (300К)	$4.73 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
Подвижность электронов	$\mu$ (300К)	$5780 \text{ cm}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$
Концентрация электронов	$n_S$ (77К)	$4.81 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
Подвижность электронов	$\mu$ (77К)	$13540 \text{ cm}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$

Второй вариант разработанных нами DA-DpHEMT гетероструктур полностью сохраняет идеологию улучшения DpHEMT структур, заложенную в первом варианте DA-DpHEMT гетероструктур, однако для увеличения концентрации и подвижности электронов во втором варианте DA-DpHEMT гетероструктур введено достаточно много существенных изменений.

Второй вариант (таблица 3) разработанных DA-DpHEMT гетероструктур отличается от первого варианта (таблица 1) следующими изменениями:

1. Увеличено от 0.165 до 0.22 содержание индия в слое канала,
2. Уменьшена от 15 до 10 нм толщина слоя канала,
3. Существенно уменьшены толщины сглаживающих слоев из GaAs,
4. Вместо  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  - слоев в составе спейсеров использованы спейсеры с цифровым составом по Al:  $(AlAs)_3/(GaAs)_6$ ,  $(AlAs)_3/(GaAs)_3$  (нижний спейсер) и  $(AlAs)_2/(GaAs)_3$ ,  $(AlAs)_3/(GaAs)_4$  (верхний спейсер),
5. Уменьшены до 3.1 и 2.3 нм толщины нижнего и верхнего спейсеров,
6. Увеличена концентрация доноров и акцепторов, легированные донорами слои GaAs матриц окружены оболочками из слоев с цифровым составом по Al.

Введенные во втором варианте DA-DpHEMT гетероструктур изменения позволили увеличить глубину квантовой ямы слоя канала, уменьшить ширину квантовой ямы гетероструктуры, улучшить локализацию донорной примеси внутри GaAs матриц и локализацию акцепторной примеси в слоях  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ .

Введенные изменения позволили получить рекордную для pHEMT структур величину произведения концентрации на подвижность электронов (таблица 17).

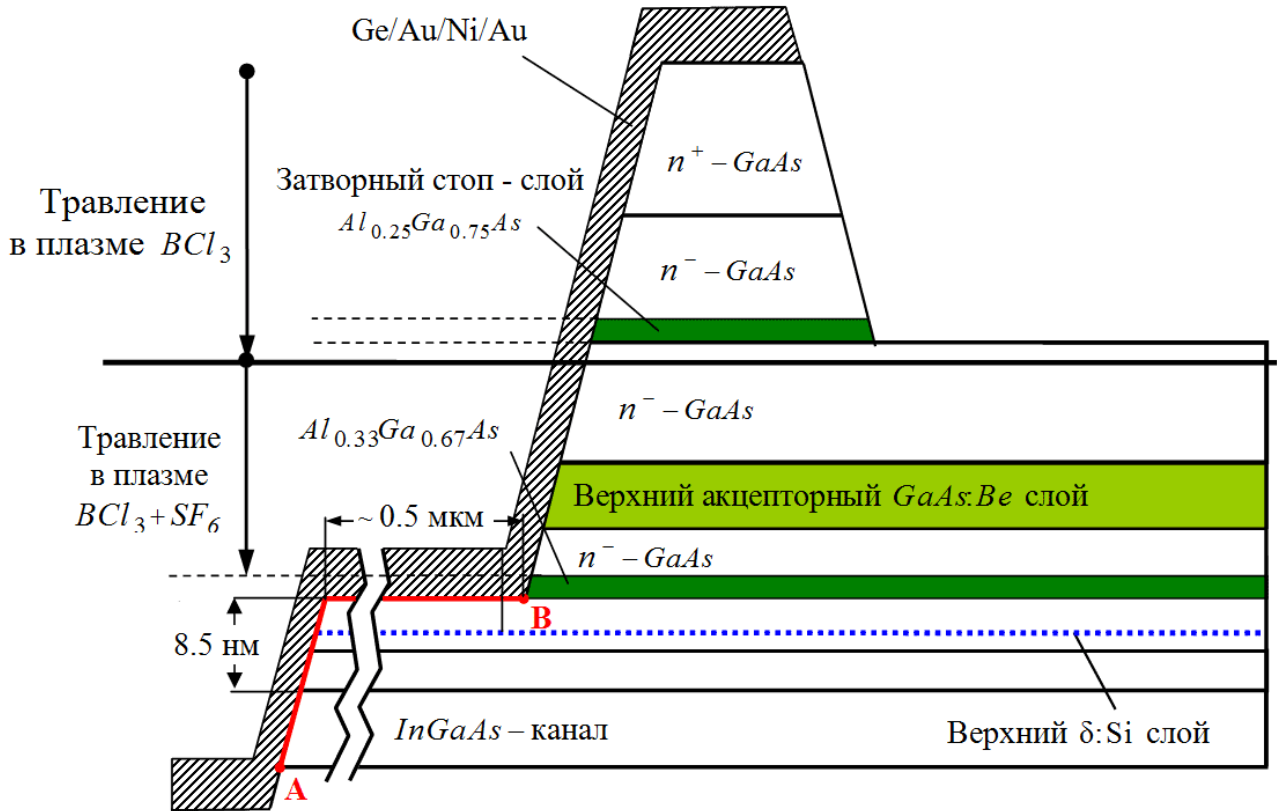


### 3.3.2. Формирование мезы и омических контактов в DA-DpHEMT транзисторах.

Присутствие в DA-DpHEMT гетероструктуре (таблица 16) слоя 19, имеющего высокий уровень легирования акцепторами, не позволяет без изменения конструкции структуры и дополнительных операций сформировать хорошие омические контакты истока и стока в классическом исполнении – в котором плоскость контакта почти полностью параллельна поверхности пластины (рис. 94). Действительно, для классической конструкции омического контакта необходимо в области контакта удалить слои 20 - 22 и верхний акцепторный слой 19. При производстве транзисторов воспроизводимое удаление слоев 19, 20 - 22 в плазме  $BCl_3$  с добавкой  $SF_6$  может быть получено например в том случае, если подзатворный слой 20 из  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  в таблице 16 заменить на GaAs - подзатворный слой, верхний акцепторный слой 19  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As : Be$  заменить на другой акцепторный слой - слой вида GaAs:Be (для сохранения высоты верхнего локализирующего барьера необходимо соответствующее увеличение толщины слоя 17).

Необходимость сохранения заданной толщины нового GaAs - подзатворного слоя 16 в процессе производства транзисторов требует введения между слоями 20 и 21 дополнительного затворного стоп-слоя, например, из нелегируемого слоя  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  толщиной 3 нм. При этом воспроизводимое (по толщине удаляемого материала) травление слоев 19 – 22 в области омических контактов может быть проведено методом реактивного ионного травления.

В предположении использования классической конструкции омических контактов, процесс травления слоев гетероструктуры формирующий мезу транзистора начинается в плазме  $BCl_3$ , но после окончания травления затворного стоп-слоя в плазме  $BCl_3$  проводится добавка в реактор газа  $SF_6$  (рис. 94). Наличие ионов фтора в составе плазмы ( $BCl_3 + SF_6$ ) приводит к остановке процесса травления на следующем (по последовательности травления) содержащем алюминий слое – на слое № 18, имеющем состав  $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ . Процесс травления останавливается за счет образования  $AlF_3$  стоп-слоя [291] в слое № 18 (таблица 16).



AB – сечение площадки омического контакта истока

Рис. 94. Омический контакт истока в классическом исполнении.

Необходимость формирования омических контактов истока и стока в классическом исполнении, показанном на рис. 94, далеко не очевидна. Действительно, современные мощные СВЧ транзисторы монолитно интегрированы с входными и выходными СВЧ – линиями, схемами согласования и линиями питания. При этом все эти элементы конструкции располагается вне площади мезы, занимаемой непосредственно транзистором - на поверхности полуизолирующей подложки. Таким образом, сам транзистор, например, в составе усилителя мощности, локализован в собственной меза – структуре, имеющей боковые стенки, на поверхность которых выходит слой  $In_{0.22}Ga_{0.78}As$ - канала. Это открывает возможность формирования омических контактов истока и стока к слою канала на этих боковых стенках, причем без удаления верхнего акцепторного слоя и без изменения конструкции гетероструктуры, смотри рис. 95.

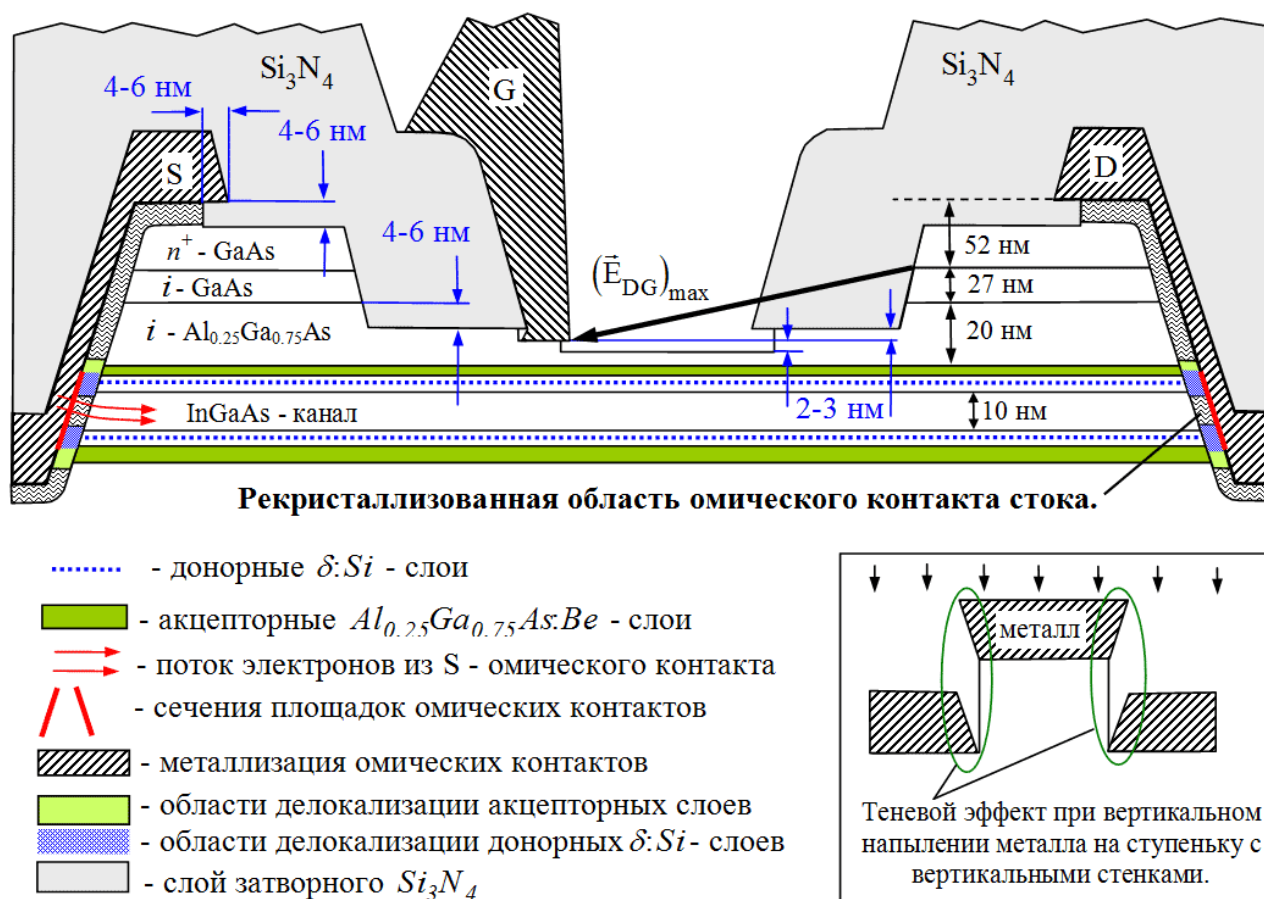


Рис. 95. Схематичный вид сечения DA-DpHEMT меза - транзистора с  $\Gamma$  - затвором, сформированным методом наклонного напыления. Защитный слой  $Si_3N_4$  не показан.

На рис. 95 показано, что омические контакты истока и стока к слою  $In_{0.22}Ga_{0.78}As$  - канала сформированы на плоских боковых стенках мезы, в которой расположены секции истоков, затворов и стоков транзистора. Для получения хороших омических контактов необходимо обеспечить наклон боковых стенок по отношению к нормали к поверхности гетероструктуры. В противном случае, если, например, меза будет иметь вертикальные боковые стенки, при напылении металлизации начинает проявляться теневой эффект, препятствующий напылению на них металла. Теневой эффект показан на вставке в правом нижнем углу рис. 95. Из-за разницы в ширине запрещенной зоны в GaAs (1.42 эВ) и в  $In_{0.22}Ga_{0.78}As$  (1.1 эВ), вероятность туннелирования электронов в барьере Шоттки контакта «металл -  $n^+ - In_{0.22}Ga_{0.78}As$ » примерно 8500 раз выше, чем вероятность туннелирования электронов в барьере Шоттки контакта «металл -  $n^+ - GaAs$ » [292]. Эта причина

делает омический контакт к слою  $In_{0.22}Ga_{0.78}As$  канала перспективным вариантом конструкции даже при малой площади такого контакта (рис. 95).

На первый взгляд, формирование наклонных и плоских боковых стенок у мезы, в которой располагается транзистор, не должно вызывать проблем – достаточно использовать анизотропный перекисно – аммиачный травитель (например,  $(H_2O_2 : NH_4OH)$ ) и получить желаемый результат (рис. 96).

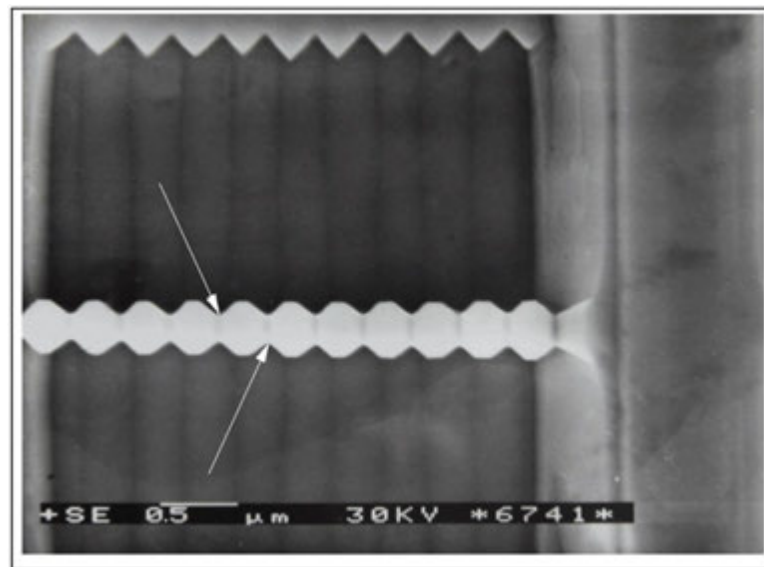


Рис. 96. Пример формирования V – образных канавок в нелегированной GaAs структуре при использовании перекисно – аммиачного травителя.

На рис. 96 стрелками показаны расположения дна V – канавок, хорошо виден наклон их плоских боковых стенок.

Переменный состав слоев гетероструктуры (таблица 16) и высокий уровень легирования донорами слоя 22 усложнил задачу формирования плоских наклонных боковых стенок мезы транзистора в перекисно – аммиачном травителе, классическое анизотропное травление не наблюдалось – слой канала травился с более высокой скоростью. В результате формировалась впадина на боковых стенках мезы в области выхода слоя канала. Эта впадина при вертикальном напылении металлизации омического контакта препятствует созданию контакта непосредственно к слою канала. По этой причине был использован перекисно – сернокислотный травитель ( $H_2O_2 : H_2SO_4$ ). Однако, в этом травителе максимальная скорость травления была получена не в вертикальном, а в горизонтальном направлении, что привело к очень сильному наклону боковых стенок мезы (рис. 97).

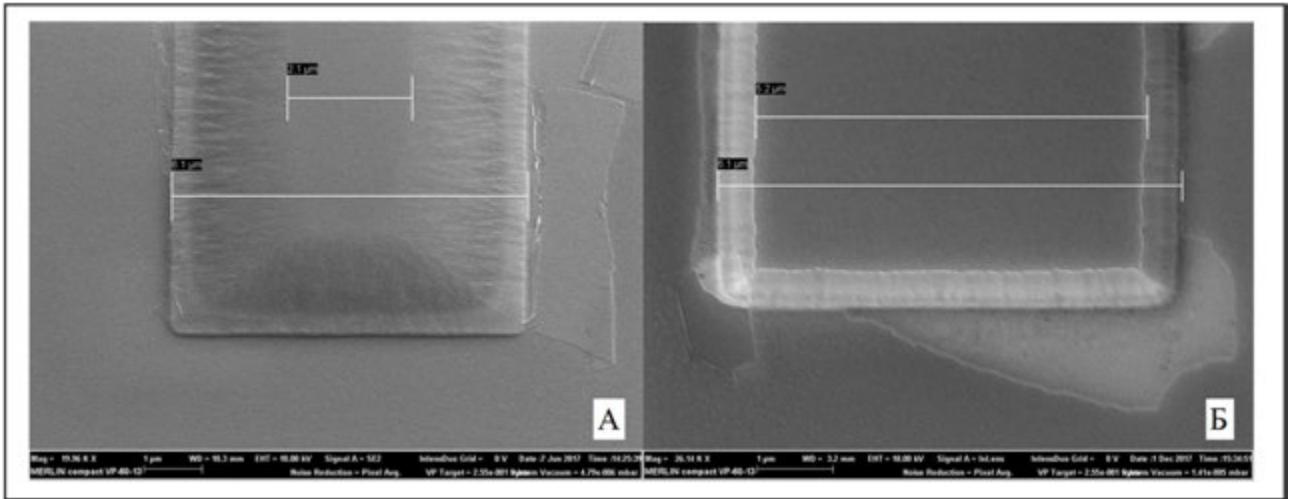


Рис. 97. Мезы для размещения транзистора. А: Размер основания мезы 6100 нм, размер вершины мезы 2100 нм, высота мезы 160 нм, Б: Размер основания мезы 6100 нм, размер вершины мезы 5200 нм, высота мезы 160 нм.

Причина этого эффекта заключалась в том, что на границе раздела слой 22 – фоторезист наблюдалось отделение фоторезиста от поверхности полупроводника, это стимулировало ускоренное травление в горизонтальном направлении в щели под отделенным слоем фоторезиста и, как следствие, был получен сильный наклон боковых стенок (среднее отклонение боковых стенок от нормали к поверхности пластины составило 85 град. для рис. 97А и 80 град. для рис. 97Б), однако при этом эффект вытравливания впадины в слое канала на боковых стенках мезы был устранен. Предположительно, отделение фоторезиста от поверхности полупроводника вызвано высоким уровнем легирования донорами (Si) слоя 22, поскольку при травлении нелегированных слоев GaAs в перекисно – сернокислотном травителе такого эффекта не наблюдалось – травление проходило преимущественно в вертикальном кристаллографическом направлении  $\langle 100 \rangle$  и формировало классический профиль либо с вертикальными стенками, либо с небольшим отрицательным наклоном. Сильный наклон боковых стенок мезы упрощает формирование омических контактов непосредственно к слою канала (рис. 98).

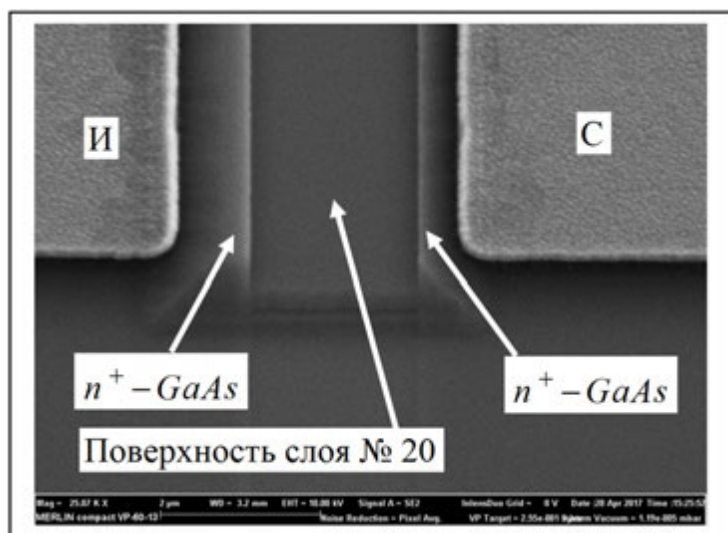


Рис. 98. Омические контакты истока и стока на боковых стенках мезы транзистора, сформированной химическим травлением в ( $\text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{SO}_4$ ).

При сильном наклоне боковых стенок мезы  $n^+$  - рекристаллизованные области контактов приобретают увеличенный горизонтальный размер под боковыми стенками мезы транзистора (для угла наклона 80 град. при толщине канала 10 нм этот размер примерно равен 130 нм). При этом сопротивление омического контакта складывается из сопротивлений прозрачного для туннелирования электронов барьера Шоттки и сопротивления  $n^+$  - рекристаллизованной области. Из-за большого количества дефектов удельное сопротивление рекристаллизованных областей больше удельного сопротивления областей канала, примыкающих к  $n^+$  - рекристаллизованным областям. Необходимость минимизации в мощных СВЧ транзисторах переходного сопротивления омического контакта металл – полупроводник, включая сопротивления  $n^+$  - рекристаллизованных областей, а также перспектива использования DA-pHEMT в цифровых схемах, приводит к необходимости уменьшения наклона боковых стенок. В частности, для мощных СВЧ транзисторов для формирования омических контактов оптимальным представляется формирование боковых стенок мезы транзистора, имеющих наклон 15 – 30 град. относительно нормали к поверхности структуры.

Для формирования плоских боковых стенок мезы транзистора с таким углом наклона был использован РИЛТ - процесс, т.е. процесс реактивно – ионно – лучевого травления, представляющий собой объединение плазмохимического и

ионно-лучевого травления в ( $\text{BCl}_3 + \text{Ar}$ ) [293] при рабочем напряжении 500 В. При таком травлении достигается дополнительный эффект распыления слоев структуры в плазме аргона. При этом наклон стенок мезы обеспечивается использованием оплавленного (термообработка  $150^\circ\text{C}$  в течение 2 минут) фоторезиста SPR-700, край которого после оплавления принимает клиновидную форму (рис. 99А). В процессе травления мезы транзистора клиновидный край резиста тоже подвергается распылению и частично стравливается, тем самым открывая все большую часть горизонтальной поверхности структуры для взаимодействия с плазмой, что и обеспечивает формирование наклона боковых стенок мезы.

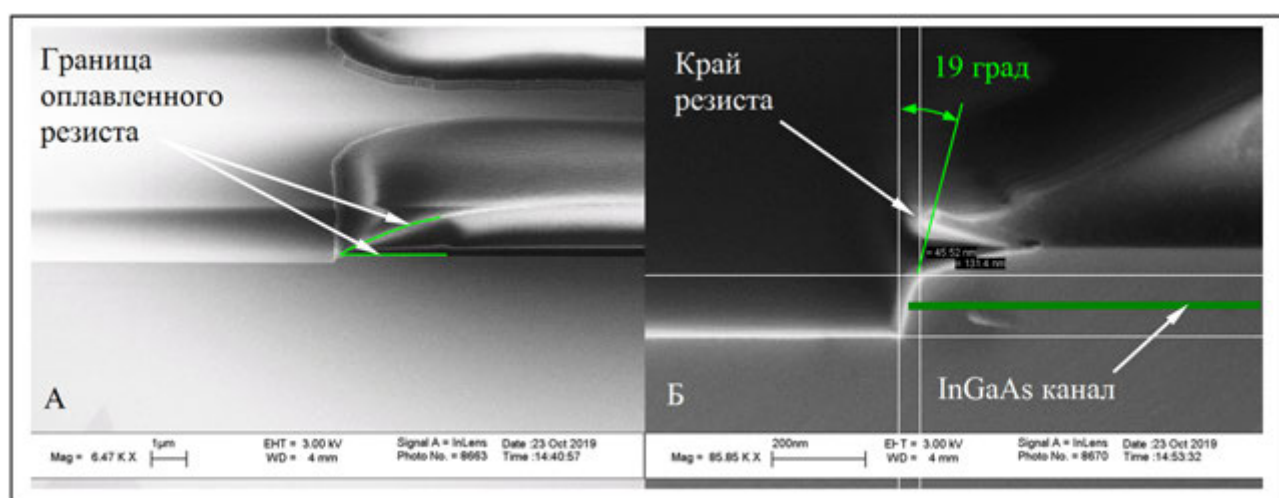


Рис. 99. А: клиновидный край оплавленного фоторезиста, Б: боковая стенка меза транзистора, сформированная начальным травлением в ( $\text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{SO}_4$ ) с последующим РИЛТ - травлением в ( $\text{BCl}_3 + \text{Ar}$ ).

Важно, что использование эффекта распыления слоев структуры в плазме аргона ослабляет влияние разных величин химических потенциалов слоев гетероструктуры на скорость их травления. Это ослабление позволяет получить форму боковых стенок мезы транзистора близкую к плоской в области канала, что вместе с обеспечением нужного наклона боковых стенок дает возможность сформировать омические контакты непосредственно к слою канала.

На рис. 99Б хорошо виден эффект отделения фоторезиста от поверхности полупроводника в области химического травления в ( $\text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{SO}_4$ ), приводящий к формированию области сильного наклона боковой стенки мезы с углом, примерно равным  $85^\circ$  относительно нормали к поверхности структуры. Хорошо

видно, что последующее РИЛТ - травление в ( $\text{BCl}_3+\text{Ar}$ ) приводит к формированию практически плоской поверхности боковой стенки транзисторной мезы, имеющей угол отклонения от нормали, равный 19 град. Такая величина угла позволяет проводить вертикальное напыление металлизации омического контакта (например,  $\text{Ge}/\text{Au}/\text{Ni}/\text{Au}$ ) на боковые стенки мезы транзистора и после вжигания сформировать омические контакты непосредственно к слою канала транзистора. При этом в случае исключения предварительного травления в ( $\text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{SO}_4$ ), достаточно малая величина угла наклона обеспечивает минимизацию длины канала транзистора. Боковая стенка мезы транзистора сформированная только РИЛТ – методом, показана на рис. 100.

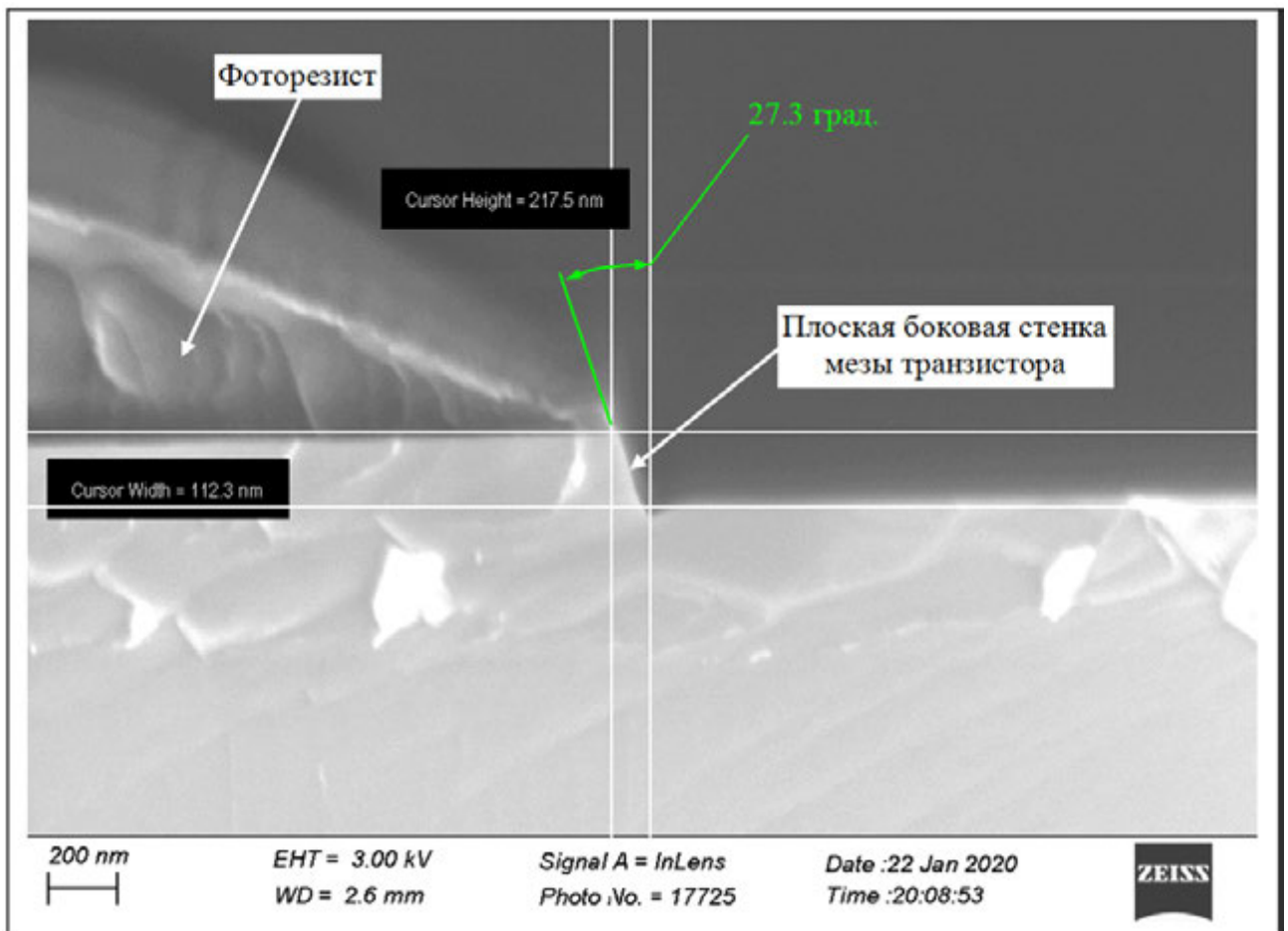


Рис. 100. Боковая стенка мезы транзистора сформированная РИЛТ – методом в плазме ( $\text{BCl}_3+\text{Ar}$ ) при клиновидном крае оплавленного фоторезиста.

На рис. 100 хорошо видно, что методом РИЛТ с использованием оплавленного резиста получена плоская боковая стенка мезы транзистора с углом наклона по отношению к нормали, равным 27.3 град. Как показали результаты технологи-



ческих работ, такой угол обеспечивает нанесение металлизации омических контактов на боковую стенку мезы при вертикальном напылении и позволяет сформировать омические контакты с малой величиной сопротивления.

Эта технология была успешно использована в работе [173], показавшей возможность формирования DA-DpHEMT транзисторов мм - диапазона работоспособных на частотах до 100 ГГц на основе AlGaAs/InGaAs/AlGaAs гетероструктур, даже при несколько завышенном времени вжигания омических контактов. В частности, на частоте 40 ГГц был получен максимальный стабильный коэффициент усиления мощности (MSG) равный 22 дБ, а на частоте 67 ГГц – равный 14 дБ.

Важно отметить, что при угле наклона боковых стенок транзисторной мезы равном 19 град. на них при вертикальном напылении формируется металлизация с толщиной примерно в 3 раза меньше, чем на горизонтальных участках (рис. 95). По этой причине время вжигания контактов должно подбираться исходя из толщины металлизации на боковых стенках. Например, если при толщине Au:Ge равной 10 нм на горизонтальной поверхности, оптимальным для минимизации сопротивления контакта является время вжигания равное 30 с, то для контакта на боковой стенке мезы ожидается оптимальное время вжигания примерно равное 10 с. Это требование следует из того, что такой омический контакт представляет собой прозрачный для туннелирования электронов потенциальный барьер Шоттки. Понятно, что обеспечение хорошего туннелирования требует наличия избыточной толщины слоя Au:Ge в сформированном контакте смотри, например, [241], где формировались омические контакты Au:Ge/Ni/Au (200/30/120) нм с существенно большей величиной толщины слоя Au:Ge, равной 200 нм. При недостаточной толщине слоя Au:Ge практически весь эвтектический сплав Au:Ge перейдет в рекристаллизованную область, а это приведет к уменьшению средней концентрации электрически активных доноров (Ge) в рекристаллизованной области, к уменьшению вероятности туннелирования электронов сквозь потенциальный барьер контакта и к увеличению сопротивления  $n^+$  - рекристаллизованных областей омических контактов. Следствие такого перехода – формирование омического контакта с повышенным сопротивлением при избыточно большом времени вжигания в

случае недостаточной толщине слоя Au:Ge на боковой стенке мезы. Предположительно, при угле наклона боковых стенок мезы равном примерно 27 град. (рис. 100) оптимальной толщиной  $n^+$  - рекристаллизованной области является толщина 6 - 12 нм, при которой обеспечивается хорошее туннелирование электронов сквозь потенциальный барьер контакта и минимизация сопротивления  $n^+$  - рекристаллизованных областей омических контактов (рис. 95).

### **Выводы по результатам раздела 3.3.2.**

1. Объединение в одном процессе плазмо - химического травления слоев гетероструктуры в плазме  $BCl_3$  и распыления слоев гетероструктуры в плазме Ar (РИЛТ – процесс) при сопутствующем распылении и частичном травлении клиновидного края оплавленного фоторезиста позволяет формировать плоские боковые стенки у транзисторной мезы в DA – DpHEMT гетероструктуре с углом наклона по отношению к нормали к поверхности структуры, равным 15 – 30 град.

2. Плоские боковые стенки мезы транзистора позволяют сформировать омические контакты истока и стока непосредственно к слою InGaAs канала на боковых стенках мезы.

3. При формировании омических контактов на основе металлизации Au:Ge/Ni/Au или Ge/Au/Ni/Au необходимо учитывать уменьшенную толщину Au:Ge или Ge/Au на боковых стенках мезы и необходимость сохранения на боковых стенках избыточности этой толщины по отношению к количеству эвтектики Au:Ge, растворенной в рекристаллизованных областях омических контактов.

4. Избыточность толщины Au:Ge или Ge/Au позволяет получить большую концентрацию Ge в рекристаллизованных областях InGaAs канала, тем самым обеспечить интенсивный туннельный перенос электронов сквозь барьеры омических контактов «металл –  $n^+$ -InGaAs» и получить малое удельное сопротивление омических контактов равное 0.3 Ом/мм. Избыточность толщины Au:Ge или Ge/Au на боковых стенках мезы обеспечивается достаточно большой их толщиной и уменьшением времени вжигания контактов по отношению к времени вжигания для омических контактов с горизонтальной плоскостью контакта.

5. Предположительно, метод формирования омических контактов непосредственно к слою канала, выходящему на боковые стенки транзисторной мезы, может быть с успехом использован в конструкции омических контактов для Al-GaN/AlN/GaN полевых транзисторов с GaN каналом, при этом омические контакты истока и стока формируются аналогичным способом, но к слою GaN канала, выходящему на боковые стенки мезы транзистора.

### ***3.3.3. Т- и Г- затворы для DA-DpHEMT транзисторов см - и мм - диапазонов длин волн.***

Практически все начало активной разработки и производства мощных СВЧ полевых транзисторов связано с формированием полупроводниковых слоев, образующих активную часть транзисторов и с оптимизацией конструкции и технологии формирования затворов и омических контактов истока и стока [295]. В процессе развития конструкции и технологии мощных СВЧ полевых транзисторов формирование полупроводниковых слоев, образующих активную часть транзисторов стало проводиться в отдельном технологическом процессе - процессе эпитаксиального наращивания необходимых полупроводниковых слоев, причем наибольшей прецизионностью и воспроизводимостью отличаются эпитаксиальные процессы МОС – гидридной эпитаксии и эпитаксии из молекулярных потоков [2].

Таким образом, формирование затворов и омических контактов истока и стока при наличии необходимых эпитаксиальных структур выделяется в самостоятельную часть технологического процесса изготовления транзистора.

Особенности формирования омических контактов, учтенные нами при изготовлении DA-DpHEMT транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн, приведены в работе [290]. При этом конструкция и технология формирования затворов имеет ряд особенностей, вызванных учетом специфики управления проводимостью канала HEMT – транзисторов с помощью Т- и Г- затворов [291, 293, 294].

Еще в начале активной разработки мощных СВЧ полевых транзисторов в конструкции и технологии формирования затворов был сделан переход от кон-

струкции затвора с трапециевидной формой продольного сечения [296], к затвору с Т - образной формой продольного сечения.

Такой затвор отличается пониженным сопротивлением в направлении его ширины по отношению к затвору с трапециевидной формой продольного сечения. Это пониженное сопротивление затвора позволяет, как минимум, сохранить быстродействие транзисторов, но при этом за счет увеличения ширины затвора увеличить выходную СВЧ мощность транзистора.

В целях увеличения быстродействия транзисторов с Т- затвором, была разработана конструкция и технология формирования затворов с Г- образной формой продольного сечения, обладающих рядом преимуществ по отношению к Т- затвору. В частности, технология Г- затвора позволяет формировать длину основания затвора, равную 0.09 – 0.11 мкм [77] высокопроизводительными методами оптической литографии. При этом можно обеспечить величину сопротивления Г- затвора в направлении его ширины сравнимую, и даже меньшую по величине, чем в аналогичном по площади шляпки Т- затворе. Этот полезный эффект достигается за счет увеличения высоты ножки Г- затвора при увеличении толщины затворного диэлектрика.

Методы формирования Г- и Т- затворов в DA-DpHEMT транзисторах практически ничем не отличаются от методов формирования в pHEMT и DpHEMT транзисторах, однако имеется ряд особенностей их формирования, позволяющих повысить быстродействие и величину MSG - максимального стабильного коэффициента усиления СВЧ мощности. Метод формирования затворов в DA-DpHEMT напрямую связан со специфичным легированием слоев в DA-DpHEMT структурах, в частности с наличием контактных слоев  $n^- - \text{GaAs}$  и  $n^+ - \text{GaAs} : \text{Si}$ , см. таблицу 16. Наличие этих слоев требует проведения вскрытия в них окна (рис. 95, 101) для формирования основания затвора на поверхности подзатворного слоя из  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ . Поскольку в DA-DpHEMT транзисторах используется технология формирования омических контактов непосредственно к слою InGaAs канала, выходящего на поверхность боковых стенок мезы транзистора, может сформироваться ошибочное мнение, что контактные слои могут быть исключены из состава

гетероструктуры без отрицательных последствий. Однако, это не так. В частности, удаление контактных слоев приводит к локализации вектора максимальной напряженности электрического поля между стоком и затвором  $(\vec{E}_{DG})_{\max}$  в подзатворном слое нелегируемого  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  и в спейсере, что сильно снижает пробивные напряжения. С другой стороны, сохранение контактных слоев существенно улучшает ситуацию в плане увеличения пробивных напряжений. На рис. 101 показано, что при наличии достаточно толстых  $n^- - GaAs$  и  $n^+ - GaAs$  контактных слоев обеспечивается локализация  $(\vec{E}_{DG})_{\max}$  в слое  $Si_3N_4$ , что увеличивает  $U_{BDG}$  - пробивное напряжение «сток - затвор» при сохранении малого расстояния между  $n^+ - GaAs$  контактным слоем стока и затвором. Конечно, увеличение  $U_{BDG}$  при сохранении контактных слоев в конструкции транзистора наблюдается только после удаления дефектов от плазменных обработок в приповерхностном слое  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  - подзатворного слоя, что согласуется с результатами работ [297, 298]. В DA-DpHEMT при обратном смещении на Г - затворе и при толщинах контактных слоев, приведенных на рис. 101Б, получено напряжение пробоя  $U_{BDG} = 32$  В при малом расстоянии «затвор – стоковый контактный  $n^+ - GaAs$  : Si слой», равном 0.9 мкм [173, 213, 230]. Сохранение контактных слоев способствует также и увеличению  $U_{BGS}$  - пробивного напряжения «исток - затвор».

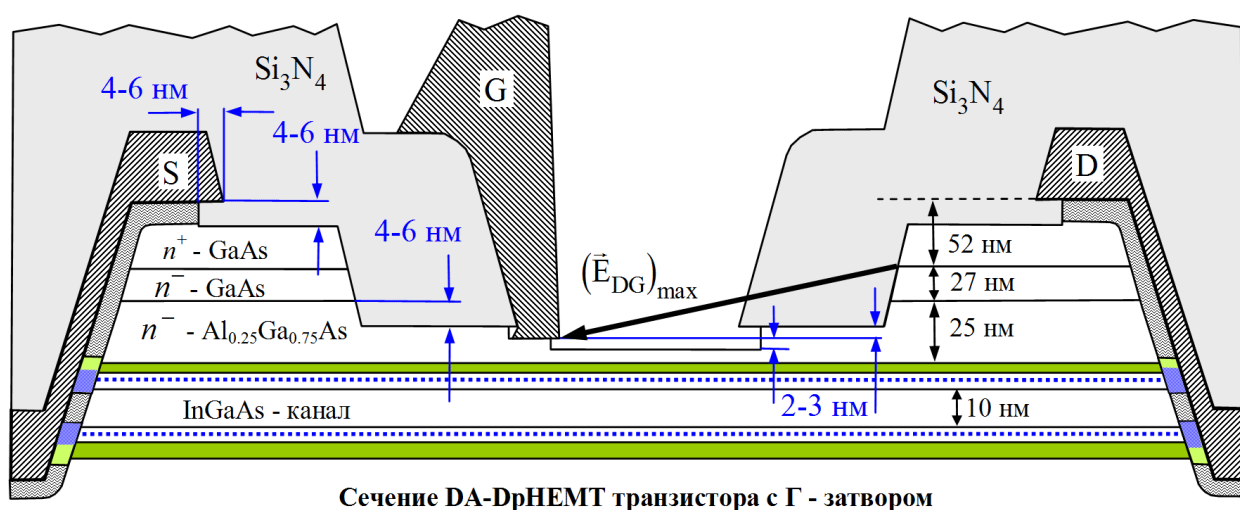
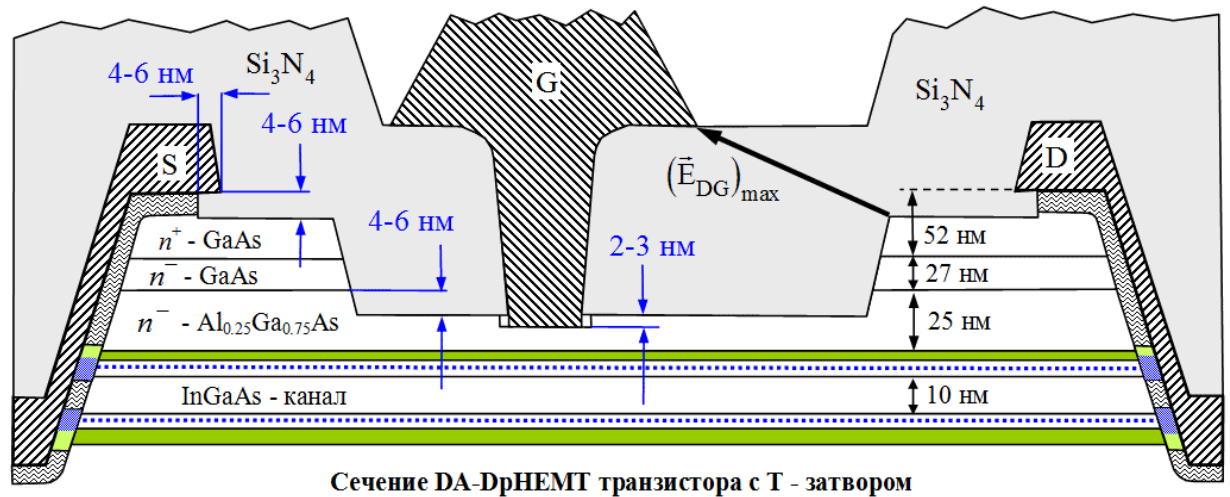


Рис. 101А. Схематичный вид сечения DA-DpHEMT меза – транзистора с Г – затвором при наклонном или вертикальном напылении металлизации затвора. Защитный слой нитрида кремния не показан.



- ..... - донорные  $\delta:Si$  - слои
- - акцепторные  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As:Be$  - слои
- ▨ - металлизация омических контактов
- - области делокализации акцепторных слоев
- ▨ - области делокализации  $\delta:Si$  - слоев
- - слой затворного  $Si_3N_4$

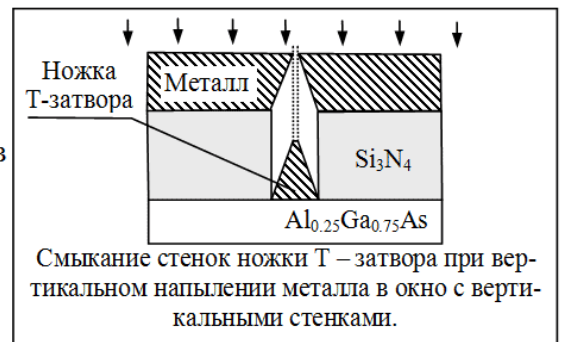


Рис. 101Б. Схематичный вид сечения DA-DpHEMT меза – транзистора с T – затвором при вертикальном напылении металлизации затвора.

На рис. 101 слой защитного нитрида кремния не показан.

При использовании гетероструктуры с параметрами, приведенными в таблице 16, формирование Г - затвора или T - затвора проводится на поверхности  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  подзатворного слоя 20 (таблица 16, рис. 101) после проведения операций вскрытия окна в контактных слоях 21, 22 и удаления собственного окисла с поверхности  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  - подзатворного слоя 20.

Основание затвора образует контакт вида «металл – полупроводник» на очищенной от собственного окисла верхней поверхности нелегируемого  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  - подзатворного слоя 20.

### Особенности формирования $\Gamma$ – затвора.

Для транзистора с  $\Gamma$  - затвором характерным является возможность использования большого продольного размера окна в слое затворного диэлектрика ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) при существенно меньшей длине основания затвора и толщине затворного диэлектрика (рис. 101А). При отношении продольного размера окна к толщине затворного диэлектрика превышающем величину 1.5 – 2.0 существенно облегчается очистка поверхности подзатворного слоя  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  в окне слоя затворного  $\text{Si}_3\text{N}_4$  от остатков нитрида кремния. Важно, что эта очистка проводится без введения в подзатворный слой  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  избыточного количества дефектов, образующихся в результате плазмохимического травления  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Решение проблемы очистки поверхности подзатворного слоя  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  существенно усложняется при плазмохимическом травлении  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , если отношение продольного размера окна к толщине затворного диэлектрика составляет величину менее 1.0.

Малая длина основания затвора может обеспечиваться наклоном пластины при напылении металлизации затвора [77]. В непосредственном контакте с металлизацией  $\Gamma$  – затвора находится истоковая ступенька в слое затворного нитрида кремния, к наклонной боковой стенке которой примыкает ножка затвора, при этом шляпка затвора располагается на верхней горизонтальной поверхности этой ступеньки (рис. 101). На рис. 101А показано, что в области контакта с затвором боковая стенка затворного  $\text{Si}_3\text{N}_4$  имеет наклон и сглаженный верхний угол. Такая форма боковой стенки позволяет формировать и ножку, и шляпку  $\Gamma$  – затвора в одном процессе напыления металлизации, обеспечив бездефектный контакт металлизации с затворным  $\text{Si}_3\text{N}_4$  в том числе и при вертикальном напылении.

Очевидно, что при формировании  $\Gamma$  – затвора одной операцией литографии достаточно для формирования методом реактивного ионно - лучевого травления (РИЛТ), например, в плазме  $\text{SF}_6+\text{O}_2+\text{He}$  при рабочем напряжении 40 – 50 В, как окна в затворном диэлектрике из  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , так и секций затвора, последнее - с применением метода обратной («взрывной») литографии. При этом автоматически обеспечивается самосовмещение расположений стенки окна и затвора. На рис. 102 показано фото сечения DpHEMT транзистора с  $\Gamma$  – затвором [77].

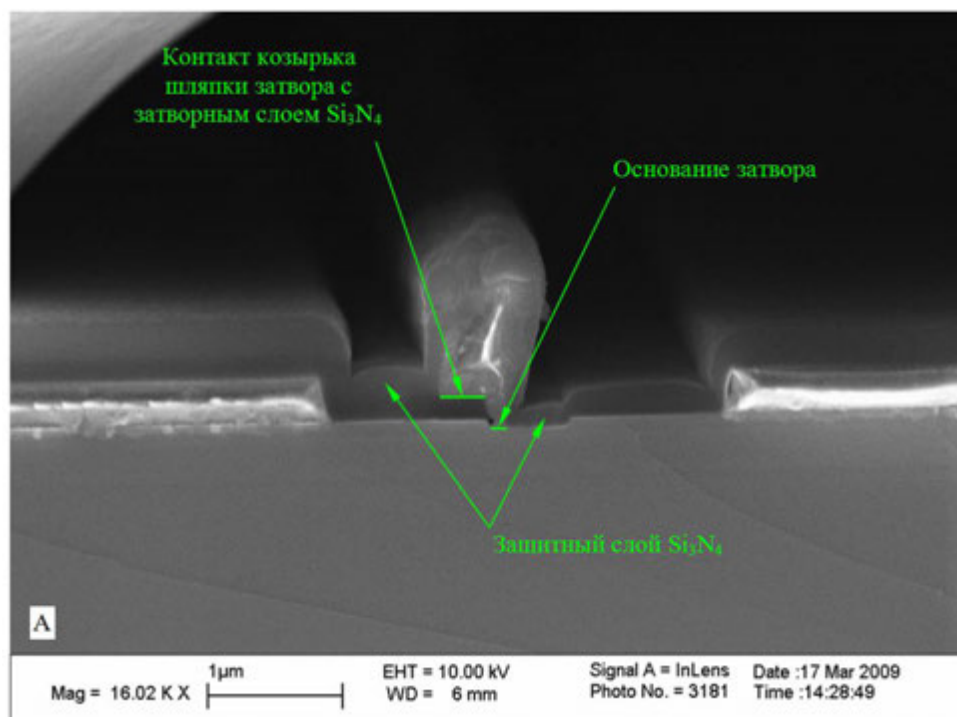


Рис. 102А. Фото общего вида сечения DpHEMT транзистора с Г – затвором [77]. Длина основания затвора составляет величину 90 – 110 нм.

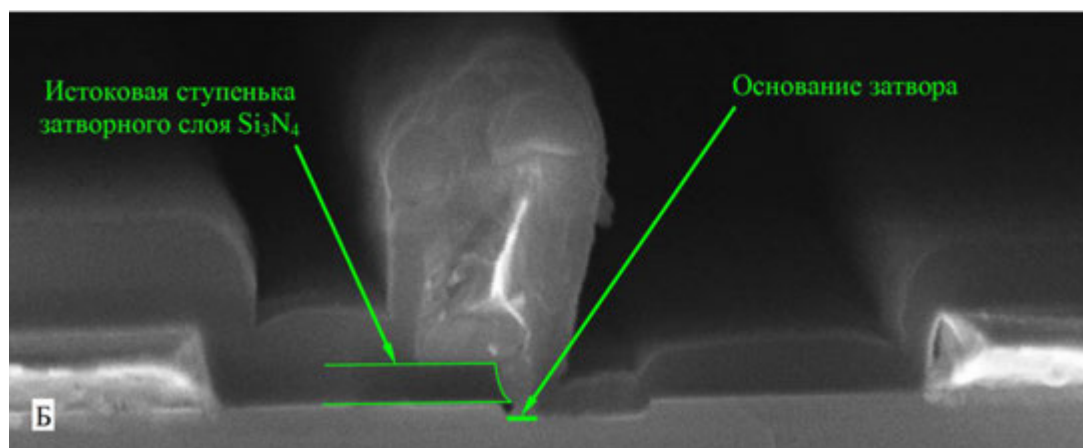
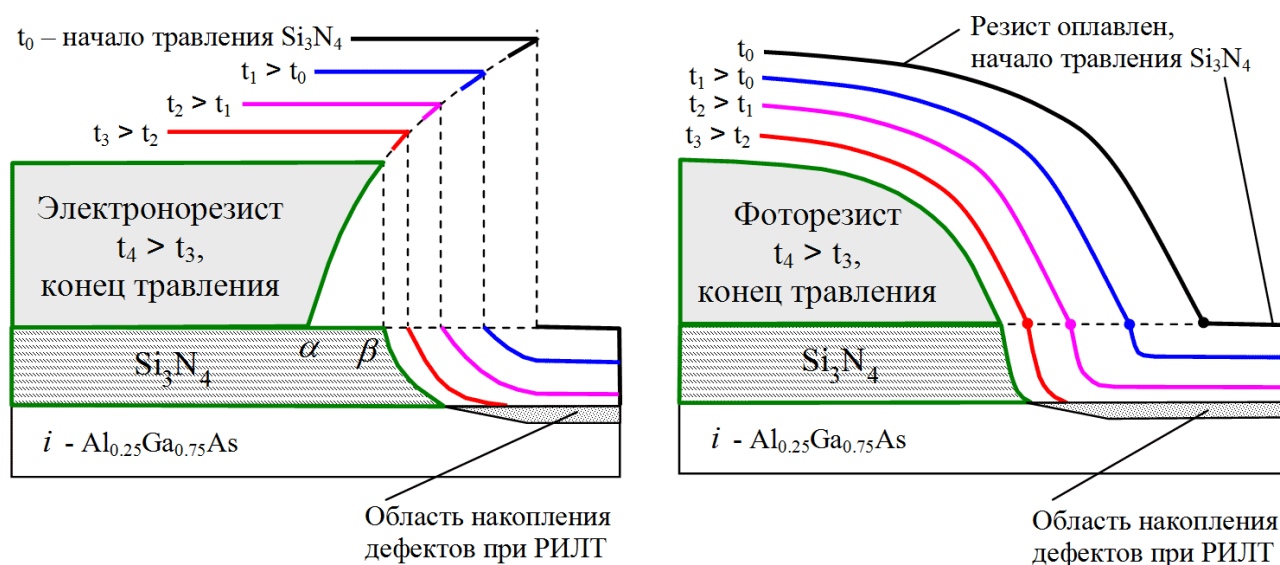


Рис. 102Б. Увеличенный фрагмент области затвора на общем виде сечения DpHEMT транзистора с Г – затвором [77].

На рис. 102Б хорошо видно, что угол наклона боковой стенки истоковой ступеньки затворного слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$  имеет переменную по толщине ступеньки величину. Формирование такой формы боковой стенки вызвано применением в работе [77] однослойного электронрезиста (ЭР) и метода электроннолучевой литографии (ЭЛЛ) для его экспонирования. При ЭЛЛ можно сформировать отрицательные углы наклона боковых стенок окна в электронрезисте, такой угол дал форму истоковой ступеньки затворного слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , показанную на рис. 102Б.



Рис. 103А поясняет динамику формирования истоковой ступеньки при реактивном ионном травлении (РИТ) или при реактивном ионно - лучевом травлении (РИЛТ) затворного слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$  с профилем, показанным на рис. 102Б.



(А). Динамика изменения формы края окна в электронрезисте и боковой стенки ступеньки в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  при реактивном ионно-лучевом травлении

(Б). Динамика изменения формы оплавленного фоторезиста и формы боковой стенки ступеньки в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  при реактивном ионно-лучевом травлении

Рис. 103. Схематичный вид динамики формирования истоковой ступеньки в затворном слое  $\text{Si}_3\text{N}_4$  при эрозии резиста в процессе РИТ или РИЛТ. (А) – окно в электронрезисте имеет отрицательный угол наклона, (Б) - используется оплавленный фоторезист.

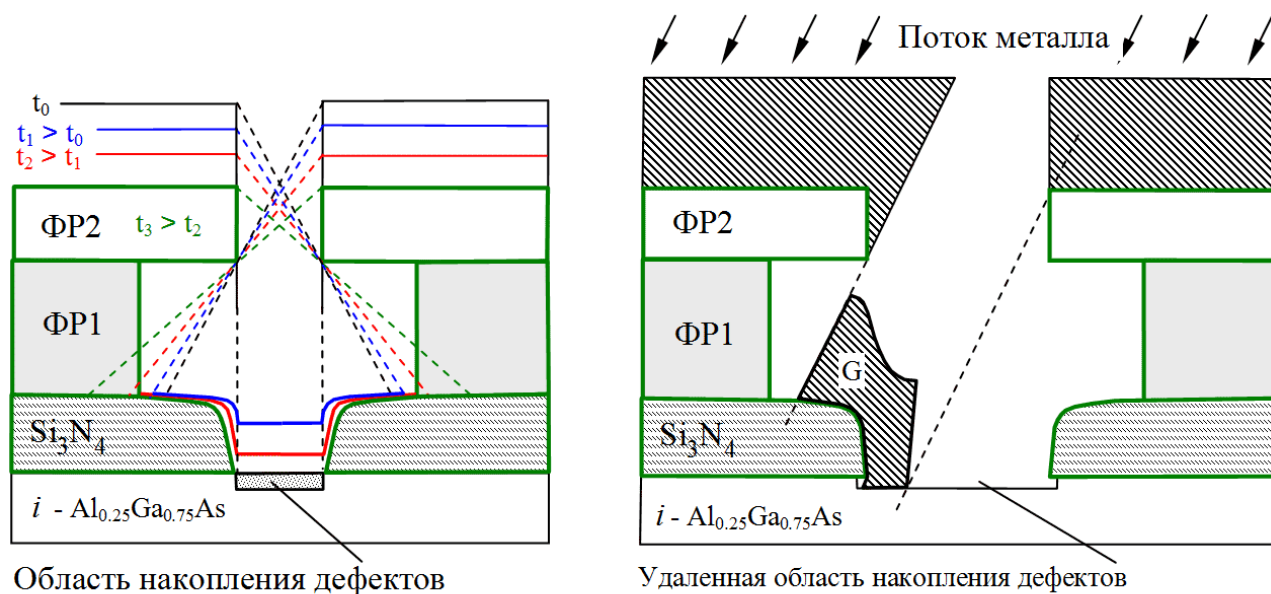
Из рис. 103А следует, что сужение размера окна в резисте в направлении роста его толщины (т.е. отрицательный угол наклона боковой стенки окна в ЭР) из-за эрозии резистивной маски при реактивном ионном травлении слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (например, РИТ или РИЛТ в плазме  $\text{SF}_6 + \text{O}_2 + \text{He}$  при рабочем напряжении 40 – 50 В) приводит к переменной по толщине диэлектрика величине угла наклона боковой стенки истоковой ступеньки затворного слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , но без сглаживания верхнего угла у ступеньки. Из-за присутствия ионов фтора в составе плазмы и образования стоп-слоя из  $\text{AlF}_3$ , процесс травления останавливается на верхней поверхности подзатворного слоя  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ . На рис. 103А хорошо виден процесс образования площадки « $\alpha - \beta$ », на которой при наклонном напылении металлизации затвора располагается козырек шляпки затвора (рис. 102А). По этой причине вариант, показанный на рис. 103А, допускает возможность самосовмещения и ис-

пользования одной операции литографии как для формирования истоковой ступеньки в затворном диэлектрике, так и для формирования Г-затвора.

Формирование окна в слое  $\text{Si}_3\text{N}_4$  по варианту, показанному на рис. 103Б, дает нужный наклон боковой стенки окна в  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , тоже без сглаживания верхнего угла окна, в этом случае для формирования затвора требуется дополнительная операция литографии по металлизации затвора. Этот вариант может быть применен для формирования Т-затворов (рис. 101Б).

### Формирование окна в слое затворного нитрида кремния и Г-затвора.

Использование относительно более дорогостоящей и менее производительной операции ЭЛЛ (по сравнению с операцией оптической литографии) по слою затворного  $\text{Si}_3\text{N}_4$  при формировании Г-затвора представляется возможным, но неоптимальным решением. Для Г-затворов в этом плане более перспективен фотолитографический процесс с применением двух слоев фоторезиста, нижний из которых обладает повышенной фоточувствительностью (рис. 104).



(А). Динамика изменения толщины второго слоя фоторезиста (ФР2) и формы окна в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  при реактивном ионно-лучевом травлении.

(Б). Формирование Г-затвора методом напыления металлизации затвора при наклоне пластины.

Рис. 104. (А) - схематичный вид динамики формирования окна в затворном слое  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , (Б) - схематичный вид Г-затвора, сформированного методом наклонного напыления его металлизации.

На рис. 104 показано окно в таком двухслойном фоторезисте, формирование окна в затворном слое  $\text{Si}_3\text{N}_4$  и формирование Г – затвора при наклонном напылении его металлизации.

На рис. 104А показано изменение во времени толщины второго слоя фоторезиста (ФР2) и динамика увеличения углубления в затворном  $\text{Si}_3\text{N}_4$  в процессе вскрытия окна. В процессе увеличения углубления в затворном слое  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , из-за горизонтальных компонент скоростей в потоке ионов, образуется небольшой наклон боковой стенки и сглаживаются углы «стенка окна – верхняя поверхность». Штриховые линии показывают смещение границ сглаженных участков в различные моменты времени  $t_0 \div t_3$ . На рис. 104Б показан схематичный вид Г - затвора, сформированного методом наклонного напыления его металлизации при окне в затворном диэлектрике, имеющем небольшие наклоны боковых стенок и сглаженные верхние углы.

#### **Подготовка окна в контактных слоях $n^+ - \text{GaAs}$ и $n^- - \text{GaAs}$ перед формированием затворного слоя $\text{Si}_3\text{N}_4$ .**

Перед нанесением затворного слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$  необходимо удалить стоп-слой  $\text{AlF}_3$ , образовавшийся на поверхности подзатворного слоя  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  при реактивном ионном травлении контактных слоев (РИТ в плазме  $\text{BCl}_3 + \text{SF}_6$  при рабочем напряжении  $\sim 40$  В) и удалить верхнюю часть подзатворного слоя  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ , в которой произошло накопление дефектов при РИЛТ затворного слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (рис. 104). В работах [173, 213, 230] применена оригинальная методика удаления этих слоев, предусматривающая двукратное удаление собственного окисла, причем второе удаление проводилось после проведения принудительного окисления пластины в смеси газов  $\text{N}_2 + \text{O}_2$  в долевом соотношении 0.8/0.2 при  $T = 20^\circ\text{C}$ . Двукратное удаление собственного окисла проводилось методом жидкостного травления в  $\text{HCl} + \text{H}_2\text{O}$  (1:1), что обеспечивало высокую селективность удаления стоп-слоя и окисленного слоя, в котором, как показала практика, практически полностью сосредоточены РИЛТ – дефекты подзатворного слоя. При этом толщина нижележащего неокисленного подзатворного слоя  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  практически не менялась от

партии к партии, что обеспечивало хорошую воспроизводимость параметров транзисторов.

В результате удаления собственного окисла исходная толщина подзатворного слоя уменьшалась на 4 – 6 нм (рис. 101). Высокие пробивные напряжения «сток – затвор»  $U_{BGD}$ , полученные в работах [173, 213, 230] ( $U_{BGD} = 31$  В при  $L_{GD}$  - расстоянии между затвором и стоковым контактном слоем  $n^+$  - GaAs равном 0.9 мкм), говорят о надежном удалении  $AlF_3$  стоп – слоя и областей РИЛТ – дефектов не только на поверхности подзатворного слоя из  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ .

Стоп – слои, области с РИТ и РИЛТ – дефектами надежно удаляются после окисления слоев и областей с дефектами методом жидкостного травления собственного окисла в  $HCl+H_2O$  (1:1) на всех поверхностях гетероструктуры, подвергнутых плазмохимическому травлению с сопутствующим образованием дефектов.

Жидкостное травление собственного окисла является единственной операцией травления с применением жидких химических реагентов, которая проводилась на этапах формирования мезы транзистора, омических контактов и затвора, все другие операции травления проводились с использованием плазменных и плазмохимических процессов. Травление собственного окисла в  $HCl+H_2O$  (1:1) отличается высокой селективностью: этот травитель не действует на полупроводниковые слои гетероструктуры, которые не покрыты собственным окислом. По этой причине процесс жидкостного травления собственного окисла по селективности и точности остановки процесса травления хорошо совмещается с прецизионными процессами плазмохимического травления, точность остановки которых обеспечивается образованием тонкого  $AlF_3$  стоп – слоя.

### **Преимущества Г – затвора.**

Большим преимуществом Г – затвора является то, что увеличивая угол наклона пластины при напылении металлизации можно, в принципе, уменьшить длину основания затвора до нуля. Это открывает возможность формирования длин оснований затворов менее 100 нм, при этом воспроизводимость получения столь малых размеров оснований затворов при зафиксированном угле наклона

пластины во многом определяется возможностями оборудования, воспроизводимостью толщин затворного диэлектрика и резиста. Отметим, что при наклоне пластины в процессе напыления металлизации Г – затвора сглаживание верхнего угла и малый положительный наклон боковой стенки затворного диэлектрика не является обязательным требованием, бездефектный контакт металлизации затвора со ступенькой в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  будет получен, однако, сглаживание этого угла уменьшает сопротивление ножки затвора, снижает напряжения в зоне контакта металлизации затвора и затворного диэлектрика, предотвращает образование трещин в металлизации затвора. Характерно, что в технологии Г – затворов при наклонном напылении металлизации можно использовать окна в затворном диэлектрике, размеры которых в разы превышают длину основания затвора. Это важный положительный фактор, поскольку при большом размере окна открывается возможность более тщательной очистки окна в затворном диэлектрике от остатков  $\text{Si}_3\text{N}_4$  и возможность использования более толстого (в 2 и более раз по отношению к Г - затвору) затворного слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Последняя возможность позволяет существенно уменьшить влияние истокового козырька у шляпки Г - затвора (рис. 101А) на управление проводимостью канала транзистора. Этому также способствует отсутствие стокового козырька у шляпки Г – затвора. Отметим, что влияние одного или двух козырьков у затвора аналогично увеличению эффективной длины основания затвора, т.е. наличие шляпки у затвора может заметно увеличить эффективную длину затвора по отношению к длине основания затвора.

#### **Влияние козырька затвора на управление проводимостью канала.**

Оценка влияния козырька затвора проводится с помощью выражений для емкостей «kozyрек – канал» и «основание затвора - канал», сумма которых определяет величину емкости «затвор – канал». Определяются изменения величины  $(\Delta Q)_1$  - заряда электронов в канале, наводимого потенциалом основания затвора и величины  $(\Delta Q)_2$  - заряда электронов в канале, наводимые потенциалом одного или двух козырьков затвора при изменении напряжения на затворе на величину  $\Delta U_G$ , причем затвор считается эквипотенциальным. В хорошей конструкции затвора

для зарядов должно соблюдаться неравенство:  $(\Delta Q)_2 \ll (\Delta Q)_1$ , в этом случае проводимость канала управляется величиной потенциала основания затвора за счет внешнего СВЧ заряда, сосредоточенного только на основании затвора.

Величины зарядов  $(\Delta Q)_1$  и  $(\Delta Q)_2$  можно легко выразить через емкости «основание затвора - канал» и «козырек - канал» (рис. 105) [294]:

$$(\Delta Q)_1 = C_1 \cdot \Delta U_G \cong \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1}{d_1} \cdot W_g L_g \cdot \Delta U_G, \quad (\Delta Q)_2 = \frac{C_0 C_2}{C_0 + C_2} \cdot \Delta U_G \cong \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 d_2 + \varepsilon_2 d_1} \cdot W_g L_K \cdot \Delta U_G \quad (49)$$

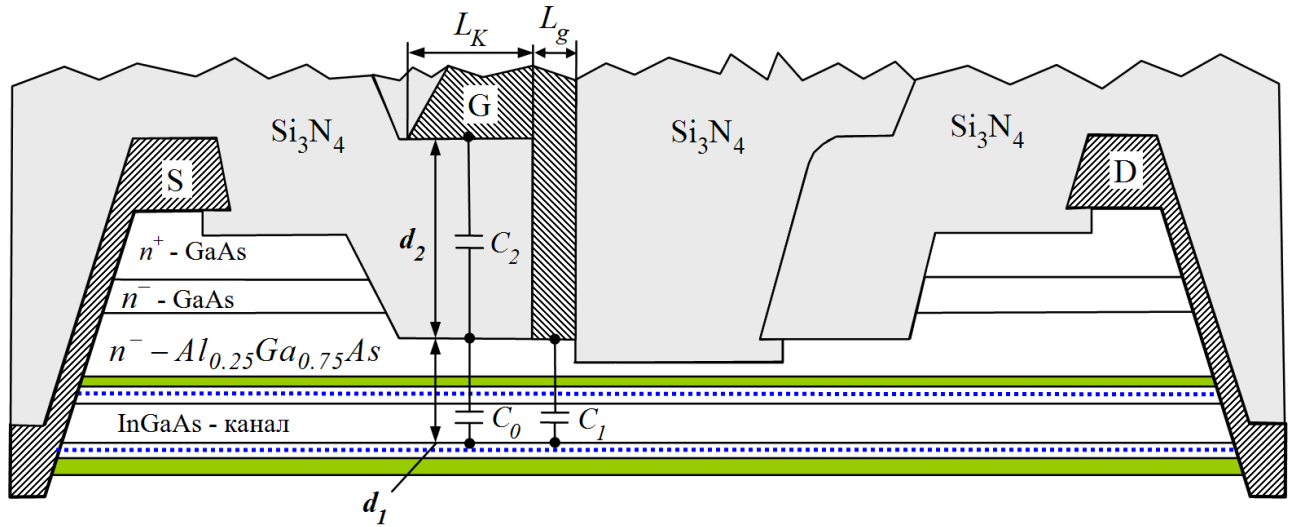


Рис. 105. Схематичный вид сечения Г – затвора и емкости «затвор – канал».

Для величины заряда  $(\Delta Q)_2$  использовано выражение для последовательного соединения емкости  $C_0$  «подзатворный слой - канал» и емкости  $C_2$  - «козырек - подзатворный слой» (рис. 105). В равенствах (49) используются следующие выражения для емкостей:

$$C_1 = \varepsilon_1 \varepsilon_0 W_g L_g / d_1, \quad C_0 = \varepsilon_1 \varepsilon_0 W_g L_K / d_1, \quad C_2 = \varepsilon_2 \varepsilon_0 W_g L_K / d_2 \quad (50)$$

Используя (49) и (50), получаем оценку величины отношения зарядов, наводимых в канале потенциалом козырька затвора и потенциалом основания затвора:

$$\frac{(\Delta Q)_2}{(\Delta Q)_1} = \frac{d_1 \varepsilon_2}{d_2 \varepsilon_1 + d_1 \varepsilon_2} \cdot \frac{L_K}{L_g} \quad (51)$$

В выражениях (49 - 51) приняты следующие обозначения:  $C_1$  - емкость «основание затвора – канал»,  $L_g$  - длина основания затвора,  $L_K$  - длина козырька,  $W_g$  – ширина затвора,  $d_1$  - расстояние от основания затвора до нижней границы кана-

ла,  $\varepsilon_1$  - средняя относительная диэлектрическая проницаемость в емкостях  $C_0$  и  $C_1$ ,  $C_2$  - емкость затворного диэлектрика под козырьком затвора,  $d_2$  - толщина слоя затворного диэлектрика,  $\varepsilon_2$  - относительная диэлектрическая проницаемость затворного диэлектрика,  $\varepsilon_0$  - абсолютная диэлектрическая проницаемость. Для рНЕМТ транзисторов с  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  подзатворным слоем и с  $In_{0.22}Ga_{0.78}As$  каналом может быть принято равенство  $\varepsilon_1 \cong \varepsilon_{Al_{0.25}Ga_{0.75}As} = 10.2$  при  $\varepsilon_{In_{0.22}Ga_{0.78}As} = 11.2$ .

Для слоя  $Si_3N_4$ :  $\varepsilon_2 = 5.0 \div 5.8$ . В таблицах 18 и 19 приведены результаты вычисления отношения зарядов  $(\Delta Q)_2 / (\Delta Q)_1$ , проведенные при задании величины  $\varepsilon_2 = 5.8$  и двух величинах  $L_K / L_g$  - отношения длины одного козырька (или суммарной длины двух козырьков) к длине основания затвора.

Таблица 18. Величина отношения зарядов  $(\Delta Q)_2 / (\Delta Q)_1$  в зависимости от размеров  $d_1$  и  $d_2$ . Величина  $d_1$  задана в диапазоне  $20 \div 55$  нм.  $d_2$  - толщина затворного слоя  $Si_3N_4$ , задана в диапазоне  $50 \div 250$  нм. Задано отношение  $L_K / L_g = 1$ .

$d_1, \text{нм} \setminus d_2, \text{нм}$	50	100	150	200	250
20	0.185	0.102	0.07	0.054	0.044
25	0.221	0.124	0.087	0.066	0.054
30	0.254	0.146	0.102	0.079	0.064
35	0.285	0.166	0.117	0.091	0.074
40	0.313	0.185	0.132	0.102	0.083
45	0.339	0.204	0.146	0.113	0.093
50	0.363	0.221	0.159	0.124	0.102
55	0.385	0.238	0.173	0.135	0.111

Таблица 19. Величина отношения зарядов  $(\Delta Q)_2 / (\Delta Q)_1$  в зависимости от размеров  $d_1$  и  $d_2$ . Величина  $d_1$  задана в диапазоне  $20 \div 55$  нм.  $d_2$  - толщина затворного слоя  $Si_3N_4$ , задана в диапазоне  $50 \div 250$  нм. Задано отношение  $L_K / L_g = 2$ .

$d_1, \text{нм} \setminus d_2, \text{нм}$	50	100	150	200	250
20	0.371	0.204	0.141	0.108	0.087
25	0.443	0.249	0.173	0.133	0.108
30	0.509	0.291	0.204	0.157	0.128
35	0.569	0.332	0.234	0.181	0.147
40	0.625	0.371	0.263	0.204	0.167
45	0.677	0.407	0.291	0.227	0.186
50	0.725	0.443	0.319	0.249	0.204
55	0.77	0.476	0.345	0.27	0.222

По сути дела, величина отношения зарядов  $(\Delta Q)_2/(\Delta Q)_1$  показывает, насколько эффективная длина затвора  $L_{G \text{эфф}}$  превышает длину основания затвора  $L_g$  в результате дополнительного управления концентрацией электронов в канале, вызванного наличием одного или двух козырьков. При этом для оценки эффективной длины затвора можно использовать следующее выражение:

$$\frac{L_{G \text{эфф}} - L_g}{L_g} = \frac{(\Delta Q)_2}{(\Delta Q)_1} \quad (52)$$

В таблицах 18 и 19 красным цветом показаны величины отношения зарядов  $(\Delta Q)_2/(\Delta Q)_1$ , превышающие величину 0.3. Отметим, что при наличии двух козырьков у симметричного T – затвора, суммарная длина козырьков удваивается, поэтому для симметричного T – затвора величины, приведенные в таблицах 18 и 19, тоже должны быть удвоены.

Расчет отношения зарядов  $(\Delta Q)_2/(\Delta Q)_1$  с помощью выражений (48) позволил выявить заранее неочевидный, но очень важный для задания конструкции затвора эффект. Действительно, результаты расчетов, приведенные в таблицах 18 и 19, показывают следующее: увеличение толщины  $d_1$ , т.е. увеличение толщины слоя  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  под основанием затвора, и (или) увеличение толщины слоя канала, усиливает влияние козырьков на управление проводимостью канала и, тем самым, увеличивает эффективную длину затвора. Это означает, что даже при достаточно малой длине основания затвора транзистор не будет обладать ожидаемым высоким быстродействием в том случае, если длина козырька или толщина  $d_1$  окажутся слишком велики.

При этом также очень важно, что результаты, приведенные в таблицах 18 и 19 показывают, что нежелательный эффект увеличения эффективной длины затвора из-за наличия одного или двух козырьков может быть существенно ослаблен с помощью увеличения толщины затворного диэлектрика  $d_2$  (рис. 105).



### **Особенности формирования T- затвора.**

Особенностью транзистора с T- затвором (рис. 101Б) является необходимость формирования в слое затворного  $\text{Si}_3\text{N}_4$  относительно узкого окна, размер которого в его нижней части определяет длину основания затвора. На рис. 101Б показано, что оптимальная форма окна в затворном диэлектрике имеет небольшой положительный наклон боковых стенок (что желательно, но возможно использование и вертикальных стенок) и, что необходимо, сглаженный верхний угол. Такая форма окна обеспечивает возможность формирования ножки и шляпки T- затвора в одном процессе нанесения металлизации затвора методом вертикального напыления. Достаточно просто можно получить окно в затворном диэлектрике с размером примерно 100 нм при использовании электронно – лучевой литографии, однако, при этом для формирования непосредственно самого T- затвора и увеличения размера его козырьков необходимо применить метод дополнительной обратной литографии, например, фотолитографии по двухслойному фоторезисту.

При использовании простейшей формы окна в затворном диэлектрике, имеющей вертикальные стенки и несглаженный верхний угол, при формировании ножки затвора наблюдается уменьшение размера ножки вплоть до смыкания ее боковых стенок, приводящего к отрыву ножки от шляпки затвора (вставка на рис. 101Б, рис. 106А). Этот эффект наблюдался в работах [173, 213, 230] при изготовлении экспериментальных образцов транзисторов с T- затвором.

В частности, при формировании окна с длиной 150 нм в слое затворного  $\text{Si}_3\text{N}_4$  толщиной 200 нм, имеющего вертикальные стенки и несглаженный верхний угол, наблюдалось уменьшение размера ножки вплоть до смыкания ее боковых стенок и отрыв шляпки от ножки затвора (рис. 106А).

По этой причине в наших работах [173, 213, 230] затворный диэлектрик, окно в нем, ножка затвора и его шляпка формировались за 3 этапа нанесения диэлектрика, вскрытия окна и напыления металлизации затвора. В результате такого трехэтапного формирования T- затвора были изготовлены транзисторы, показавшие принципиальную возможность изготовления DA-DpHEMT транзисторов для мм - диапазона частот на основе AlGaAs/InGaAs/AlGaAs гетероструктур. Эти экс-

периментальные образцы транзисторов показали работоспособность на частотах до 100 ГГц при максимальном стабильном коэффициенте усиления мощности (MSG) равном 14 дБ на частоте 67 ГГц, 22 дБ на частоте 40 ГГц.

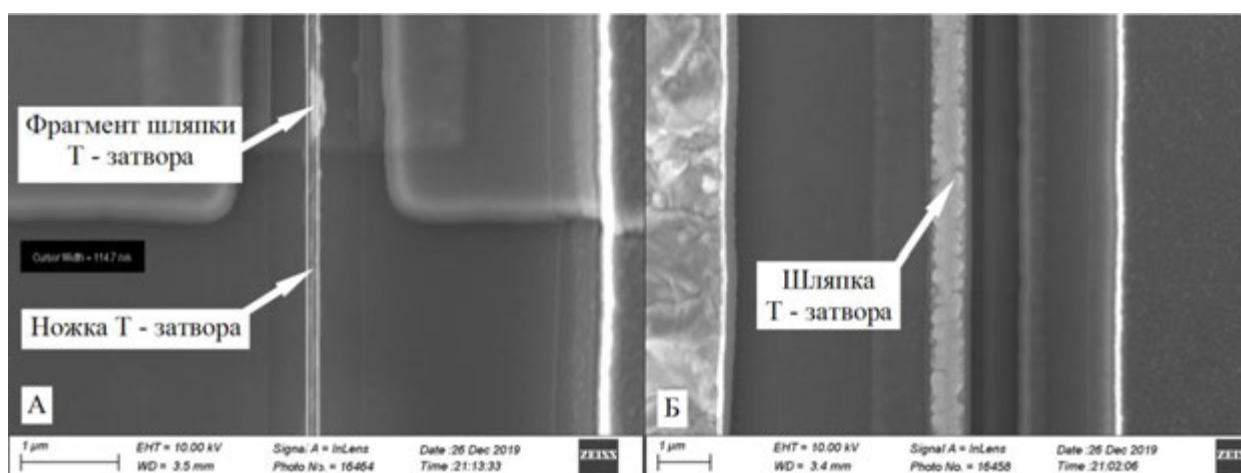


Рис. 106. (А) - ножка Г- затвора с отделившейся шляпкой, (Б) - вид сформированной шляпки Г- затвора при трехэтапном формировании затвора.

Возможность формирования окна в затворном слое  $\text{Si}_3\text{N}_4$  по варианту, показанному на рис. 104А, была проверена нами на практике.

На рис. 107А показано фото окна, сформированного в слое  $\text{Si}_3\text{N}_4$  по варианту, показанному на рис. 104А.

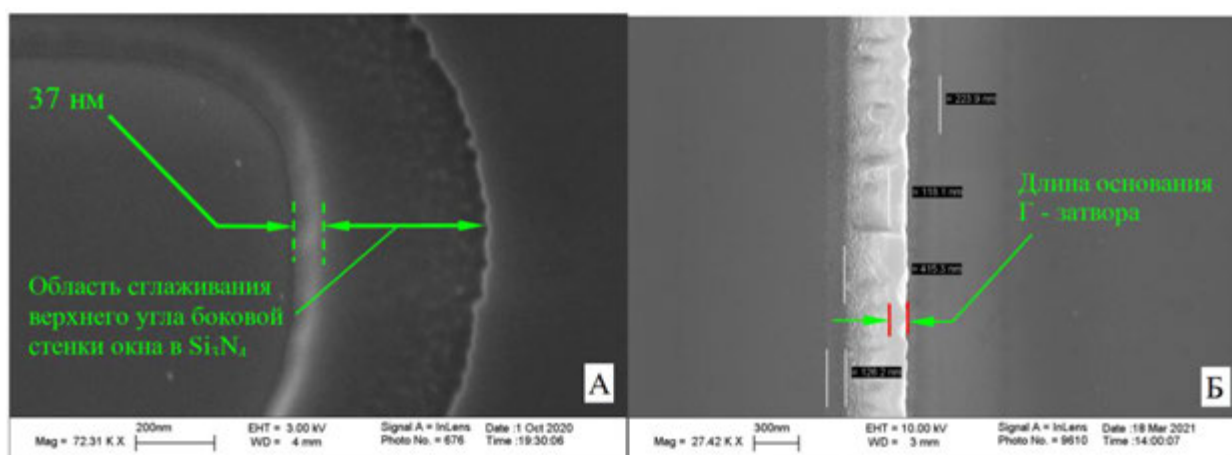


Рис. 107. (А) - вид сверху на боковую стенку окна, сформированного в слое  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . (Б) – вид сверху на сформированный на подобной стенке Г – затвор с длиной основания 118 нм.

На рис. 107А в окне слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$  толщиной 150 нм хорошо виден небольшой наклон боковой стенки (на величину  $\approx 37$  нм) и достаточно протяженная область сглаживания верхнего угла. При плазмохимическом (РИТ) травлении окна, пока-

занного на рис. 107А, использовался двухслойный резист SF9/SPR700 (0.65/1.2 мкм), состав плазмы: SF<sub>6</sub>/O<sub>2</sub>, (25/2 sccm), мощность W = 10 Ватт, давление P = 5 mTorr, напряжение автосмещения U = 70 - 85 В.

**Г – затвор с козырьком на ступеньке из нитрида кремния с наклонной боковой стенкой и сглаженным верхнем углом.**

Рис. 107Б показывает возможность формирования Г- затвора с длиной основания  $L_g$ , равной 118 нм методом оптической литографии при использовании истоковой ступеньки в слое нитрида кремния, имеющей величину угла отклонения боковой стенки от нормали к поверхности пластины, равную примерно 14 град. и сглаженный верхний угол. Проверка воспроизводимости длины основания Г- затвора по пластине показала, что длина основания затвора  $L_g$  меняется в достаточно узких пределах: 120 – 130 нм.

Очевидно, что такой вариант вскрытия окна в слое Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> дает форму боковых стенок, пригодную для формирования не только Г- , но и Т- затвора методом обратной («взрывной») литографии без эффекта смыкания стенок ножки затвора, причем за один этап напыления металлизации.

Вид сглаженного верхнего угла в окне слоя затворного Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> на рис. 104А по форме совпадает с аналогичным видом окна, приведенном на FIB виде продольного сечения Т- затвора, показанном на рис. 3 в работе [241]. Отметим, что в работе [241] использовалась более сложная технология: применялся трехслойный электронрезист состава PMMA - PMGI- ZEP и две операции электронно-лучевой литографии для формирования Т- затвора. Первая литография (по PMGI- ZEP) формировала окно для шляпки Т- затвора, вторая литография (по PMMA) обеспечивала формирование окна в Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> для нижней части ножки Т- затвора. Из рис. 2 в работе [241] следует, что формирование сглаженных углов «шляпка - ножка Т- затвора» произошло из-за сглаживания верхнего угла в окне в PMMA. Таким образом, в работе [241] сглаживание верхних углов в окне Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> происходило автоматически только на этапе окончательного зарощивания нитридом кремния участков под шляпкой полностью сформированного Т- затвора. В результате в работе [241] был сформирован Т- затвор с высотой ножки, равной 100 нм, причем ножка имела

вертикальные стенки, но сглаженные углы в области перехода к шляпке. При таком конструктивном решении на частоте 45 ГГц была получена сравнительно малая величина максимального стабильного коэффициента усиления (MSG), равная 5 дБ (рис. 10 в [241]). Малая высота ножки не является единственной причиной получения столь скромного результата для величины MSG.

В работе [241] транзисторы были изготовлены на основе рНЕМТ структур с меньшей (по отношению к DA-DpНЕМТ) подвижностью горячих электронов и имели существенно большие расстояния «затвор – исток» и «затвор – сток», равные соответственно, 1.0 и 2.0 мкм.

### **Выводы по разделу 3.3.3.**

Использование фотолитографии и двухслойного фоторезиста при вскрытии окна в слое затворного диэлектрика (нитрида кремния) показало возможность формирования небольшого положительного наклона боковых стенок и сглаженной вершины окна при реактивном ионном травлении затворного диэлектрика в плазме SF<sub>6</sub>/O<sub>2</sub>.

Учитывая результаты [173, 213, 230] и результаты работы [241], можно сделать вывод о том, что аналогичная форма окна в затворном диэлектрике может быть сформирована при использовании электроннолучевой литографии по двухслойному электронорезисту, например, по PMGI- ZEP с помощью реактивного ионного травления затворного диэлектрика.

Аналогия форм окон в затворном диэлектрике показывает возможность формирования T- затвора с малой длиной основания (0.1 мкм и менее) за одну более производительную операцию обратной фотолитографии с использованием двухслойного фоторезиста. В частности, для формирования ножки и шляпки T- затвора можно применить двухслойный фоторезист, например, SF9/SPR700.

Получаемая форма окна в затворном диэлектрике позволяет избежать образования трещин в металлизации Г- затвора и устранить проблему смыкания стенок ножки T- затвора. При наклонном напылении металлизации Г- затвора можно использовать окно в затворном диэлектрике, размер которого в 2 и более раз пре-

восходит длину основания затвора и более толстый (в 2 и более раз) слой затворного диэлектрика.

Доказано, что при использовании двухслойного фоторезиста и метода наклонного напыления металлизации с помощью только одной операции фотолитографии возможно формирование ступенек из нитрида кремния, имеющих небольшой наклон боковых стенок (14 – 15 град.), сглаженный верхний угол и Г-затворов с длиной основания 120 – 130 нм.

Учитывая, что Г-затвор имеет козырек, сформированный только в промежутке «исток – ножка затвора» и простоту снижения сопротивления затвора в направлении его ширины за счет большей высоты ножки, можно утверждать, что Г-затвор обладает технологическим преимуществом по отношению к Т-затвору и меньшей эффективной длиной при одинаковых длинах основания затвора.

#### ***3.3.4. Формирование коротких Г-затворов в DA-DpHEMT транзисторах см - и мм - диапазонов с применением фотолитографии.***

В случае использования Г-затворов в составе универсальной конструкции DA-DpHEMT транзисторов для см - и мм - диапазонов длин волн появляется задача формирования затворов с малой длиной основания затвора при противоположном направлении козырьков в двух секциях затворов, расположенных между заземленными истоками (рис. 93, 104Б).

В этом случае метод наклонного напыления металлизации затворов, с помощью которого можно получить относительно малую для мощных транзисторов длину основания затвора (примерно равную 0.1 – 0.15 мкм) не применим, поэтому Г-затвор приходится формировать в условиях вертикального напыления его металлизации. Относительно малую длину основания затвора, находящуюся в этих пределах, можно получить при использовании фотолитографического степпера, причем не за счет уменьшения достаточно большой длины волны экспонирующего светового излучения ( $\approx 0.4$  мкм), а за счет высокой точности позиционирования экспонируемых областей обеспечиваемой степпером.

Помимо задачи формирования Г-затворов с малой длиной основания при вертикальном напылении металлизации, возникает дополнительная задача - обес-

печить малую длину основания затвора при условии большой толщины слоя подзатворного диэлектрика ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ). На рисунке 108 поясняется эта задача - схематично показан вид сечения конструкции DA-DpHEMT транзистора для см - и мм - диапазонов перед и после формирования  $\Gamma$ - затворов.

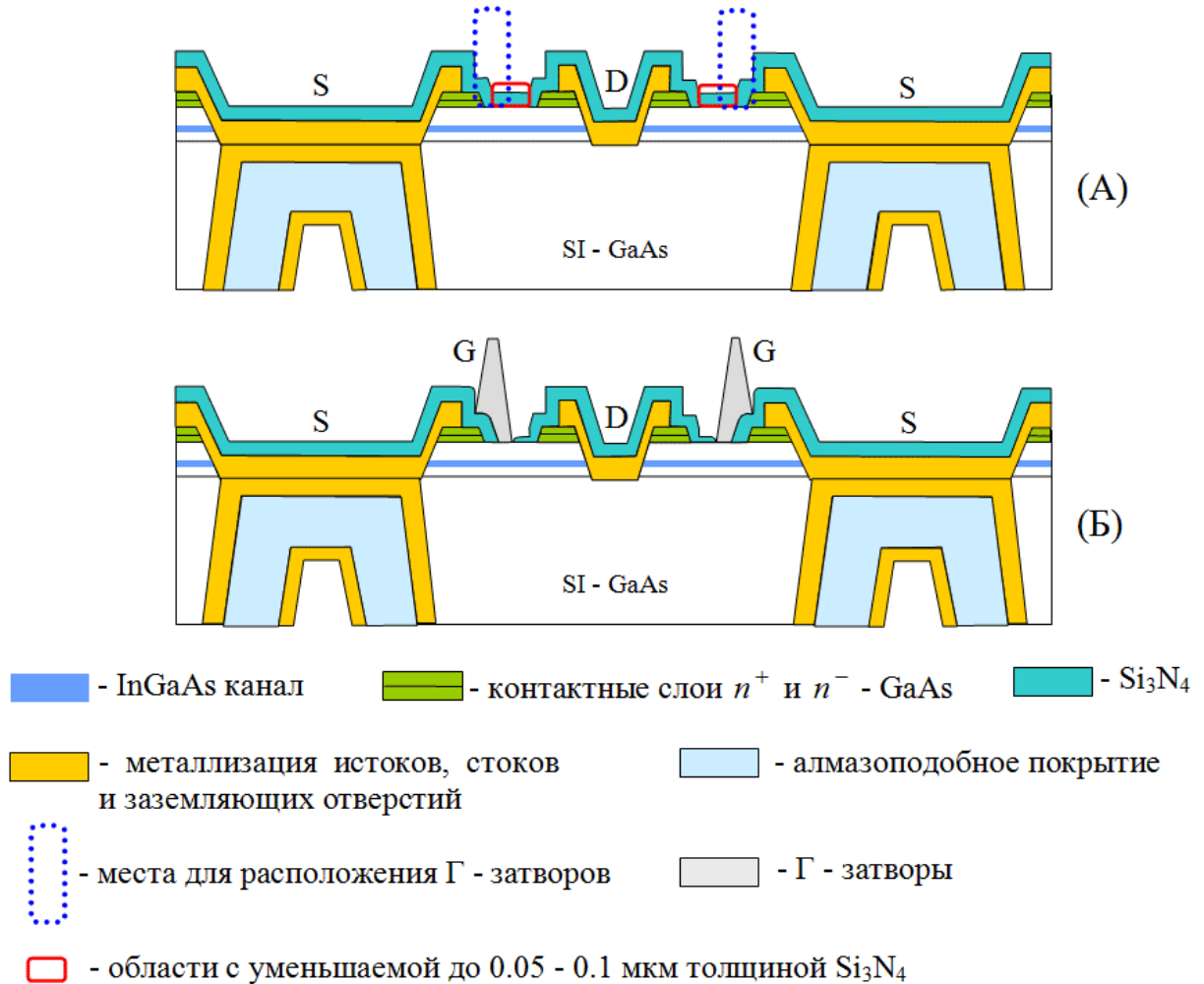


Рис. 108. Схематичный вид фрагмента сечения универсальной конструкции DA-DpHEMT транзистора для см - и мм - диапазонов. (А) – вид перед формированием  $\Gamma$ - затворов, (Б) – вид после формирования  $\Gamma$ - затворов.

На рис. 108 второй (защитный) слой  $\text{Si}_3\text{N}_4$  не показан.

Технология формирования  $\Gamma$ - затвора в конструкции транзистора, показанной на рис. 108Б имеет важную особенность, связанную с операцией вскрытия окна в затворном слое  $\text{Si}_3\text{N}_4$  для основания затвора. В соответствии с результатами, приведенными в таблицах 18 и 19, для устранения влияния козырька затвора на управление концентрацией электронов в канале транзистора, необходимо

обеспечить достаточно большую толщину ( $\approx 0.2 - 0.3$  мкм, при длине козырька  $0.1$  мкм) затворного диэлектрика ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) под козырьком затвора.

При этом возникает проблема: в слое  $\text{Si}_3\text{N}_4$  с толщиной  $\approx 0.2 - 0.3$  мкм надо вскрыть окно под основание затвора, имеющее малую длину - примерно  $0.1 - 0.15$  мкм, причем окно должно быть хорошо очищено от остатков нитрида кремния без внесения большого количества дефектов от плазменной обработки в подзатворный слой  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ , что составляет серьезную технологическую проблему. В частности, для исключения этой проблемы в работе [241] с помощью двух операций литографии сначала проводилось формирование ножки и шляпки T- затвора и лишь после этого формировался слой затворного диэлектрика.

В конструкции транзистора, показанной на рис. 108Б, предложено иное решение проблемы вскрытия окна в слое  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (рис. 109).

Перед вскрытием окна в слое  $\text{Si}_3\text{N}_4$  сначала в области, захватывающей расположение основания затвора, проводится уменьшение до  $0.05 - 0.1$  мкм толщины слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Очевидно, что при толщине слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , равной  $0.05 - 0.1$  мкм, вскрыть в нем окно под основание затвора с длиной  $0.1 - 0.15$  мкм при хорошей очистке поверхности подзатворного слоя  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  от остатков нитрида кремния можно достаточно просто. Далее с применением одной операции фотолитографии вскрывается окно в слое  $\text{Si}_3\text{N}_4$  и наносится металлизация затвора.

При использовании метода предварительного уменьшения толщины слоя нитрида кремния исходно задаваемая толщина слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$  должна быть увеличена на  $0.05 - 0.1$  мкм, что необходимо для компенсации уменьшения толщины слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$  под козырьком затвора, происходящего при вскрытии окна в тонком слое  $\text{Si}_3\text{N}_4$  с толщиной равной  $0.05 - 0.1$  мкм.

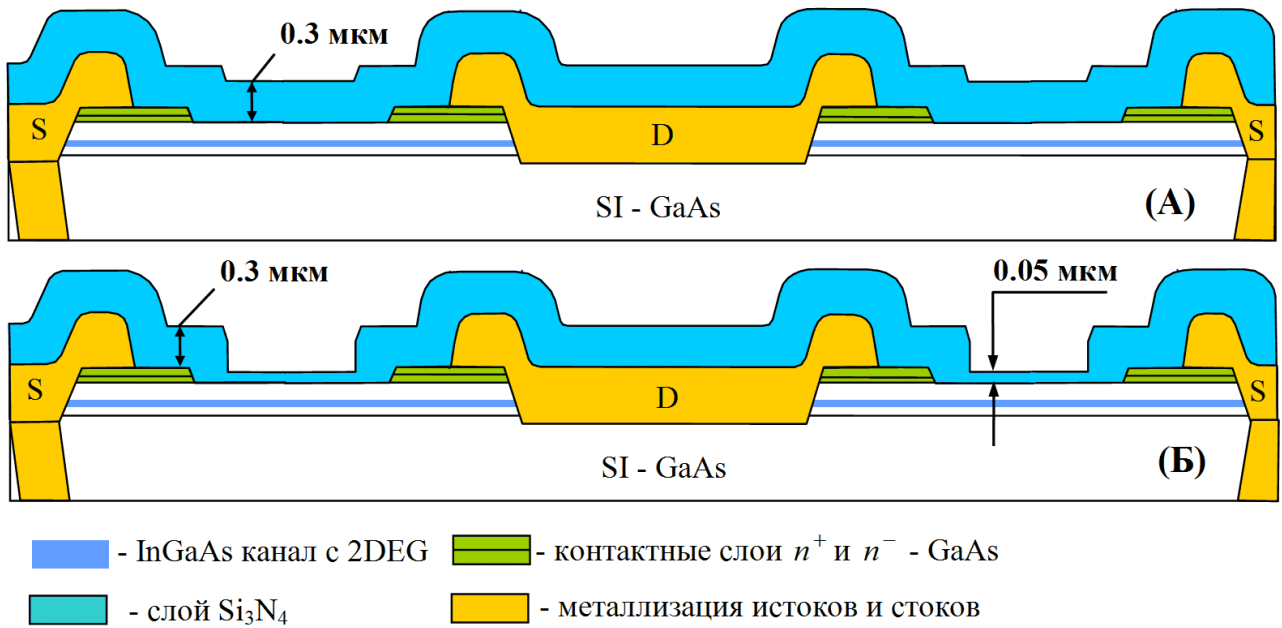


Рис. 109. Схематичный вид фрагмента сечения универсальной конструкции DA-DpHEMT транзистора для см - и мм - диапазонов. (А) – до локального уменьшения толщины  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , (Б) – после локального уменьшения толщины  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

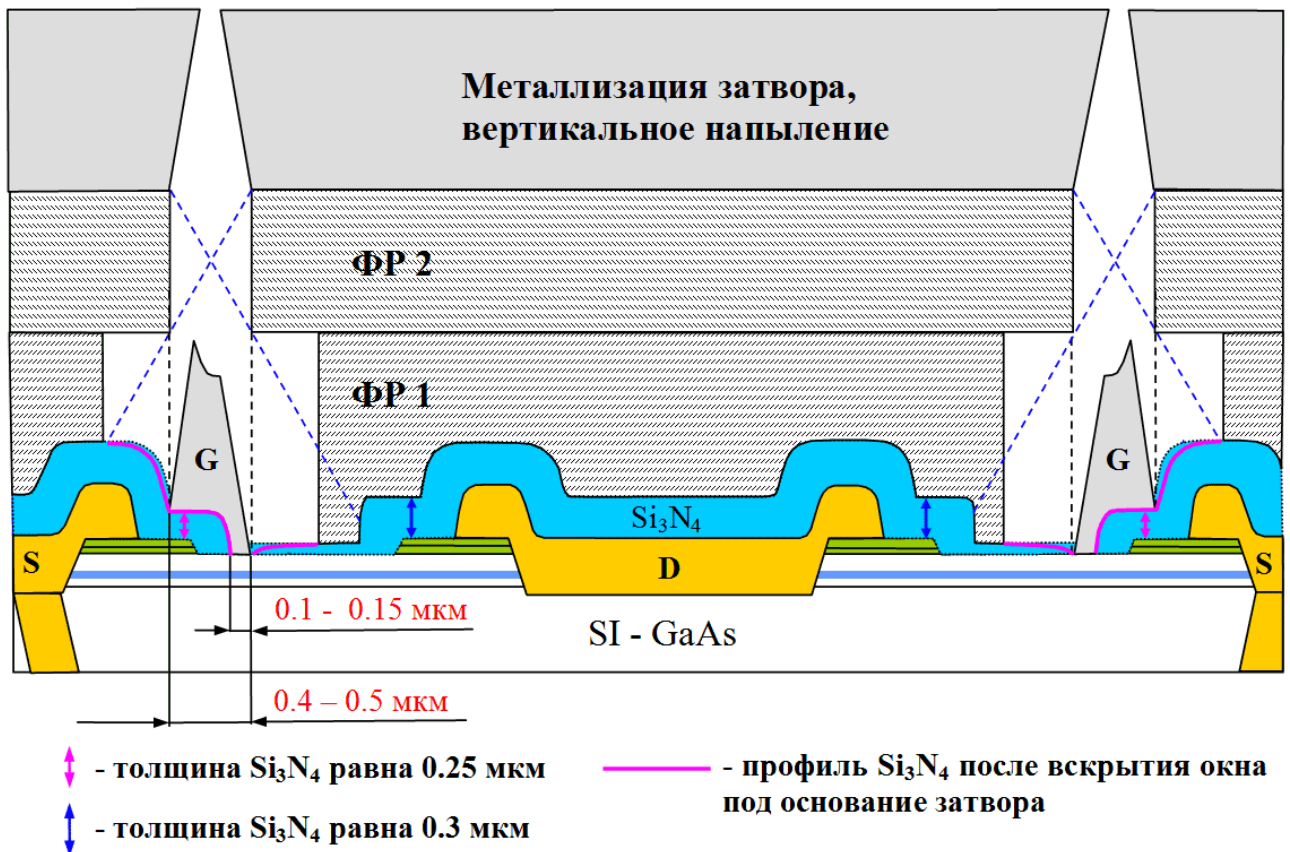


Рис. 110. Схематичный вид слоев фоторезиста ФР 1, ФР 2 и сечения DA-DpHEMT транзистора для см- и мм- диапазонов после формирования Г - затворов.



На рис. 110 показано, что в результате вскрытия окна в тонком слое  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , толщина которого в качестве примера была выбрана равной 0.05 мкм, происходит сглаживание верхнего угла в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  под козырьком затвора и формируется наклон боковой стенки, что необходимо для устранения сужения ножки при вертикальном напылении металлизации Г-затвора (смотри вставку на рис. 101, рис. 104Б).

В результате вскрытия окна толщина  $\text{Si}_3\text{N}_4$  под козырьком затвора уменьшается от 0.3 до 0.25 мкм. При этом на рис. 110 исходная толщина  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , равная 0.3 мкм, выбрана достаточно произвольно в качестве примера, близкого к реальности. Более точно толщину нитрида кремния следует выбирать с учетом оценки отношения зарядов  $(\Delta Q)_2/(\Delta Q)_1$ , приведенной в таблицах 18 и 19.

#### **Выводы по разделу 3.3.4.**

Использование фотолитографии и двухслойного фоторезиста при вскрытии окна в слое затворного диэлектрика (нитрида кремния) дает возможность формирования положительного наклона его боковых стенок и сглаженной вершины окна при реактивном ионном травлении затворного диэлектрика в плазме  $\text{SF}_6/\text{O}_2$ .

Относительно малая длина основания затвора, равная 0.1 – 0.15 мкм, обеспечивается высокой точностью совмещения фотолитографического степпера при относительно большой длине экспонирующего излучения (365 нм). Для некоторых степперов Nikon эта величина составляет 0.06 мкм по уровню  $\pm 3\sigma$ , это означает, что 99.7 % всех совмещенных структур будут иметь рассовмещение не более  $\pm 60$  нм, 95.4 % всех структур – не более  $\pm 40$  нм, 68.3 % – не более  $\pm 20$  нм.

Предварительное уменьшение толщины слоя затворного нитрида кремния до 0.05 – 0.1 мкм в области расположения основания затвора позволяет сформировать окно длиной 0.1 – 0.15 мкм в этом слое при хорошей очистке вскрытой поверхности подзатворного слоя  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  от остатков  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

Применение двухслойного фоторезиста и вертикального напыления металлизации затвора с учетом самосовмещения расположений затвора и окна в слое  $\text{Si}_3\text{N}_4$  позволяют вскрыть окно в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  и сформировать Г-затворы с противоположной ориентацией козырьков при использовании одного процесса фотолитографии.

### 3.3.5. DA-DpHEMT транзисторы для см - и мм - диапазонов с уменьшенной длиной канала.

Характерные особенности конструкции DA-DpHEMT транзисторов, показанные на рисунках 95, 101, позволяют предложить конструкцию транзистора с бóльшим быстродействием, несколько уменьшенным  $U_p$  - напряжением насыщения тока стока на выходных ВАХ при сохранении величин напряжений пробоя.

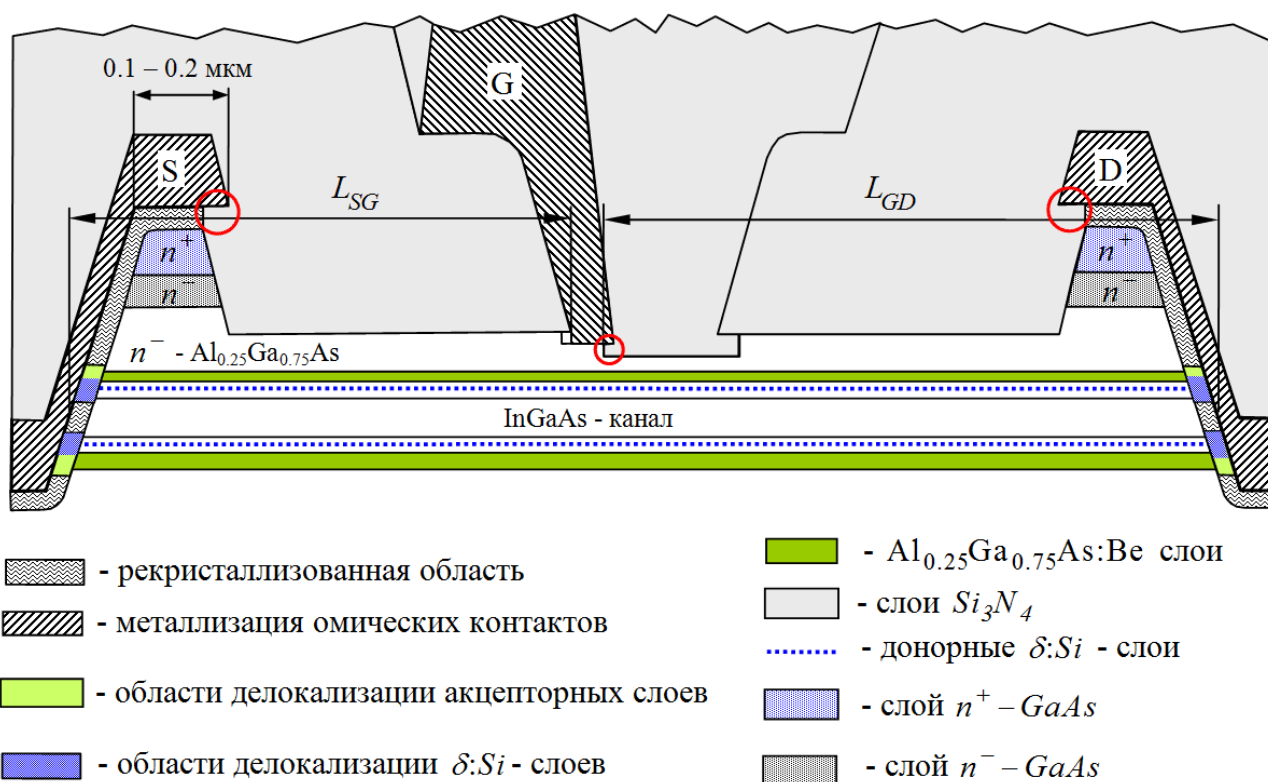


Рис. 111. Особенности конструкции DA-DpHEMT транзисторов с повышенным быстродействием. Вертикальное напыление металлизации Г-затвора.

Заметим, что в предложенной конструкции (рис. 111), уменьшение величины  $U_p$  достигаемое за счет уменьшения длины канала на участках «исток – затвор» и «затвор – сток» ожидается относительно малым. Оценка уменьшения сопротивления канала, проведенная при использовании параметров гетероструктуры, приведенных в таблице 16 и холл – фактора равного 1.6 показывает, что при уменьшении длины канала на 1 мкм соответствующее уменьшение сопротивления канала с шириной 1 мм весьма мало:  $\Delta R_{ch} = 0.366$  Ом. Соответствующее уменьшение напряжения насыщения мало относительно величины  $U_p \cong 2$  В: величина  $\Delta U_p = I_{Dmax} \cdot \Delta R_{ch} = 0.256$  В при  $I_{Dmax} = 0.7$  А.

Конструкция транзистора, показанная на рис. 111 предполагает, что плазмохимическое вскрытие окна в контактных слоях  $n^+$  и  $n^-$  GaAs проведено при использовании маски, в роли которой выступает Au - металлизация омических контактов. В отличие от конструкции, представленной на рис. 101А, такое решение позволяет не только увеличить быстродействие, но и исключить отдельную операцию фотолитографии, необходимую для вскрытия окна в контактных слоях. Вид сечения на рисунке 111 учитывает удаление собственного окисла перед формированием затворного слоя из нитрида кремния, перед напылением металлизации затвора и перед формированием защитного слоя из нитрида кремния.

Важно, что в областях удаленных собственных окислов располагаются практически все дефекты, введенные в слои гетероструктуры в процессе проведения операций плазмохимического травления. Эта особенность удаления дефектов от плазменной обработки, покрытие полупроводниковых и металлических поверхностей слоями нитрида кремния (даже в областях краев металлизации, выделенных на рис. 111 красными окружностями) при ровных краях металлизации истока, затвора и стока (без выступов на краях, играющих роль локальных концентраторов напряженности внешнего электрического поля) предполагает получение больших пробивных напряжений «затвор – исток»  $U_{BGS}$  и «сток – затвор»  $U_{BDG}$  - не меньше величин, полученных в конструкции, показанной на рис. 95, 101.

Согласно результатам работ [173, 213, 230], для DA-DpHEMT мм - диапазона длин волн эти величины составляют:  $U_{BGS}=10$  В и  $U_{BDG}=31$  В при  $L_{GD}=0.9$  мкм. Для DA-DpHEMT см - диапазона были получены величины:  $U_{BGS}=10$  В и  $U_{BDG}=45$  В, при этом величина  $U_{BDG}=45$  В имела место при  $L_{GD}=1.5$  мкм.

Предполагается, что увеличение  $L_{GD}$  до 2 мкм даст  $U_{BDG}=60$  В при использовании структур с увеличенной до 36 нм толщиной слоя  $n^- - GaAs$ . Такая величина  $U_{BDG}$  обеспечивает работу транзистора на участке насыщения выходных ВАХ даже при достаточно большом сопротивлении нагрузки, равном 50 Ом.

### **Заключение по главе 3.**

В процессе разработки конструкции DA-DpHEMT транзисторов, работоспособной в см - и мм - диапазонах длин волн, был разработан второй вариант DA-DpHEMT гетероструктур и транзисторов.

Вторая конструкция разработанных DA-DpHEMT гетероструктур отличается от их первой конструкции следующими основными изменениями:

1. Увеличено от 0.165 до 0.22 содержание индия в слое канала,
2. Уменьшена от 15 до 10 нм толщина слоя канала,
3. Существенно уменьшены толщины сглаживающих слоев из GaAs,
4. Вместо  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  - слоев в составе спейсеров использованы спейсеры с «цифровым» составом по Al:  $(AlAs)_3/(GaAs)_5$  (нижний спейсер) и  $(AlAs)_2/(GaAs)_3$  (верхний спейсер),
5. Уменьшены до 3.1 и 2.3 нм толщины нижнего и верхнего спейсеров,
6. Увеличена концентрация доноров и акцепторов,
7.  $\delta$  - легированные донорами (Si) GaAs матрицы окружены оболочками из  $(AlAs)/(GaAs)$  слоев с цифровым составом по Al,
8. Исключен затворный стоп – слой с составом  $Al_{0.85}Ga_{0.15}As$ .

Введенные во втором варианте DA-DpHEMT гетероструктур изменения позволили увеличить глубину квантовой ямы слоя канала, уменьшить ширину квантовой ямы гетероструктуры, улучшить локализацию донорной примеси внутри GaAs матриц и локализацию акцепторной примеси в слоях  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ .

Введенные изменения позволили получить рекордную для pHEMT структур с InGaAs каналом величину произведения концентрации электронов на их подвижность, что следует из результатов, приведенных в таблице 17.

Второй вариант конструкции DA-DpHEMT транзисторов для см - и мм - диапазонов имеет следующие основные отличия:

1. Секции истоков, затворов и стоков находятся в пределах поверхности мезы транзистора, при этом входные и выходные микрополосковые линии, делители входной СВЧ мощности и сумматоры выходной СВЧ мощности располага-

ются вне мезы транзистора - на поверхности SI-GaAs подложки. Такое расположение элементов транзистора обеспечивает возможность его интеграции в микросхему усилителя мощности, выполняемого по монокристаллической технологии.

2. Меза транзистора формируется с плоскими боковыми стенками, имеющими небольшой наклон по отношению к нормали к поверхности пластины. Форма мезы позволяет формировать омические контакты истока и стока непосредственно к слою относительно узкозонного InGaAs канала в области его выхода на поверхности боковых стенок. Такое конструктивное решение позволяет уменьшить сопротивление омических контактов истока и стока до величин, характерных для безакцепторных НЕМТ транзисторов с аналогичным каналом.

3. Секции истоков вместе с заземляющими отверстиями формируются внутри набора секций затворов и стоков. Такое расположение заземляющих отверстий позволяет эффективно их использовать при решении задачи усиления отвода тепла от транзистора. Для усиления отвода тепла предложено использовать алмазоподобное покрытие, имеющее большой коэффициент теплопроводности, которое формируется на стенках заземляющих отверстий.

4. Окна в слое затворного диэлектрика, вскрываемые для формирования затворов, имеют наклонные боковые стенки и сглаженные верхние углы. Такая форма окон позволяет избежать смыкания боковых стенок ножки затвора даже при вертикальном напылении металлизации затвора.

Технология второй конструкции DA-DpHEMT транзисторов, работоспособной в см - и мм - диапазонах имеет следующие основные отличия:

1. Технология, использованная во второй конструкции DA-DpHEMT транзисторов максимально приближена к технологии, используемой в АО «НПП «Исток» им. Шокина».

2. На основных операциях травления используется реактивное и реактивно-ионнолучевое травление полупроводников и диэлектриков. Удаление дефектов плазмохимического травления и содержащих их слоев окислов проводится методом селективного жидкостного травления окислов, что позволяет избежать повторного введения дефектов в структуру.

## Заключение

Разработаны новые DA-DpHEMT гетероструктуры с потенциальными барьерами, усиливающими локализацию горячих электронов в канале транзистора и новые конструкции мощных полевых транзисторов с рабочими частотами в диапазоне 10 – 100 ГГц перспективные для промышленного изготовления.

Разработаны новые конструкции мощных DA-DpHEMT транзисторов, отличающиеся увеличенными удельной выходной СВЧ мощностью, напряжениями пробоя, усиленным отводом тепла, обеспечивающие возможность промышленного изготовления в монокристаллическом исполнении новых конструкций микросхем СВЧ усилителей.

Предложена концепция и разработаны конструкции DA-pHEMT гетероструктур с донорно - акцепторными локализирующими потенциальными барьерами, обеспечивающие среднюю дрейфовую скорость электронов под затвором транзисторов на их основе в полтора раза больше дрейфовой скорости электронов под затвором транзисторов на основе традиционных DpHEMT гетероструктур при сравнимой и большей поверхностной плотности электронов.

Разработан новый вариант DA-DpHEMT гетероструктур с усиленным размерным квантованием в квантовой яме структуры, показавший рекордные для гетероструктур с аналогичным InGaAs каналом характеристики: при  $T=300$  К получена холловская подвижность электронов  $\mu=5800$  см<sup>2</sup>/(В·с) при поверхностной концентрации электронов  $n_s=4.8 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>.

Показано, что новая конструкция разработанных образцов DA-DpHEMT транзисторов при длине основания затвора 0.12 мкм может успешно работать в см - и в мм - диапазонах вплоть до длины СВЧ волны, равной 3 мм. При этом в образцах напряжение пробоя «затвор – сток» составляет 31 В при расстоянии «затвор – сток» равном 0.9 мкм, что существенно превышает аналогичную величину в DpHEMT транзисторах с аналогичным InGaAs каналом и позволяет получить увеличенную выходную СВЧ мощность не только в см -, но и в мм - диапазоне длин волн.

Предложена новая конструкция DA-DpHEMT транзисторов с алмазоподобным покрытием на стенках заземляющих отверстий согласно результатам расчётов позволяющая двукратно уменьшить максимальный перегрев транзистора относительно корпуса при ширине секций транзистора равной 150 мкм и толщине подложки в транзисторе равной 100 мкм.

Теоретически исследованы особенности нелокального разогрева электронов в гетероструктурах с локализуемыми потенциальными барьерами, а также тепловые свойства транзисторов на их основе.

Разработана в приближении объёмных механизмов рассеяния квантово-гидродинамическая модель и программа расчетов статических и динамических характеристик гетероструктур, показавших для различных конструкций гетероструктур изменение амплитуды всплеска дрейфовой скорости электронов в несколько раз.

### **Список литературы**

1. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х книгах под ред. Р.А. Сурица, Москва, Мир, 1984.
2. М. Шур. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х книгах под ред. Ю.Д. Билленко, В.Л. Видро. Москва, Мир, 1992.
3. R. Dingle, H.L. Stormer, A.C. Gossard, W. Wigman Electron Mobilities in Modulated – Doped Semiconductors Heterojunction Superlaties // Appl. Phys. Letters, 1978, v.33, №7, pp.665-667.
4. H.L. Stormer, R. Dingle, A.C. Gossard a.o. Two-Dimensional Electron Gas at Semiconductor - Semiconductor Interface // Solid State Commun. 1978, v.29, №10, pp.705-709.
5. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. Электронные свойства двумерных систем. // Москва «Мир» 1985, 416 с.
6. Г.И. Веселов, Е.Н. Егоров, Ю.Н. Алехин, Г.Г. Воронина, В.А. Романюк, В.Д. Разевиг, А.Ф. Чаплин, М.В. Шеремет. Микроэлектронные устройства СВЧ. Под ред. Г.И. Веселова. Москва, Высшая школа, 1988.
7. Н.А. Банов, В.И. Рыжий Численное моделирование нестационарных кинетических процессов в субмикронных полевых транзисторах с затвором Шоттки // Микроэлектроника, 1986, Т. 15, В. 6, С. 490-501.
8. В.А. Николаева В.Д. Пищалко, В.И. Рыжий, Г.Ю. Хренов, Б.Н. Четверушкин. Сравнение результатов расчетов субмикронного полевого транзистора с затвором Шоттки на основе квазигидродинамической и кинетической моделей. // Микроэлектроника, 1988, т. 17 (6), с. 504-510.
9. А.Б. Пашковский. Влияние инерционности изменения импульса на нелокальный разогрев электронов в полупроводниковых СВЧ-приборах // Электронная техн. Сер.1, Электроника СВЧ вып. *Электронная техника Сер.1, Электроника СВЧ*, вып.5 (399) 1987, с.22-26.
10. Я.Б. Мартынов «Специальный вид граничных условий для системы уравнений низкотемпературной полупроводниковой плазмы». // ЖВМ и МФ, 1999, т. 39, №2, стр. 309-314.



11. Г.З. Гарбер Квазигидродинамическое моделирование гетероструктурных полевых транзисторов. *Радиотехника и Электроника*, 2003, т . 48, № 1, с. 125-128.
12. M.Shur Influence of Nonuniform Field Distribution on Frequency Limits of GaAs Field-Effect Transistors // *Electronics Letters*. 1976, V.12, № 23, P.615-616.
13. А.Б. Пашковский, А.С. Тагер Влияние близких к затвору  $n^+$  - областей на характеристики полевых СВЧ транзисторов *Электрон. Техн. Сер.1 Электроника СВЧ*, 1987, В.7(401). С. 29-32.
14. А.Б. Пашковский, А.С.Тагер. Оценка характеристик полевых СВЧ транзисторов с планарным легированием. *Электронная Техника. Сер.1 Электроника СВЧ*, 1988, В.3(407). С. 28-32.
15. Климова А.В. Нелокальный разогрев электронов в транзисторных структурах с субмикронным рельефом поверхности //15-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2005). Материалы конференции.- Севастополь: "Вебер", с.476-477, 2005.
16. Р. Хокни, Дж. Иствуд «Численное моделирование методом частиц», Москва, «Мир» 1987.
17. Минаков В.В., Москалюк В.А. Моделирование гетероструктурных полевых транзисторов методом частиц. *Электронная техника Сер.1. Электроника СВЧ*. 1989. № 2 (416). С.29-36.
18. Glisson T.H., Hauser J.B., Littlejon M.A. et.al. Monte-Carlo simulation of real-space electron transport in GaAs-AlGaAs heterostructures. *J.Appl.Phys.*1980. V.51.№10. P.5445-5449.
19. Килесса Г. В., Асанов Э. Э., Зуев С. А., Слипченко Н.И. Определение кинетических параметров полупроводниковой плазмы в GaAs методом Монте-Карло 23-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2013). Материалы конференции. С.131-132, 2013.

20. Пашковский А.Б. Влияние инерционности изменения импульса на нелокальный разогрев электронов в полупроводниковых СВЧ-приборах // Электронная техн. Сер.1, Электроника СВЧ вып. 5 (399) 1987, с. 22-26.
21. В.А. Николаева В.Д. Пищалко, В.И. Рыжий, Г.Ю. Хренов, Б.Н. Четверушкин. Сравнение результатов расчетов субмикронного полевого транзистора с затвором Шоттки на основе квазигидродинамической и кинетической моделей // Микроэлектроника, 1988, Т. 17, в. 6, с. 504-510.
22. R.S.Pengelly, S.M.Wood, J.W.Milligan, S.T.Sheppard, A Review of GaN on SiC High Electron-Mobility Power Transistors and MMICs //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2012 v.60, № 6, p.1764-1783
23. F.Medidoub, Y.Tagro, M.Zegaoui, B.Grimbert et al. Sub-1-dB Minimum-Noise-Figure Performance of GaN-on-Si Transistors Up to 40 GHz// IEEE Electron Device Letters, 2012, v.33, № 9, p.1258-1260.
24. F. Medidoub, B. Grimbert et al. Record combination of power-gain frequency and three-terminal breakdown voltage for GaN-on-Silicon devices // Appl.Phys.Express, 6 (2013) 044001.
25. D.Alquier, F.Cayrel et alo. Recent progress in GaN power rectifier//Jap. Journ. Appl. Phys, 51 (2012), 01AG08-1.
26. К.Ю. Осипов Технология создания AlGaN/GaN/Si НЕМТ с длиной затвора 150 нм. // Сборник докладов 9 научно-технической конференции «Твердотельная электроника. Сложные функциональные блоки РЭА, 2010 г. с. 223.
27. А.В.Климова, В.М.Лукашин, А.Б.Пашковский “Поперечный пространственный перенос в полевых транзисторах на гетероструктурах с селективным легированием и границы применимости квазигидродинамических моделей” Физика и Техника Полупроводников, 2009, Т.43, В.1, стр. 113-118.
28. K. Blotekjar. Transport Equations for Electrons in Two-Valley Semiconductors // IEEE Trans. Electron. Dev., 1970, V. 17 № 1, P. 38-47.
29. В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, А.Г. Миронов. Доменная электрическая неустойчивость в многодолинных полупроводниках // Москва, Наука, 1972, С. 66.

30. C.M. Snowden, D. Loret. Two-Dimensional Hot-Electron Models for Short-Gate Length GaAs MESFET's// IEEE Trans. Electron. Dev. 1987, v.34, P.212-223.
31. В.Е. Чайка. Двумерная двухтемпературная модель полевого транзистора с затвором типа барьера Шоттки // Техн. Электродинамика, 1985, вып. 3 № 3, с. 85-91.
32. Г.З. Гарбер Квазигидродинамическое моделирование гетероструктурных полевых транзисторов //Радиотехника и Электроника, 2003, Том 48, № 1, С. 125-128.
33. Я.Б. Мартынов «Специальный вид граничных условий для системы уравнений низкотемпературной полупроводниковой плазмы»// ЖВМ и МФ, 1999, т. 39, №2, стр. 309-314.
34. G. Z. Garber «Quasi-hydrodynamic modeling of heterostructure field-effect transistors», Journal of Communications Technology and Electronics, vol. 48, pp. 114–117, Jan. 2003.
35. А.А. Кальфа, А.Б. Пашковский, А.С. Тагер. Влияние поперечного пространственного переноса электронов на высокочастотные характеристики гетероструктурных полевых транзисторов с селективным легированием // Микроэлектроника 1991, Т.20, вып.4, с. 383-391.
36. А.А. Кальфа, А.Б. Пашковский. Пространственный перенос двумерных электронов в структуре металл –  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs с селективным легированием. Физика и Техника Полупроводников, 1990, Т.24. В.3, С.521-526.
37. Кальфа А.А., Пашковский А.Б. Пространственный перенос электронов в полевых транзисторах на гетероструктурах с селективным легированием. ФТП 1990. Т.24, В.7. С.1187-1189.
38. В.Б. Горфинкель, С.Г. Шофман. Феноменологическая модель динамики разогрева электронов в многодолинных полупроводниках // ФТП, 1985, Т.19, В.1, с. 83-87.
39. А.А. Кальфа, А.Б. Пашковский, А.С. Тагер Нелокальные и диффузионные эффекты в полевых транзисторах с субмикронным затвором // Радиофизика, 1985, т. 28, № 12, с. 1583-1589.

40. А.А. Кальфа Нелокальные эффекты в гетероструктурных полевых транзисторах // ФТП, 1986, т. 20, в.3, с. 468-471.
41. Кальфа А.А. Характеристики гетероперехода в гетероструктуре с селективным легированием. ФТП, 1985, т. 16, в.6, с. 1025-1029.
42. Королев А. Н., Климова А. В., Красник В. А., Ляпин Л. В., Малыщик В. М., Манченко Л. В., Пчелин В. А., Трегубов В. Б. Мощные корпусированные внутрисогласованные транзисторы S-, C-, X- и Ku- диапазонов длин волн. Радиотехника № 3, 2007 г, с. 53-56.
43. Бабинцев Д.В., Королев А.Н., Климова А.В., Красник В.А., Лапин В.Г., Малыщик В.М., Манченко Л.В., Пчелин В.А., Трегубов В.Б. Язан В.Ю. Мощный твердотельный импульсный усилитель двухсантиметрового диапазона. Радиотехника. №3. 2007 г, с. 41-42.
44. Манченко Л.В., Пчелин В.А., Трегубов В.Б. Двухкаскадный усилитель мощности X – диапазона на гетероструктурных полевых транзисторах ФГУП «НПП «Исток». Материалы 20-й Международной Крымской конференции «СВЧ - техника и телекоммуникационной технологии». Севастополь 2010 г. С. 127-128.
45. Пчелин В.А., Корчагин И.П., Малыщик В.М., Галдецкий А.В., Манченко Л.В., Капралова А.А. Двухкаскадный усилитель X-диапазона с выходной мощностью 17 Вт на элементной базе ФГУП «НПП «Исток». Материалы 21-й Международной Крымской конференции «СВЧ - техника и телекоммуникационной технологии». Севастополь 2011г. С. 129-130.
46. К.В. Дудинов, В.М. Ипполитов, А.В. Климова, А.Б. Пашковский, И.В. Самсонова. “Особенности тепловыделения в мощных полевых транзисторах”// Радиотехника, 2007 г. No 3, с. 60-62.
47. К.В. Дудинов, В.М. Ипполитов, А.Б. Пашковский. "Особенности нелокального тепловыделения в мощных полевых транзисторах с субмикронным затвором "16-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2006). Севастополь, 11-15 сентября 2006 г. Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с.226-227, 2006.

48. Бережнова П.В., Лукашин В.М., Ратникова А.К., Пашковский А.Б. Оценка области нелокального тепловыделения в мощных гетероструктурных полевых транзисторах. // Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2007, в.4 (492), с. 21 - 24.
49. Бережнова П.В., Лукашин В.М., Пашковский А.Б. “Оценка размеров области тепловыделения в мощных полевых транзисторах на гетероструктурах с селективным легированием”. 17-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2007). Севастополь, 10-14 сентября 2007г.: Материалы конференции. с. 119-120.
50. Капралова А.А., Лукашин В.М., Пашковский А.Б. Поперечный пространственный перенос электронов и особенности локализации домена сильного поля в гетероструктурных полевых транзисторах // 22-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2012). Севастополь, 10—14 сентября 2012г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 153-154,. 2012.
51. А.Б. Пашковский, В.М. Лукашин, Я.Б. Мартынов, В.Г. Лапин, А.А. Капралова, И.А. Анисимов Нелокальный дрейф электронов в полевых транзисторах на основе нитрида галлия // Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2014, В. 4(523), С. 5 - 16.
52. В. Carnez, A. Cappy, A. Kaszinski, E. Constant, and G. Salmer, “Modeling of a submicrometer gate field-effect transistor including effects of nonstationary electron dynamics,” J. Appl. Phys., vol. 51, no. 1, Jan. 1980.
53. А.А.Кальфа, А.Б.Пашковский, А.С.Тагер Исследование вольт - амперных характеристик полевых транзисторов с субмикронным затвором Электрон. Техн. Сер.1. Электроника СВЧ. 1984, В.4(364). С. 27-30.
54. A. Cappy, В. Carnez, R. Fauquembergues, G. Salmer. Constant Comparative Potential Performance of Si, GaAs, GaInAs, InAs Submicrometer-Gate FET,s // IEEE Trans. Electron. Dev. 1980, v.27, № 11, P.2158-2160.

55. А.В. Гарматин. Программа моделирования методом Монте - Карло нестационарных процессов разогрева электронов электрическим полем в полупроводниках // Электронная техника Сер.1. Электроника СВЧ, 1985 № 3 (377). С.66.
56. M. Shur. Influence of Nonuniform Field Distribution on Frequency Limits of GaAs Field-Effect Transistors // Electronics Letters. 1976, V.12, № 23, P.615-616.
57. В.Е. Foutz, S.K. O'Leary, M.S. Shur, L.F. Eastman Transient electron transport in wurtzite GaN, InN, and AlN // J. Appl. Phys. 1999, v.85, №11, 7727-7734.
58. А.Б. Пашковский. Сравнение характеристик полевых СВЧ - транзисторов со ступенчатым и однородным профилем легирования активного слоя. Электронная Техника, Сер.1 Электроника СВЧ, 1986, В.4(388). С. 14-19.
59. А.Б. Пашковский, А.С. Тагер. Влияние близких к затвору  $n^+$  - областей на характеристики полевых СВЧ транзисторов. Электронная Техника. Сер. 1 Электроника СВЧ, 1987, В.7 (401). С. 29-32.
60. А.Б. Пашковский, А.С. Тагер. Оценка характеристик полевых СВЧ транзисторов с планарным легированием. Электронная Техника. Сер.1 Электроника СВЧ, 1988, В.3(407). С. 28-32.
61. Климова А.В. Нелокальный разогрев электронов в транзисторных структурах с субмикронным рельефом поверхности. // 15-я Международная Крымская конференция "СВЧ - техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2005). Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с.476-477, 2005.
62. P.M. Smith, P.C. Chao, K.H.V. Duh. 94 GHz transistor amplification using an HEMT // Electron. Lett. 1986. V.22. № 22. P. 760-761.
63. E.A. Sovero, A. Gupta, J.A. Higgins Noise figure characteristics of  $1/2$  -  $\mu\text{m}$  gate single-heterojunction high-mobility FET's at 35 GHz // IEEE Electron. Dev. Lett. 1986. V.7. № 3. P. 179-181.
64. U.K. Misra et. al. Microwave Performance of AlInAs - GaInAs HEMT's with 0,2- and 0,1-  $\mu\text{m}$  Gate Length // IEEE Electron. Dev. Lett. 1988, V.9. № 12. P. 647-649.
65. P.C. Chao et. al. 94 GHz Low-Noise HEMT // Electronics Lett. 1989. V.25. № 8. P. 504-505.

66. Jin-ping Ao, Qing-ming Zeng, Yong-lin Zhao, Xian-jie Li, Wei-ji Liu, Shi-yong Liu, and Chun-guang Liang, InP-Based Enhancement-Mode Pseudomorphic HEMT with Strained In<sub>0.45</sub>Al<sub>0.55</sub>As Barrier and In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As Channel Layers // IEEE Electron Dev. Lett. 2000, V. 21, N. 5, P. 200-202.
67. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2007. № 12. p. 2719-2725.
68. S.C. Wang, J.S. Liu, K.C. Hwang, W. Kong, D.W. Tu, P. Ho, L. Mohnkern, K. Nichols, and P.C. Chao. High Performance Fully Selective Double Recess InAlAs/InGaAs/InP HEMT's // IEEE Electron Dev. Lett. 2000, V. 21, N. 7, P. 335-337.
69. А.А. Кищинский. Материалы 19-й Международной Крымской конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". – Севастополь, Вебер, 2009, с. 11–16.
70. А.А. Кальфа, А.С. Тагер Электронная Техника. Сер. 1, Электроника СВЧ, 12(348), с.26. (1982).
71. C. Gaquiere, J. Grunenutt, D. Jambon, E. Dolos, D. Ducatteau, M. Werquin, D. Treron, P. Fellon. IEEE Electron. Dev. Lett., 26 (8), 533 (2005).
72. M.V. Baeta Moreira, M.A. Py, M. Gailhanou, M. Ilegems. J. Vac. Sci. Technol. B, 10, 103 (1992).
73. C.S. Wu, F. Ren, S.J. Pearton, M. Hu, C.K. Pao, R.F. Wang. IEEE Trans. Electron. Dev., 42, 1419 (1995).
74. И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, В.Г. Мокеров, С.С. Широков, Р.П. Имамов, И.А. Субботин. ФТП, т.42, 1102 (2008).
75. 64. Kushner, L.J., "Estimating Power Amplifier Large Signal Gain," Microwave Journal, 87 (1990). pp. 87 – 102.
76. TriQuint Semiconductor, Advance Product Information, September 19, 2005 Web: [www.triquint.com](http://www.triquint.com).
77. Н.А. Кувшинова, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, К.И. Петров. Мощный полевой транзистор со смещенным к истоку Г-образным затвором // Радиотехника, 2011 г. № 11, с. 90-93.

78. S. Sasa, S. Muto, K. Kondo et.al. Si atomic-planar doping in GaAs made by molecular beam epitaxy // Japan J. of Appl. Phys. 1985, V.24, №8, P. L602-L604.
79. E.F. Schibert, K. Ploog The  $\delta$  - doped field effect transistor //Japan J. of Appl. Phys. 1985, V.24, №8, P. L608.
80. A.K. Saxena J. Phys. C., 13, pp 4322-4334 (1980).
81. З.С. Грибников, О.Э. Райчев. Гамма – X перенос в реальном пространстве: вклад рассеяния междолинных фононов. ФТП 23, 2171 (1989).
82. Zou, J., Abid, Z., Dong, H., Gopinath, A. Applied Physics Letters. 58, 2411 - 2413 (1991).
83. J. Zou, H. Dong, A. Gopinath, and M. S. Shur, IEEE Trans. Electron Devices, IEEE Trans. Electron Devices, ED-39, 250 (1992).
84. Патент РФ на полезную модель №80069 по заявке № 2008133793. Приоритет от 19.08.2008. Гетероэпитаксиальная структура для полевых транзисторов. Е.И. Голант, К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, Ю.Н. Свешников.
85. М. Шур. Современные приборы на основе арсенида галлия. Москва, Мир, 1991. с. 312.
86. А.А. Кальфа, А.Б. Пашковский. ФТП, 22, 2090 (1988).
87. А.Б.Пашковский, С.И. Новиков, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин. Двумерный электронный газ в обращенных гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием. // Письма в ЖТФ, 2017, том 43, вып. 12 с. 42 – 51.
89. T. Mimura et.al // Jap. Journ. Appl. Phys. 1980, V.19, № 5, P. L225 – L227.
90. T. Mimura, S. et.al // IEEE Trans. on Electron Dev., 1980, V. ED-27, № 11, P. 2197.
91. D. Delagebeaudeuf et.al //Electron Lett., 1980, V. 16, № 17, P. 667 – 668.
92. D. Delagebeaudeuf, N.T.Linch // IEEE Trans. on Electron Dev., 1981, V. ED-28, № 7, P. 790 – 795.
93. Пашковский А.Б. Новиков С.И. Лапин В.Г. Лукашин В.М.“ Анализ особенностей обращённых гетероструктур с донорно – акцепторным легированием”. **Электроника и микроэлектроника СВЧ**, VI Всероссийская конференция,



Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 29 мая – 1 июня 2017 г. Сборник статей, С.65 – 69.

94. Пашковский А.Б., Новиков С.И., Лапин В.Г., Лукашин В.М. “Динамика квантовых уровней в обращенных гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием” 27-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2017). Севастополь, Крым, Россия. 10—16 сентября 2017г.: Материалы конференции. С. 1090 – 1096.
95. Новиков С.И., Пашковский А.Б., Лапин В.Г., Лукашин В.М. “Исследование уровней размерного квантования в обращённых гетероструктурах с донорно – акцепторным легированием ” 8-я Международная научно – практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ – электроники «МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ» 24 мая 2017 г. Москва, НИЯУ «МИФИ» Сборник трудов конференции С.26 – 27.
96. X. Mei; W. Yoshida, M. Lange, J. Lee et.al // IEEE Electron Device Letters, 2015, V.36, №4, p.327 – 329.
97. G. Moschetti, A. Leuther, H. Maßler, B. Aja et.al //IEEE Microwave and Wireless Components Letters 2015, V.25, №9, p.618 – 620.
98. Y. Campos-Roca; A. Tessmann; B. Amado-Rey; S. Wagner et.al // IEEE Microwave and Wireless Components Letters 2014, V.24 , №11, p.787 – 789.
99. R. Sakamoto, K. Akai, M. “Inoue Real-Space Transfer and Hot-Electron Transport Properties in III-V Semiconductor Heterostructures”. // IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, VOL. 36, NO. 10, OCTOBER 1989, p.2344 – 2352.
100. E. Kobayashi, C. Hamaguchi, T. Matsuoka, K. Taniguchi ”Monte Carlo Study of Hot-Electron Transport in an InGaAs/InAlAs Single Heterostructure” // IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, VOL. 36, NO. 10, OCTOBER 1989, p.2353-2360.
101. Харрисон У. Электронная структура и свойства твердых тел. Физика химической связи: пер. с англ. - М.: Мир, 1983. - Т. 2. - 332 с.
102. Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г., Капралова А.А. “Малосигнальные СВЧ характеристики DA-HEMT”. // Ма-

- териалы 25 Международной Крымской конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" 2015. Севастополь: "Вебер", С. 95-96.
103. А.В. Гарматин. Программа моделирования методом Монте-Карло нестационарных процессов разогрева электронов электрическим полем в полупроводниках. // Электронная техника Сер.1. Электроника СВЧ, 1985 № 3 (377). С.66.
104. Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г., Соколов А.Б. "Уменьшение роли поперечного пространственного переноса электронов и рост выходной мощности гетероструктурных полевых транзисторов". Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 17. С. 84–89.
105. D.Yu. Protasov, K.S. Zuravlev The influence of impurity profiles on mobility of two-dimensional electron gas in AlGaAs/InGaAs/GaAs heterostructures modulation-doped by donors and acceptors // Solid-State Electronics, 2017, V. 129, p. 66-72.
106. Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене. Подвижность и рассеяние электронов на полярных оптических фононах в гетероструктурных квантовых ямах // ФТП, 2000, т. 34, вып. 9, с. 1053-1057.
107. Ю. Пожела, К. Пожела, В. Юцене. Рассеяние электронов на захваченных поверхностных полярных оптических фононах в двухбарьерной гетероструктуре // ФТП, 2007, т. 41, вып. 9, с. 1093 – 1098.
108. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Квантовая механика. Нерелятивистская теория, издание 2, стр. 96, 681, государственное издательство физико - математической литературы, Москва, 1963.
109. S. Adashi. Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors// 2009 John Wiley & Sons, Ltd. ISBN: 978-0-470-74369-0.
110. А.Б. Пашковский "Оценка влияния полупроводниковой структуры на шумовые характеристики гетероструктурных полевых транзисторов"// Микроэлектроника, 1993, Т.22, В.5, С.26-32.
111. Голант Е.И., Капралова А.А., Лукашин В.М., Пашковский А.Б. "Интерференционные эффекты в двухбарьерных структурах в сильных высокочастотных

- электрических полях” 20-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2010). Севастополь, 13-17 сентября 2010г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 884-885, 2010.
112. Капралова А. А., Лукашин В. М., Пашковский А. Б. “Особенности электронного транспорта через двухбарьерные гетероструктуры в сильных высокочастотных электрических полях ”21-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2011). Севастополь, 12-16 сентября 2011г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 818-819, 2011.
113. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин. Мощный полевой транзистор на гетероструктуре с донорно-акцепторным легированием. Микроэлектроника СВЧ, Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 4-7 июня 2012 г. Сборник трудов конференции Том 1, С.83 – 87.
114. Лукашин В. М., Пашковский А. Б., Журавлев К. С., Торопов А. И., Лапин В. Г. Подавление каналов паразитной проводимости и рост мощности гетероструктурных полевых транзисторов. 22-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2012). Севастополь, 10—14 сентября 2012г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 78-79, 2012.
115. К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б.Пашковский, А.Б. Соколов, А.И. Торопов Серийный рHEMT с удельной мощностью 1,4 Вт/мм // Электронная техника, Сер.1, СВЧ - техника, 2012, В.1(512), С. 55- 61.
116. А.А. Кальфа, А.Б. Пашковский Двумерный электронный газ в пространственно неоднородной потенциальной яме // ФТП, 1988, Т.22. В.11. С. 2090-2092.
117. Nicolas C., Cirillo Jr., M.S.Shur, Jonatan K.A. Inverted GaAs/AlGaAs Modulation – Doped Field-Effect Transistors with Extremely High Transconductances //IEEE Electron Dev. Lett. 1986, v/EDL-7, № 2, p.71 – 74.

118. Капралова А. А., Лукашин В.М., Пашковский А.Б. Поперечный пространственный перенос электронов и особенности локализации домена сильного поля в гетероструктурных полевых транзисторах. 22-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2012). Севастополь, 10—14 сентября 2012г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 153-154,. 2012.
119. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин. Перспективы использования в полевых транзисторах гетероструктур с донорно-акцепторным легированием. 23-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2013). Севастополь, 8—13 сентября 2013г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 122-123, 2013.
120. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, Е.И. Голант, А.А. Капралова. Особенности электронного транспорта в полевых транзисторах на гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием. 23-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2013). Севастополь, 8—13 сентября 2013г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 122-123, 2013.
121. К.С. Журавлев, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский. Мощные СВЧ - транзисторы типа рНЕМТ. *11 Российская конференция по физике полупроводников*. Санкт-Петербург, 16–20 сентября 2013. Тезисы докладов С.71.
122. А.А. Борисов, С.В. Щербаков, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. Перспективы развития полевых транзисторах гетероструктур с донорно-акцепторным легированием во ФГУП НПП «ИСТОК». Пульсар – 2013 "Твердотельная электроника. Сложные функциональные блоки РЭА". Материалы конференции. с. 45 – 48, 24 – 25 октября 2013.
123. Advances in Microelectronics: Reviews, Editor Sergey Y. Yurish. K.S. Zhuravlev, D.Yu. Protasov, D.V. Gulyaev, A.K. Bakarov, A.I. Toropov, V.G. Lapin, V.M.

- Lukashin, A.B. Pashkovskii. "New Heterostructures for Higher Power Microwave DA-pHEMTs", Barselona, Spain: IFSA, 2019, volume 2, chapter 8, p. 251-287.
124. K.S. Zhuravlev, D.Yu. Protasov, A.K. Bakarov, A.I. Toropov, D.V. Gulyaev, V.G. Lapin, V.M. Lukashin, and A.B. Pashkovskii. "New Type of Heterostructures for Power pHEMT Transistors". ISSN 8756-6990, Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing, 2020, vol. 56, No 5, pp. 478 – 484.
125. Я.Б. Мартынов, А.Б. Пашковский, Э.В. Погорелова. Лавинная инжекция в мощных полевых транзисторах. Пульсар – 2013 "Твердотельная электроника. Сложные функциональные блоки РЭА". Материалы конференции. с. 182 – 184, 24 – 25 октября 2013.
126. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, А.А. Капралова, К.И. Петров, Е.И. Голант, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. Перспективы использования наноструктур с донорно-акцепторным легированием в производстве мощных полевых транзисторах. 10 Международная научно-практическая конференция «**Нанотехнологии – производству 2014**». г. Фрязино Московской обл., 2-4 апреля 2014. Тезисы докладов С.52-53.
127. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, А.А. Капралова, К.И. Петров, Е.И. Голант, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. Особенности физических процессов в полевых транзисторах на наноструктурах с комбинированным типом легирования. 10 Международная научно-практическая конференция «**Нанотехнологии – производству 2014**». г. Фрязино Московской обл., 2-4 апреля 2014 Тезисы докладов С.54-55.
128. А.А. Борисов, К.С. Журавлев, С.С. Зырин, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.А. Маковецкая, В.И. Новоселец, А.Б. Пашковский, А.И. Торопов, Н.Д. Урсуляк, С.В. Щербаков. Исследование средней дрейфовой скорости электронов в pHEMT транзисторах. Письма в ЖТФ, 2016, Т. 42, В. 16, С.41 – 47.
129. Shur M. // Electronics Letters. 1976, V.12, № 23, P.615-616.
130. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, А.А. Капралова, И.А. Анисимов "Особенности нелокального разогрева электронов в полевых транзисторах на основе

- нитрида галлия”. **Электроника и микроэлектроника СВЧ**. Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 2-5 июня 2014 г. Сборник трудов конференции С.207 – 211.
131. Пашковский А.Б., Новиков С.И., Лукашин В.М. “Феноменологическая модель нелокального разогрева электронов в полевых транзисторах с донорно – акцепторным легированием” 29-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2019). Севастополь, Крым, Россия. 8—14 сентября 2019 г.: Тезисы докладов, С. 104 – 105.
132. Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г., Капралова А.А. (Маковецкая). “Малосигнальные СВЧ характеристики ДА-НЕМТ”. // Материалы 25 Международной Крымской конференции "СВЧ - техника и телекоммуникационные технологии" 2015. Севастополь. "Вебер", С. 95-96.
133. А.А. Капралова, А.Б. Пашковский, В.М. Лукашин, В.Г. Лапин, С.В. Щербаков, К.И. Петров, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. “Исследование малосигнальных СВЧ характеристик полевых транзисторов на гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием”. **Электроника и микроэлектроника СВЧ**, Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 1-4 июня 2015 г. Сборник трудов конференции. Том 1, С.99 – 101.
134. А.А. Капралова, А.Б. Пашковский, В.М. Лукашин, В.Г. Лапин, С.В. Щербаков, К.И.Петров, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. “Малосигнальные СВЧ характеристики ДА-рНЕМТ”. 25-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо' 2015). Севастополь, 6—12 сентября 2015г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 95-96, 2015.
135. А.Б. Пашковский, С.Н. Новиков, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, Я.Б. Мартынов. Особенности всплеска дрейфовой скорости в ДА-рНЕМТ. Письма в ЖТФ, 2018, т. 44, в. 17, с. 103 – 110.

136. А.Б. Пашковский, С.И. Новиков, Я.Б. Мартынов, В.М.Лукашин Оценка всплеска дрейфовой скорости электронов в DA-pHEMT. 9-я Международная научно – практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ – электроники «МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ» 24 мая 2018 г. Москва, НИЯУ «МИФИ» Сборник трудов конференции С. 26 – 27.
137. Пашковский А.Б., Новиков С.И., Маковецкая А.А., Лукашин В.М., Лапин В.Г. “Всплеск дрейфовой скорости электронов в обращенных гетероструктурах ”28-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2018). Севастополь, Крым, Россия. 9—15 сентября 2018г.: Материалы конференции. Т.4, С. 926 – 931.
138. А. Б. Пашковский, А. С. Богданов, В. М. Лукашин, С. И. Новиков. Нелокальная динамика электронов в транзисторных гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием. **Микроэлектроника**, 2020, том 49, № 3, с. 210–225.
139. Я.Б. Мартынов, А.Б. Пашковский, С.И. Новиков “ Особенности нелокального разогрева электронов в полевых транзисторах на основе различных полупроводниковых материалов”. **Электроника и микроэлектроника СВЧ**, Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 1-4 июня 2015 г. Сборник трудов конференции. Том 1, С.85 – 89.
140. Пашковский А.Б., Новиков С.И., Мартынов Я.Б., Лукашин В.М., Лапин В.Г. “Нелокальный разогрев электронов в DA-pHEMT гетероструктурах” 28-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2018). Севастополь, Крым, Россия. 9—15 сентября 2018г.: Материалы конференции. Т.4, С. 920 – 925.
141. Mei X.; Yoshida W., Lange M., Lee J. et.al. // *IEEE Electron Device Letters*, 2015, V.36, №4, p.327 – 329.
142. Moschetti G., Leuther A., Maßler H., Aja V. et.al. // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* 2015, V.25, №9, p.618 – 620.
143. Галиев Г.Б., Васильевский И.С., Климов Е.А., Клочков А.Н., Лаврухин Д.В., Пушкарев С.С., Мальцев П.П. // *ФТП*, 2015,Т. 49. В. 2. С. 241 – 248.

144. Шиленас А., Пожела Ю., Пожела К., Юцене В., Васильевский И.С., Галиев Г.Б., Пушкарев С.С., Климов Е.А. // ФТП, 2013, Т. 47, В. 3, С.348 - 352.
145. Nicolas C., Cirillo Jr., Shur M.S., Jonatan K.A. // IEEE Electron Dev. Lett. 1986, v/EDL-7, № 2, p.71 – 74.
146. Крещук А.М., Лаурс Е.П., Новиков С.В., и др. // ФТП, 1990, т.24, в.6 с. 1145 – 1147.
147. R. Sakamoto, K. Akai, // IEEE Trans. on Electron Dev. **36**(10), 2344(1989).
148. Фистуль В.И. Сильно легированные полупроводники. // Издательство «Наука», Москва 1967 г., 415 с.
149. Пашковский А.Б., Богданов С.А. Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. В. 20. С. 11–14.
150. Сафонов Д.А., Виниченко А.Н., Каргин Н.И., Васильевский И.С. // Письма в ЖТФ, 2018, Т. 44, в. 7, с. 120-127.
151. В.Б. Горфинкель, С.Г. Шофман. // ФТП, 1985, Т.19, В.1, с. 83-87.
152. V. Amado-Rey; Y. Campos-Roca; C. Friesicke; A. Tessmann et.al A 280 GHz stacked-FET power amplifier cell using 50 nm metamorphic HEMT technology // 2016 11th European Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC) Pages: 189 – 192.
153. И.С. Васильевский, А.Н. Виниченко, Н.И. Каргин. 8-я Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ - электроники. Мокеровские чтения. 24.05.2017. Тезисы докладов. с. 28-29.
154. Богданов Ю.М., Пашковский А.Б., Тагер А.С. "Зависимость низкочастотных флуктуаций входной емкости полевого транзистора от профиля легирования канала". // Микроэлектроника, 1993, Т 22, В.2, С.15-19.
155. Богданов Ю.М., Пашковский А.Б., Тагер А.С. "Полевые транзисторы с низкой модуляционной чувствительностью для малошумящих СВЧ устройств". // Радиотехника и Электроника, 1993, Т 33, В.2, С. 346-355.
156. Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г., Голант Е.И., Капралова А.А. "Перспективы развития мощных полевых тран-



- зисторов на гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием”. // ФТП. 2014. Т. 48. В. 5. С. 684–692.
157. C. Gaquiere, J. Grunenutt, D. Jambon, E. Dolos, D. Ducatteau, M. Werquin, D. Treron, P. Fellon. IEEE Electron. Dev. Lett., **26** (8), 533 (2005).
158. C.S. Wu, F. Ren, S.J. Pearton, M. Hu, C.K. Pao, R.F. Wang. IEEE Trans. Electron. Dev., **42**, 1419 (1995).
159. Kushner, L. J., “Estimating Power Amplifier Large Signal Gain,” Microwave Journal, 87 (1990).
160. Zou, J., Abid, Z., Dong, H., Gopinath, A.. Applied Physics Letters. **58**, 2411 (1991).
161. J. Zou, H. Dong, A. Gopinath, and M. S. Shur, IEEE Trans. Electron Devices, IEEE Trans. Electron Devices, **ED-39**, 250 (1992).
162. IEEE Electron Device Letters, **25**(3), 117 (2004).
163. IEEE Electron Device Letters, **33**(9), 1258 (2012).
164. И.А.Баранов, А.В.Климова, Л.В.Манченко, О.И.Обрезан, А.Б.Пашковский. Радиотехника, № 3, 34 (2006).
165. А.Б. Пашковский, В.М. Лукашин, В.Г. Лапин, С.В. Щербаков, А.А. Капралова, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. Полевые транзисторы на гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием. **Электроника и микроэлектроника СВЧ**, Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 1-4 июня 2015 г. Сборник трудов конференции. Том 1, С.19 – 23.
166. С.А. Богданов, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терёшкин, С.В. Щербаков “Полевой транзистор миллиметрового диапазона длин волн на основе псевдоморфной гетероструктуры с дополнительными потенциальными барьерами”. // Письма в Журнал Технической Физики, 2021, том 47, вып. 7 с. 52 – 54.
167. С.А. Богданов, С.Н.Карпов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терешкин, С.В. Щербаков, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев. “ДА-DrHEMT миллиметрового диапазона длин волн”. // Электронная техника, Сер.1, СВЧ - техника, 2021, В.2 (549), С. 19 - 31.

168. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, С.В. Щербаков, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, А.А. Капралова. “Управление положением оптимальной рабочей точки мощного гетероструктурного полевого транзистора путем формирования подзатворного потенциального барьера на основе донорно-акцепторной структуры”. // Письма в Журнал Технической Физики, 2015, том 41, в. 3, с. 81–87.
169. Kushner, L. J., “Estimating Power Amplifier Large Signal Gain,” *Microwave Journal*, 87 (1990).
170. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, , В.Г. Лапин, С.В. Щербаков, А.А. Капралова, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. “Мощные гетероструктурные полевые транзисторы с донорно – акцепторным легированием, эффективно работающие при нулевом смещении на затворе”. // *Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника*, 2014, В.3(522), С. 5- 14.
171. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, А.А. Капралова. Мощные гетероструктурные полевые транзисторы, работающие при нулевом смещении на затворе. **Электроника и микроэлектроника СВЧ**, Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 2-5 июня 2014 г. Сборник трудов конференции С.111 – 113.
172. Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г., Капралова А.А. Мощные гетероструктурные полевые транзисторы, работающие при нулевом смещении на затворе. 24-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2014). Севастополь, 7—13 сентября 2014г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 79-80, 2014.
173. Andrey B. Pashkovskii, Sergey A. Bogdanov, Askhat K. Bakarov , Alexandr B. Grigorenko, K. S. Zhuravlev , Vladimir G. Lapin, Vladimir M. Lukashin, Ilya A. Rogachev, Evgeniy V. Tereshkin, and Sergey V. Shcherbakov. «Milimeter Wave Donor – Acceptor Doped DpHEMT», *IEEE Trans. On Electron Devices*, jan. 2021, vol. 68, issue 1, p. 53-56.

174. A.P. Mills, Jr., L.N. Pfeiffer, K.W. West, C.W. Magee. Mechanisms for Si dopant migration in molecular beam epitaxy  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . *Journal of Applied Physics*, vol. 88, № 7, October 2000.
175. V.G. Lapin, A.M. Temnov, K.I. Petrov, V.A. Krasnik. GaAs Microwave Offset Gate Self-Aligned MESFET's and their applications. GaAs 2000 Conference proceedings, 2nd-3rd October 2000", 314.
176. Лапин В.Г., Красник В.А., Петров К.И., Темнов А.М. Материалы 11 Международной Крымской конференции "СВЧ - техника и телекоммуникационные технологии". Севастополь, Крым, 135.
177. В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, К.И. Петров, А.М. Темнов. Полевые транзисторы со смещенным затвором. *Электронная техника, Сер.1, СВЧ - техника*, 2011, В.4(511), С. 59- 71.
178. Патент РФ №2307424 по заявке № 2005137680/28. Приоритет от 02.12.2005. Мощный СВЧ полевой транзистор с барьером Шоттки. В.Г. Лапин, К.И. Петров, А.М. Темнов.
179. Патент РФ на полезную модель №106442 по заявке № 2011112315/28. Приоритет от 31.03.2011. Опубликовано: 10.07.2011 Бюл. № 19. «Эпитаксиальная структура с широкозонным инжектором для полевых транзисторов» // В.М. Лукашин, А.Б.Пашковский.
180. Патент РФ на полезную модель №111351 по заявке № 2011136159. Приоритет от 31.08.2011. Зарегистрировано: 10.12.2011 Полевой транзистор с увеличенным напряжением пробоя // Е.И. Голант, К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский.
181. Патент РФ № 2361319. Способ изготовления СВЧ полевого транзистора с барьером Шоттки. В.Г. Лапин, К.И. Петров, А.М. Темнов.
182. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин. Мощный полевой транзистор на гетероструктуре с донорно-акцепторным легированием. *Микроэлектроника СВЧ, Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 4-7 июня 2012 г. Сборник трудов Т. 1, с. 83 - 87.*

183. Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г. Подавление каналов паразитной проводимости и рост мощности гетероструктурных полевых транзисторов. 22-я Международная Крымская конференция "СВЧ - техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2012). Севастополь, 10—14 сентября 2012г.: Материалы конференции. "Вебер", с. 78-79, 2012.
184. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин. Перспективы использования в полевых транзисторах гетероструктур с донорно-акцепторным легированием. 23-я Международная Крымская конференция "СВЧ - техника и телекоммуникационные технологии". (КрыМиКо'2013). Севастополь, 8—13 сентября 2013г.
185. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, Е.И. Голант, А.А. Капралова. Особенности электронного транспорта в полевых транзисторах на гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием. 23-я Международная Крымская конференция "СВЧ - техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2013). Севастополь, 8—13 сентября 2013г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 122-123, 2013.
186. К.С. Журавлев, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский. Мощные СВЧ - транзисторы типа рНЕМТ. 11 Российская конференция по физике полупроводников Санкт-Петербург, 16–20 сентября 2013 Тезисы докладов С.71.
187. А.А. Борисов, С.В.Щербаков, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. Перспективы развития полевых транзисторов на гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием во ФГУП НПП «ИСТОК». Пульсар – 2013 "Твердотельная электроника. Сложные функциональные блоки РЭА" Материалы конференции. С. 45 – 48, 24 – 25 октября 2013.
188. Патент РФ №2463685 по заявке № 2011123071. Приоритет от 07.06.2011. Мощный полевой транзистор. А.А. Воробьев, А.В. Галдецкий, В.Г. Лапин.

189. Патент РФ на изобретение №2563319 по заявке № 2014127102. Приоритет от 02.07.2014. Зарегистрировано: 21.08.2015 Мощный полевой транзистор СВЧ// В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев.
190. Патент РФ на изобретение №2563545 по заявке № 2014126324. Приоритет от 27.06.2014. Зарегистрировано: 25.08.2015. Мощный полевой транзистор СВЧ. // В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев.
191. Патент РФ на изобретение №2599275 по заявке № 2015121484. Приоритет от 04.06.2015. Зарегистрировано: 14.09.2016. «Мощный полевой транзистор СВЧ на полупроводниковой гетероструктуре» В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, К.И. Петров А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев.
192. Патент РФ на изобретение №2743225 по заявке № 2020130346. Приоритет от 14.09.2020. Зарегистрировано: 16.02.2021. «Мощный полевой транзистор СВЧ на полупроводниковой гетероструктуре» Богданов С.А., Богданов Ю.М., Лапин В.Г., Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С.
193. Патент РФ на изобретение №2781044 по заявке №2021133029/28(069483). Приоритет от 12.11.2020. Зарегистрировано: 04.10.2022. «Мощный полевой транзистор СВЧ на полупроводниковой гетероструктуре». А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.А. Маковецкая, С.А. Богданов, Е.В. Терешкин, К.С. Журавлев.
194. А.А. Воробьев, А.В. Галдецкий Электронная техника, Сер.1, СВЧ - техника. 3(510), 37 (2011).
195. IEEE Electron Device Letters, 33(9), 1258(2012).
196. И.А. Баранов, А.В. Климова, Л.В. Манченко, О.И. Обрезан, А.Б. Пашковский. Радиотехника, № 3, 34 (2006).
197. В.Г. Лапин. Возможности и перспективы использования Г-образного затвора для изготовления полевых транзисторов СВЧ. // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ - техника. 2018. Вып. 2(537). – С. 52-61.
198. В.Г. Лапин. Перспективы развития и применения DA-рНЕМТ в СВЧ МИС. Электронная техника. Сер. 1. СВЧ - техника. 2017. Вып. 1(532). – С. 26-44.

199. Nicolas C., Cirillo Jr., M.S.Shur, Jonatan K.A. Inverted GaAs/AlGaAs Modulation – Doped Field-Effect Transistors with Extremely High Transconductances // IEEE Electron Dev. Lett. 1986, v/EDL-7, № 2, p.71 – 74.
200. А.М. Крещук, Е.П. Лаурс, С.В. Новиков, И.Г. Савельев, Е.М. Семашко, М.А. Стовповой, А.Я. Шик Инвертированная гетероструктура InP/In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As для полевого транзистора // ФТП, 1990, т.24, в.6 с. 1145 – 1147.
201. Протасов Д.Ю., Гуляев Д.В., Бакаров А.К., Торопов А.И., Ерофеев Е.В., Журавлев К.С. Увеличение насыщенной скорости дрейфа электронов в рНЕМТ-гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием. Письма в ЖТФ, 2018, том 44, вып. 6, с.77 -84.
202. M. Yu et al., “W-band InP HEMT MMICs using finite-ground coplanar waveguide (FGCPW) design,” IEEE J. Solid-State Circuits, vol. 34, no. 9, pp. 1212–1218, Sep. 1999, doi: 10.1109/4.782078.
203. A. Brown, K. Brown, J. Chen, K. C. Hwang, N. Koliass, and R. Scott, “W-band GaN power amplifier MMICs,” IEEE MTT-S Int.Microw. Symp. Dig., Baltimore, MD, USA, Dec. 2011, pp. 1–4, doi: 10.1109/MWSYM.2011.5972571.
204. A. Margomenos et al., “GaN technology for E, W and G-band applications,” in Proc. Compound Semiconductor Integr. Circuit Symp. (CSICs), La Jolla, CA, USA, Oct. 2014, pp. 1–4, doi: 10.1109/CSICS.2014.6978559.
205. T. Palacios et al., “High-power AlGaIn/GaN HEMTs for Ka-band applications,” IEEE Electron Device Lett., vol. 26, no. 11, pp. 781–783, Nov. 2005, doi: 10.1109/LED.2005.857701.
206. А.А. Маковецкая, В.А. Пчелин, В.Г. Лапин, А.Б. Пашковский, В.М. Лукашин, С.В. Щербаков, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. «Мощный усилительный каскад X-диапазона с удельной выходной мощностью более 1 Вт/мм на основе DA-DrHEMT». Материалы XIX координационного научно-технического семинара по СВЧ технике. 2017. Нижний Новгород, С.71-73.
207. Маковецкая А.А. Пчелин В.А. Лапин В.Г., Пашковский А.Б., Лукашин В.М., Щербаков С.В., Журавлёв К.С., Торопов А.И. “Мощный внутрисогласованный транзистор X – диапазона на основе транзистора на гетероструктуре с

- донорно – акцепторным легированием” **Электроника и микроэлектроника СВЧ**, VI Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 29 мая – 1 июня 2017 г. Сборник статей конференции С.192 – 195.
208. А.А. Маковецкая, Пчелин В.А., Лапин В. Г., Пашковский А. Б., Лукашин В. М., Щербаков С.В., Журавлев К. С., Торопов А. И. «GaAs ВСТ X-диапазона с удельной выходной мощностью более 1 Вт/мм». Материалы 27 Международной Крымской конференции "СВЧ - техника и телекоммуникационные технологии" 2017. Севастополь: "Вебер", с. 71-77.
209. А.А. Маковецкая, Пчелин В.А., Лапин В. Г., Пашковский А. Б., Лукашин В. М., Щербаков С.В., Журавлев К. С., Торопов А. И. «GaAs ВСТ X-диапазона с удельной выходной мощностью более 1 Вт/мм». Материалы 27 Международной Крымской конференции "СВЧ - техника и телекоммуникационные технологии" 2017. Севастополь: "Вебер", с. 71-77.
210. D. Fanning, L. Witkowski, J. Stidham, H.-Q. Tserng, M. Muir and P. Saunier. Dielectrically defined optical T-gate for high power GaAs pHEMTs. // GaAs MAN-TECH Conference.
211. Ф. Сечи, М. Буджатти «Мощные твердотельные СВЧ-усилители» под редакцией д.т.н. А. А. Борисова, с. 218-224, Техносфера, Москва, 2016.
212. V. Camarchia, R. Quaglia, A. Piacibello, D. P. Nguyen, H. Wang, and A.-V. Pham. “A review of technologies and design techniques of millimeter-wave power amplifiers,” IEEE Transactions Microwave Theory Techniques, vol. 68, № 7, pp. 2957–2983, Jul. 2020, doi: 10.1109/TMTT.2020.2989792.
213. С.А. Богданов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терёшкин, С.В. Щербаков, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев. DA-DpHEMT миллиметрового диапазона длин волн. Электронная техника, Сер.1, СВЧ - техника. в. 2 (549), 2021.
214. Y. Zhang et al., “Millimeter-wave AlGaIn/GaN HEMTs with 43.6% power-added efficiency at 40 GHz fabricated by atomic layer etching gate recess,” IEEE Electron Device Lett., vol. 41, no. 5, pp. 701–704, May 2020, doi: 10.1109/LED.2020.2984663.

215. Y. Tang et al., “Ultrahigh-speed GaN high-electron-mobility transistors with  $fT/f_{\max}$  of 454/444 GHz,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 36, no. 6, pp. 549–551, Jun. 2015, doi: 10.1109/LED.2015.2421311.
216. A. Barabi, N. Ross, A. Wolfman, O. Shaham, and E. Socher, “A +27 dBm Psat 27 dB Gain W-band Power Amplifier in 0.1  $\mu\text{m}$  GaAs,” in *IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig.*, Dec. 2018, pp. 1345–1347, doi: 10.1109/MWSYM.2018.8439854.
217. J. Ajayan et al., “InP high electron mobility transistors for submillimetre wave and terahertz frequency applications: A review,” *AEU—Int. J. Electron. Commun.*, vol. 94, pp. 199–214, Sep. 2018, doi: 10.1016/j.aeue.2018.07.015.
218. X. Mei et al., “First demonstration of amplification at 1 THz using 25-nm InP high electron mobility transistor process,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 36, no. 4, pp. 327–329, Apr. 2015, doi: 10.1109/LED.2015.2407193.
219. L. John et al., “A 280–310 GHz InAlAs/InGaAs mHEMT power amplifier MMIC with 6.7–8.3 dBm output power,” *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, vol. 29, no. 2, pp. 143–145, Feb. 2019, doi: 10.1109/LMWC.2018.2885916.
220. B. E. Foutz, S. K. O’Leary, M. S. Shur, and L. F. Eastman, “Transient electron transport in wurtzite GaN, InN, and AlN,” *J. Appl. Phys.*, vol. 85, no. 11, pp. 7727–7734, 1999. DOI: 10.1063/1.370577.
221. Протасов Д.Ю., Гуляев Д.В., Бакаров А.К., Торопов А.И., Ерофеев Е.В., Журавлев К.С. Увеличение насыщенной скорости дрейфа электронов в pHEMT-гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием Письма в ЖТФ, 2018, том 44, вып. 6, с.77 -84.
222. D. V. Gulyaev et al., “Influence of the additional p+ doped layers on the properties of AlGaAs/InGaAs/AlGaAs heterostructures for high power SHF transistors,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 49, no. 9, Mar. 2016, Art. no. 095108, doi: 10.1088/0022-3727/49/9/095108.
223. R. E. Williams and D. W. Shaw, “Graded channel FET’s: Improved linearity and noise figure,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 25, no. 6, pp. 600–605, Jun. 1978, doi: 10.1109/T-ED.1978.19143.



224. T. Saemitsu, “InP and GaN high electron mobility transistors for millimeter-wave applications,” *IEICE Electron. Express*, vol. 12, no. 13, 2015, Art. no. 20152005, doi: 10.1587/elex.12.20152005.
225. UMS Foundry Brochure 2019–2020. Accessed: Nov. 21, 2020. [Online]. Available: [https://www.ums-rf.com/wp-content/uploads/2019/10/2019-2020 Foundry Low-version.pdf](https://www.ums-rf.com/wp-content/uploads/2019/10/2019-2020_Foundry_Low-version.pdf).
226. OMMIC Catalog 2019 V2. Accessed: Nov. 21, 2020. [Online]. Available: [https://www.ommic.com/wp-content/uploads/2019/09/OMMIC\\_Catalog-2019\\_V2.pdf](https://www.ommic.com/wp-content/uploads/2019/09/OMMIC_Catalog-2019_V2.pdf)
227. M. Yu et al., “W-band InP HEMT MMICs using finite-ground coplanar waveguide (FGCPW) design,” *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 34, no. 9, pp. 1212–1218, Sep. 1999, doi: 10.1109/4.782078.
228. A. Brown, K. Brown, J. Chen, K. C. Hwang, N. Koliass, and R. Scott, “W-band GaN power amplifier MMICs,” *IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig.*, Baltimore, MD, USA, Dec. 2011, pp. 1–4, doi: 10.1109/MWSYM.2011.5972571.
229. A. Margomenos et al., “GaN technology for E, W and G-band applications,” in *Proc. Compound Semiconductor Integr. Circuit Symp. (CSICs)*, La Jolla, CA, USA, Oct. 2014, pp. 1–4, doi: 10.1109/CSICS.2014.6978559.
230. С.А. Богданов, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терёшкин, С.В. Щербаков. Полевой транзистор миллиметрового диапазона длин волн на псевдоморфной гетероструктуре с дополнительными барьерами. *Письма в Журнал Технической Физики*, 2021, том 47, вып. 7 с. 52 – 54.
231. Schellenberg J. M. // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 63, no. 9, pp. 2833-2840, Sept. 2015.
232. Ture E., Leone S, Brueckneret P. et al., //Conference: 2019 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium - IMS 2019, At Boston, MA, USA.
233. Moon J. S. et al., // 2019 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium P.1130-1132.

234. Ćwikliński M., Brückner P., S. Leone S. et al. //Conference: 2019 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium - IMS 2019, At Boston, MA, USA.
235. Barabi A., Ross N., Wolfman A., Shaham O., Socher E. // 2018 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium - IMS 2018.
236. Foutz B. E., O’Leary S. K., Shur M. S., Eastman L. F. // J. Appl. Phys. 1999, v.85, №11, 7727-7734.
237. Протасов Д.Ю., Гуляев Д.В., Бакаров А.К., Торопов А.И., Ерофеев Е.В., Журавлев К.С. Письма в ЖТФ, 2018, том 44, вып. 6, с.77 -84.
238. Пашковский А. Б., Богданов А. С., Лукашин В. М., Новиков С. И. // Микроэлектроника 2020, том 49, № 3, с. 210–225.
239. Василевский И.С., Виниченко А.Н., Каргин Н.И. 8-я Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники. Мокеровские чтения Тез. докладов. 24.05.2017, с. 28-29.
240. L. John et al., “A 280–310 GHz InAlAs/InGaAs mHEMT power amplifier MMIC with 6.7–8.3 dBm output power,” IEEE Microw. Wireless Compon. Lett., vol. 29, no. 2, pp. 143–145, Feb. 2019, doi: 10.1109/LMWC.2018.2885916.
241. Sung-Jin Cho, Cong Wang, Nam-Yong Kim «High power density Al-GaAs/InGaAs/GaAs PHEMTs using an optimized manufacturing process for Ka-band applications», Microelectronic Engineering, vol. 113, p. 11-19, (2014).
242. H. Wang. (Jul. 2019). Power Amplifiers Performance Survey 2000 - Present. [Online]. Available: <https://gems.ece.gatech.edu/PASurvey.html>
243. Nidhi, S. Dasgupta, S. Keller, J. S. Speck, and U. K. Mishra. “N-polar GaN/AlN MIS-HEMT with fMAX of 204 GHz for Ka-band applications”. IEEE Electron Device Lett., vol. 32, no. 12, pp. 1683–1685, Dec. 2011, doi: 10.1109/LED.2011.2168558.
244. B. Romanczyk et al., “Demonstration of constant 8W/mm power density at 10, 30, and 94 GHz in state-of-the-art millimeter-wave N Polar GaN MISHEMTs,” IEEE Trans. Electron Devices, vol. 65, no. 1, pp. 45–50, Jan. 2018, doi: 10.1109/TED.2017.2770087.

245. Y. Zhang et al., “Millimeter-wave AlGaIn/GaN HEMTs with 43.6% power-added efficiency at 40 GHz fabricated by atomic layer etching gate recess,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 41, no. 5, pp. 701–704, May 2020, doi: 10.1109 / LED.2020.2984663.
246. Y. Tang et al., “Ultrahigh-speed GaN high-electron-mobility transistors with  $f_T$  / $f_{max}$  of 454/444 GHz,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 36, no. 6, pp. 549–551, Jun. 2015, doi: 10.1109/LED.2015.2421311.
247. Alizadeh, M. Frounchi, and A. Medi, “On design of wideband compact-size Ka/Q-band high-power amplifiers,” *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 64, no. 6, pp. 1831–1842, Jun. 2016, doi: 10.1109/TMTT.2016.2554578.
248. Barabi, N. Ross, A. Wolfman, O. Shaham, and E. Socher, “A +27 dBm Psat 27 dB Gain W-band Power Amplifier in 0.1  $\mu$ m GaAs,” in *IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig.*, Dec. 2018, pp. 1345–1347, doi: 10.1109 / MWSYM. 2018.8439854.
249. J. Ajayan et al., “InP high electron mobility transistors for submillimetre wave and terahertz frequency applications: A review,” *AEU—Int. J. Electron. Commun.*, vol. 94, pp. 199–214, Sep. 2018, doi: 10.1016/j.aeue.2018.07.015.
250. X. Mei et al., “First demonstration of amplification at 1 THz using 25-nm InP high electron mobility transistor process,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 36, no. 4, pp. 327–329, Apr. 2015, doi: 10.1109/LED.2015.2407193.
251. L. John et al., “A 280–310 GHz InAlAs/InGaAs mHEMT power amplifier MMIC with 6.7–8.3 dBm output power,” *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, vol. 29, no. 2, pp. 143–145, Feb. 2019, doi: 10.1109 /LMWC. 2018. 2885916.
252. E. Foutz, S. K. O’Leary, M. S. Shur, and L. F. Eastman, “Transient electron transport in wurtzite GaN, InN, and AlN,” *J. Appl. Phys.*, vol. 85, № 11, pp. 7727-7734, 1999. DOI: 10.1063/1.370577.
253. T. Saemitsu, “InP and GaN high electron mobility transistors for millimeter-wave applications,” *IEICE Electron. Express*, vol. 12, no. 13, 2015, Art. no. 20152005, doi: 10.1587/elex.12.20152005.
254. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, А.А. Капралова, К.И. Петров, Е.И. Голант, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. Перспективы использования

- наноструктур с донорно-акцепторным легированием в производстве мощных полевых транзисторов. 10 Международная научно-практическая конференция «Нанотехнологии – производству 2014» г. Фрязино Московской обл., 2-4 апреля 2014 Тезисы докладов С.52-54.
255. Богданов С.А., Богданов Ю.М, Лапин В. Г., Лукашин В.М., Маковецкая А.А., Новиков С.И., Пашковский А.Б., Смирнов В.В, Журавлёв К.С. “Полевые транзисторы с повышенным уровнем линейности ”28-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2018). Севастополь, Крым, Россия. 9—15 сентября 2018г.: Материалы конференции. Т.1, С. 29 – 33.
256. Богданов С.А., Богданов Ю.М, Викторова Н.О., Лапин В. Г., Лукашин В.М., Новиков С.И., Пашковский А.Б., Смирнов В.В, Журавлёв К.С. “Новый метод снижения фазовых шумов генераторов на полевых транзисторах” 28-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2018). Севастополь, Крым, Россия. 9—15 сентября 2018 г.: Материалы конференции. Т.1, С. 34 – 38.
257. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, А.А. Капралова, К.И. Петров, Е.И. Голант, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. Особенности физических процессов в полевых транзисторах на наноструктурах с комбинированным типом легирования. 10 Международная научно-практическая конференция «Нанотехнологии – производству 2014» г. Фрязино Московской обл., 2-4 апреля 2014 Тезисы докладов С.54-55.
258. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, А.А. Капралова. “Мощные гетероструктурные полевые транзисторы, работающие при нулевом смещении на затворе”. Электроника и микроэлектроника СВЧ, Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 2-5 июня 2014 г. Сборник трудов конференции С.111 – 113.
259. Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г., Капралова А.А. Мощные гетероструктурные полевые транзисторы, работающие при нулевом смещении на затворе. 24-я Международная Крымская

- конференция "СВЧ - техника и телекоммуникационные технологии" (Кры-МиКо'2014). Севастополь, 7—13 сентября 2014г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 79 - 80, 2014.
260. А.В. Климова, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский. Поперечный пространственный перенос в полевых транзисторах на гетероструктурах с селективным легированием и границы применимости квазигидродинамических моделей. Физика и Техника Полупроводников, 2009, Т.43, В.1, стр. 113 - 118.
261. А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. Уравнения математической физики. Главная редакция физико-математической литературы издательства НАУКА. Москва, 1977.
262. Полевые транзисторы на арсениде галлия. Принципы работы и технология изготовления. Под ред. Д.В. Ди Лоренцо, Д.Д. Канделуола, Перевод с английского под ред. Г.В. Петрова, М., «Радио и связь», 1988 г., стр. 118.
263. А.А. Воробьев, Е.В. Воробьева, А.В. Галдецкий. Моделирование теплового режима мощных транзисторов и МИС и новый метод монтажа кристаллов. Электронная техника. Сер. 1. СВЧ – техника, 2011, выпуск 3 (510), с. 37 - 41.
264. А.А. Воробьев, А.В. Галдецкий. О возможности создания эффективного теплоотвода мощных СВЧ - транзисторов с помощью структуры со стоп-слоем. Электронная техника. Сер. 1. СВЧ - техника., 2011, выпуск 3 (510), с. 42-54.
265. И.В. Куликова, А.Б. Пашковский, Н.К. Приступчик. «Тепловые режимы мощных полевых транзисторов с донорно-акцепторным легированием» Электроника и микроэлектроника СВЧ, V Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 30 мая-2 июня 2016 г. Сборник трудов конференции. Том 1, С.238 – 241.
266. Пашковский А.Б., Куликова И.В., Лапин В.Г., Лукашин В.М., Приступчик Н.К. “Перспективы использования теплопроводящих покрытий в мощных арсенид-галлиевых полевых транзисторах” 27-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (Кры-МиКо'2017). Севастополь, Крым, Россия. 10—16 сентября 2017г.: Материалы конференции. С. 861 – 867.

267. Пашковский А.Б., Пашковская И.В., Лукашин В.М. “Физические ограничения на характеристики мощных промышленных *GaAs* и *GaN* полевых транзисторов” 29-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2019). Севастополь, Крым, Россия. 8—14 сентября 2019г.: Тезисы докладов, С. 20 – 21.
268. Н.А. Брагина, А.Б. Пашковский, А.С. Тагер. Оценка изменения характеристик полевых транзисторов при охлаждении до 77 К. Микроэлектроника, 1991, Т.20, В.3, С.268-273.
269. P.C. Chao et. al. A new high power GaN-on-diamond HEMT with low - temperature bonded substrate technology. CS MANTECH Conference Digest, 2013, p. 179-182.
270. P.C. Chao, Kanin Chu, Jose Diaz, Carlton Creamer, Scott Sweet land, Ray Kallaher, Craig McCray, Glen D. Via and John Blevins. GaN-on-Diamond HEMTs with 11W/mm Output Power at 10 GHz. MRS Advances / Volume 1 / Issue 02 / January 2016, pp 147 - 155.
271. Ogyun Seok, Young-Hwan Choi, Minki Kim, Jumi Kim, Byungyou Hong and Min-Koo Han. AlGaIn/GaN Schottky Barrier Diodes Employing Diamond-like Carbon passivation // CS MANTECH Conference, May 17th-20th, 2010, Portland, Oregon, USA, p.229.
272. Гиппиус А.А. и др. Патент № 2244983 С1 (RU) от 14.07.2003.
273. David Altman. Improving thermal performance of DoD systems. Engineering the thermal properties of micro and nanomaterials// Raytheon Technology Today, 2012, №1, p. 18.
274. Jezowski, B.A. Danilchenko, M. Boc'kowski, I. Grzegory, S. Krukowski, T. Suski, T. Paszkiewicz. Thermal conductivity of GaN crystals in 4.2–300 K range // Solid State Communications 128 (2003) p. 69–73.
275. O. Madelung. Semiconductors data handbook // 2004. XIV. 691 p.
276. Р. Кондратюк, [materials@ostec-group.ru](mailto:materials@ostec-group.ru) Припой 80Au20Sn свойства и особенности применения. [WWW.electronics.ru](http://WWW.electronics.ru)

277. Ланин, Е. Телеш. Алмазоподобные теплоотводы для изделий электроники повышенной мощности. Силовая Электроника, № 3, 2008.
278. В. Ромченко, В. Конов. CVD-алмазы. Применения в электронике. Электроника: Наука Технология Бизнес, № 4, 2007.
279. Куликова И.В., Лапин В.Г., Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Приступчик Н.К. Исследование тепловых режимов мощных полевых транзисторов с донорно-акцепторным легированием. Электронная техника, серия 1, СВЧ - техника, выпуск 3 (534), 2017.
280. Н.А.Брагина, А.Б.Пашковский, А.С.Тагер Оценка изменения характеристик полевых транзисторов при охлаждении до 77 К Микрoэлектроника, 1991, т. 20, в. 3, с. 268 - 273.
281. Ogyun Seok, Young-Hwan Choi, Minki Kim, Jumi Kim, Byungyou Hong and Min-Koo Han AlGaIn/GaN Schottky Barrier Diodes Employing Diamond-like Carbon passivation // CS MANTECH Conference, May 17th-20th, 2010, Portland, Oregon, USA, p.229.
282. A. Jezowski, В.А. Danilchenko, M. Boc'kowski, I. Grzegory, S. Krukowski, T. Suski, T. Paszkiewicz. Thermal conductivity of GaN crystals in 4.2–300 K range // Solid State Communications 128 (2003) 69–73.
283. Пашковский А.Б., Куликова И.В., Лапин В.Г., Лукашин В.М., Приступчик Н.К. Поверхностный тепловой интерфейс для мощных арсенид-галлиевых гетероструктурных полевых транзисторов. Журнал технической физики, выпуск 2, стр. 252, 2019.
284. P.C. Chao et.al. // CS MANTECH Conference Digest, 2013, p. 179-182.
285. D. Altman. //Engineering the thermal properties of micro and nanomaterials// Raytheon Technology Today, 2012, №1, p. 18.
286. Дудинов К. В., Ипполитов В. М., Пашковский А. Б. // Электронная техника, Сер.1,СВЧ-техника, 2006, В.2(488), С.5 - 7.
287. IEEE Electron Device Letters, 2014, v.35, №10, p. 1013-1015.
288. MORGaN final brochure Nov-2011.

289. Королёв А.Н., Климова А.В., Красник В.А., Ляпин Л.В., Малыщик В.М., Манченко Л.В., Пчелин В.А., Трегубов В.Б. // Радиотехника. 2007 г., №3, С.53-56.
290. Лукашин В.М. Особенности формирования омических контактов в DA-DpHEMT. Электронная техника, серия 1, СВЧ - техника, 2021, выпуск 3 (550), с.15 - 25.
291. A.G. Vasa, Carol I.H. Ashby. Fabrication of GaAs Devices. Institution of Engineering and Technology, UK, 2009.
292. Н.А. Белова, В.Л. Бонч-Бруевич, П.Е. Зильберман, А.Н. Ковалев, П.С. Серебренников, Н.Е. Скворцова. Туннельные диоды. НАУКА, Москва, 1966.
293. Плазменная технология в производстве СБИС, под ред. Н. Айнспрука и Д. Брауна, Москва, «Мир», 1987.
294. Лукашин В.М. Особенности формирования Г и Т – затворов в DA-DpHEMT транзисторах. Электронная техника, серия 1, СВЧ - техника, 2022, выпуск 3 (550), с. 15 - 25.
295. Drukier I., P.C. Wade, and J.W. Thompson, European Microwave Conference, Brighton, England, 1979.
296. T. Furutsuka, et al., Electron. Letts., 15, p. 417, 1979.
297. Niehaus, W.C., et al., Gallium Arsenide and Related Compounds (St. Louis), p. 271, 1976.
298. T. Furutsukia, T. Tsuje, F. Hasegawa, IEEE Trans. Electron. Dev., ED-25, 563, 1976.
299. В.М. Лукашин, И.В. Пашковская. Эффективный теплоотвод для DA - DpHEMT на основе алмазоподобного покрытия заземляющих отверстий. Электронная техника, серия 1, СВЧ - техника, 2022, выпуск 3 (554), с 13 - 21.
300. Бережнова П.В. ,Лукашин В.М., Пашковский А.Б. “Оценка размеров области тепловыделения в мощных полевых транзисторах на гетероструктурах с селективным легированием ”. 17-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2007). Се-



- вастополь, 10-14 сентября 2007г. Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 119-120, 2007. Севастополь: "Вебер", с. 882-883, 2010.
301. Пашковский А.Б. Куликова И.В. Лапин В.Г. Лукашин В.М. Приступчик Н.К. "Теплопроводящее покрытие для мощных арсенид-галлиевых гетероструктурных полевых транзисторов" **Электроника и микроэлектроника СВЧ**, VI Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 29 мая - 1 июня 2017 г. Сборник статей С. 70 – 74.
302. С.А. Богданов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, С.Н. Карпов, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терёшкин А.К. Бакаров, К.С. Журавлев Цифровые барьеры и перспективы развития мощных полевых транзисторов с донорно – акцепторным легированием в миллиметровом диапазоне длин волн. // **Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника**, 2022, В.3 (544), С. 22 – 37.
303. А.Б. Пашковский, С.И. Новиков, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин. «Двумерный электронный газ в обращенных гетероструктурах с донорно – акцепторным легированием». Письма в Журнал Технической Физики, 2017, т. 43, в. 12, с. 42-51.
304. А.Б. Пашковский, С.А. Богданов, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, С.Н. Карпов, Д.Ю. Протасов, И.А. Рогачев, Е.В. Терешкин. «Всплеск дрейфовой скорости электронов в обращенных транзисторных гетероструктурах с донорно – акцепторным легированием и дополнительными цифровыми потенциальными барьерами». Письма в Журнал Технической Физики, 2022, т. 48, в. 12, с. 11-14.
305. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, И.В. Пашковская. «GaN-полевой транзистор с эффективным теплоотводом на Si-подложке». Письма в Журнал Технической Физики, 2023, т. 49, в. 2, с. 10-13.

## **Приложение 1. Список обозначений.**

### **Во введении и в главе 1:**

ВАХ – вольтамперная характеристика.

СВЧ – сверхвысокая частота.

ЭКБ – электронная компонентная база.

ПТ – полевой транзистор.

КПД – коэффициент полезного действия.

MSG – максимальный малосигнальный коэффициент усиления.

HEMT - high electron mobility transistor. Полевой транзистор с высокой подвижностью электронов.

pHEMT - pseudomorphic high electron mobility transistor. Полевой транзистор с высокой подвижностью электронов с псевдоморфным буферным слоем.

DA-DpHEMT – разработанный нами новый класс pHEMT транзисторов с двухсторонним (DpHEMT) расположением слоев донорной и акцепторной примеси относительно слоя InGaAs канала, отличается наличием потенциальных барьеров, которые усиливают локализацию электронов в слое канала.

mHEMT - metamorphic high electron mobility transistor. Полевой транзистор с высокой подвижностью электронов с метаморфным буферным слоем.

$L_{G\text{эфф}}$  - эффективная длина затвора, на которой происходит управление проводимостью канала, учитывающая вклад краевых эффектов в длину области канала, в которой под действием потенциала затвора происходят изменения концентрации электронов и их дрейфовой скорости.

$L_G$  - длина затвора, включающая длину основания затвора и длину козырька (для Г-затвора) или длины двух козырьков (для Т-затвора).

$\mu$  – холловская подвижность электронов.

$n_S$  - холловская концентрация электронов.

$L_{SG}$  - расстояние исток (S) – затвор (G).

$L_{GD}$  - расстояние затвор (G) – сток (D).

$L_{SD}$  - расстояние исток (S) – сток (D).

MSG – максимальный стабильный коэффициент усиления измеряемый в режиме малого сигнала.

$V_{gs}, U_{gs}$  - напряжение затвор – исток.

$U_G$  - напряжение затвор – исток при нулевом потенциале на истоке.

$f_t$  - максимальная частота усиления по току.

$f_{max}$  - максимальная частота генерации.

$T_{max}$  - максимальная температура в транзисторе.

$T(x, y, z)$  - стационарное распределение температур в транзисторе.

$U_{BSD}$  - напряжение пробоя исток – сток.

$U_{BGD}$  - напряжение пробоя затвор – сток.

АПП – алмазоподобное покрытие, формируемое плазмохимическим осаждением.

SI-GaAs – подложка из полуизолирующего арсенида галлия.

$W$  - удельная величина выделяемой в транзисторе тепловой мощности.

$V_{dr}, V_{dr}(x)$  - дрейфовая скорость электронов в подзатворной области канала.

$n(x)$  - концентрация электронов в подзатворной области канала.

$L_g$  - длина основания затвора.

$V_S$  - статическая величина насыщенной дрейфовой скорости электронов.

$V_{SP}$  - всплеск дрейфовой скорости электронов.

$f$  - рабочая частота.

$t$  - время.

$q$  - заряд электрона.

$\omega = 2\pi f$  - круговая частота.

$P_{in}$  - входная СВЧ мощность.

$P_{out}, P_{out}(f)$  - выходная СВЧ мощность.

$(P_{out})_{max}$  - максимальная выходная СВЧ мощность.

$I_D, I_D(f), I_D(t), I_D(\varphi_G(t))$  - ток стока.

$I_{D0} = 0.5I_{Dmax}$  - ток стока в рабочей точке А – режима усиления.

$I_{Dmax}$  - максимальный стационарный ток стока при «+» на затворе.

$U_0$  - напряжение отсечки.

$U_P$  - напряжение насыщения выходных ВАХ полевого транзистора.

$\varphi_{G0}$  - постоянный потенциал затвора.

$\varphi_G(t), \varphi_G$  - потенциал затвора, включает в себя постоянную и СВЧ компоненты потенциала.

$\varphi_{GA}, \varphi_A$  - амплитуда СВЧ потенциала затвора при  $\varphi_G(t) = \varphi_A \cdot \sin(f \cdot t)$ .

$G_{CH}(t)$  - полная проводимость канала, включает в себя проводимость по постоянному току и СВЧ проводимость.

$\varphi_D(t)$  - изменяющийся во времени потенциал стока, содержит постоянную компоненту.

$\varphi_S(t) = 0$  - потенциал заземленного истока.

$I_{CH}(t)$  - полный ток в канале, включает в себя постоянную компоненту в рабочей точке  $I_{D0}$  и СВЧ компоненту  $I_{ch}(t)$ .

$I_{ch}(t)$  - СВЧ ток в канале.

$I_H(t)$  - СВЧ ток в сопротивлении нагрузки.

$C_{tr}$  - проходная емкость.

$L_b$  - блокирующая индуктивность.

$E_D$  - ЭДС источника постоянного смещения, подаваемого на сток.

$R_H$  - активное сопротивление нагрузки на выходе транзистора.

$I_{DS}(U_{DS}), I_D(U_D)$  - статическая выходная ВАХ транзистора.

$I_D^0, I_{D0}$  - постоянный ток стока, протекающий в канале транзистора.

$U_G^0, U_{G0}$  - постоянное напряжение подаваемое на затвор в рабочей точке.

$G_d = \frac{\partial I_{ch}(t)}{\partial \varphi_D(t)}$  или  $G_d = \frac{\Delta I_{ch}(t)}{\Delta \varphi_D(t)}$  - дифференциальная проводимость канала.

$I_D(U_G)$  - статическая переходная ВАХ транзистора.

$L_{SG}$  - длина области канала «исток – затвор» в окне длиной  $L_{SD}$ , вскрытом в слоях омических контактов истока и стока.

$L_{GD}$  - длина области канала «затвор – сток» в окне длиной  $L_{SD}$ , вскрытом в слоях омических контактов истока и стока.

$C_{GS}, C_{GD}, C_{DS}$  - соответственно: емкости затвор – исток, затвор – сток, сток – исток.

$\varepsilon_0, \varepsilon_{Si_3N_4}, \varepsilon_{GaAs}$  - абсолютная диэлектрическая проницаемость, относительные диэлектрические проницаемости нитрида кремния и арсенида галлия.

$b, W_g$  – ширина истока, стока, ширина одной секции затвора.

$\varphi_{внеш}(x)$  - распределение внешнего потенциала по длине канала.

$n_i$  - собственная концентрация электронов.

$I_{CH}(U_G)$  - вид функциональной связи СВЧ тока в активной проводимости канала с амплитудой СВЧ напряжения, подаваемого на затвор.

$U_P$  - напряжение насыщения тока стока на переходной ВАХ.

$I_{Dm}, I_{Dmax}$  - максимальный ток стока - при напряжении насыщения.

$I_{D0}$  - ток стока в рабочей точке А – режима усиления.

$I_D(U_G)$  - функция, описывающая переходную ВАХ транзистора.

$g(U_G(t))$  - дифференциальная крутизна транзистора.

$\langle V_{dr} \rangle$  - средняя дрейфовая скорость электронов, усреднение ведется по различным участкам длины канала.

$\langle V_{dr}(x) \rangle_{L_{эфф}}$  - величина средней дрейфовой скорости электронов под затвором транзистора.

$P_{out}(\omega)$  - зависимость выходной СВЧ мощности от круговой рабочей частоты  $\omega$ .

$I_{ch}(U_G)$  - зависимость СВЧ тока в канале от напряжения на затворе для стационарной переходной ВАХ.

ГДМ, ТМ – обозначения для гидродинамической и температурной моделей.

FET (Field Emission Transistor) – условное обозначение для простейшей конструкции полевого транзистора.

МИС – монолитная интегральная схема.

КПД – коэффициент полезного действия.

ПТШ – полевой транзистор с барьером Шоттки.

ПТШ ГСЛ - полевой транзистор с барьером Шоттки на основе гетероструктуры с селективным легированием.

$q, \vec{v}_i, \varepsilon_i, T_i, m_i, n_i$  – заряд, скорость, энергия, температура, эффективная масса и объемная концентрация электронов в долине с индексом « $i$ ».

$\vec{E}$  – напряженность электрического поля.

$\vec{Q}_i$  – поток тепла, вызванный переносом кинетической энергии между электронами (теплопроводностью электронного газа).

$I_{ni}, I_{pi}, I_{ei}$  гидродинамические генерационно - релаксационные члены в уравнениях для концентрации электронов, их импульса и энергии в каждой из долин, связаны с интегралами столкновений в кинетическом уравнении Больцмана.

$k, k_B$  – постоянная Больцмана.

$\tau_p(\varepsilon), \tau_\varepsilon(\varepsilon)$  - времена релаксации импульса  $p$  и энергии  $\varepsilon$  электронов.

$l_p$  - длина релаксации импульса электронов.

$L_{ij}$  – толщины слоев.

$v_s(\varepsilon), E_s(\varepsilon)$  – статические значения дрейфовой скорости электронов и напряженности электрического поля, соответствующие некоторой кинетической энергии электронов  $\varepsilon$ .

$\tilde{\varepsilon}$  - энергия, переносимая электроном при его выходе из слоя канала в соседний, более широкозонный слой.

$\varepsilon_1, \varepsilon_2$  - средние кинетические энергии электронов в слое канала «1» и в широкозонном слое «2».

$v_{s1}(\varepsilon)$ ,  $v_{s2}(\varepsilon)$  - статическая дрейфовая скорость электронов в слое канала «1» и в широкозонном слое «2».

$E_s(\varepsilon)$  - статическое значение напряженности внешнего продольного электрического поля, соответствующее кинетической энергии электронов  $\varepsilon$ .

$m^* = \frac{m_{\Gamma} n_{\Gamma} + m_L n_L}{n}$  - усредненная по  $\Gamma$  и L – долинам эффективная масса электронов, может иметь нижний индекс 1 или 2, обозначающий принадлежность электрона к первому или второму слою.

$\mu_{1,2}$  – подвижность электронов соответственно, в узкозонном и широкозонном слоях гетероперехода.

$V_{1,2}$  – величина изгиба зон проводимости.

$(\Sigma)_i$  – собственные значения полной энергии электронов (при соответствующей поперечной и продольной компонент импульса).

$i$  - номер размерно – квантовой подзоны ( $i=0, 1 \dots$ ).

$N_{D1}$ ,  $N_{D2}$  – концентрации доноров в узкозонном и в широкозонном полупроводниках, образующих гетеропереход.

$N_{sp}$  – концентрация доноров в слое спейсера.

$l_1$ ,  $a_2$ ,  $d_2$  – ширина потенциальной ямы для электронов в канале, толщина широкозонного слоя (AlGaAs), примыкающего к слою канала (GaAs, InGaAs) и AlGaAs - спейсера с толщиной  $d_2$ .

$K_{1,2}$  – диэлектрические проницаемости соответственно для GaAs и AlGaAs.

$n_{si}$  – поверхностная плотность электронов в размерно – квантовой подзоне с номером  $i$ , ( $n_s = \sum_i n_{si}$ ).

$T$  - температура.

$k_B T$  – характерная тепловая энергия,  $k_B$  - постоянная Больцмана.

$E_F(y)$  – зависимость энергии Ферми от поперечной координаты  $y$ .

$\varphi_{B0}$  – высота барьера контакта металл – полупроводник.

$U_G$  – напряжение на затворе.

$\varphi(x)$  – распределение потенциала по продольной координате  $x$  в канале транзистора.

$E_{y1,2}$  – величины напряженностей поперечных электрических полей на границе гетероперехода.

$E_{gl}$  – ширина запрещенной зоны в слое канала (в GaAs, InGaAs).

$\Delta$  – величина разрыва дна зоны проводимости на границе гетероперехода.

$L_2$  – расстояние от границы гетероперехода, на которое электроны с энергией  $\varepsilon_1$  проникают в широкозонный полупроводник.

$L_1$  – расстояние от границы гетероперехода, на которое электроны с энергией  $\varepsilon_1$  проникают в узкозонный полупроводник.

$h_\delta$  – толщина сильнолегированного слоя широкозонного полупроводника.

$N_\delta$  – концентрация доноров в сильнолегированном слое широкозонного полупроводника.

$I_D$  – ток стока.

$g_m = \frac{\partial I_D}{\partial U_g}$  – дифференциальная крутизна транзистора.

$V_{dr}(E)$  – зависимость стационарной величины дрейфовой скорости от напряженности внешнего электрического поля.

$U_g$  – стационарное напряжение на затворе.

$E_S$  – статическая напряженность внешнего продольного электрического поля в канале.

$Q_S$  – мощность источников тепла, передаваемая в транзисторе через сечение с площадью « $S$ ».

$Q$  – плотность удельной (на единицу ширины затвора) тепловой мощности выделяемой в транзисторе.

$n_{s1,2}$  – поверхностные плотности электронов в узкозонном (*InGaAs*) и в широкозонном (*AlGaAs*) слоях гетероструктуры.

$E_e$  – энергия, отдаваемая электронами в кристаллическую решетку.



$L_{SD}$  - длина окна (длина затворного окна), вскрытого в контактных слоях  $n^+ - GaAs$  и  $n^- - GaAs$  для формирования в этом окне затвора.

$x$  - продольная ось абсцисс, направленная от истока к стоку.

$W_g$  - ширина затвора.

$h = h(x)$  - толщина канала в FET транзисторах.

$N_D$  - концентрация доноров (в частности и в слое канала).

$m^*$  - эффективная масса электронов (в частности, в зоне проводимости слоя канала).

$n$  - концентрация электронов (в частности, в слое канала, не перекрытым потенциальным барьером затвора).

$\varepsilon$  - энергия электронов.

$v$  - дрейфовая скорость электронов.

$\varepsilon_0$  - энергия электронов при температуре кристаллической решетки.

$E_x(\varepsilon)$  - статическая величина продольной внешней напряженности электрического поля в канале, через постоянные времени « $\tau$ » связана с энергией электронов  $\varepsilon$ .

$v_x(\varepsilon)$  - статическая величина продольной дрейфовой скорости электронов в канале, через постоянные времени « $\tau$ » она связана с энергией электронов  $\varepsilon$ .

$L_{SG}, L_g, L_{GD}$  - части длины затворного окна, вскрытого в контактных слоях  $n^+ - GaAs$  и  $n^- - GaAs$  для формирования затвора.  $L_{SG}$  - расстояние исток – затвор,  $L_g$  - длина основания затвора,  $L_{GD}$  - расстояние затвор – сток.

$V_S(E), v_S$  - статическая зависимость дрейфовой скорости от напряженности внешнего электрического поля.

$\langle V_S \rangle$  - средняя дрейфовая скорость электронов в канале, усредненная по эффективной длине затвора  $L_g$ . Эффективная длина превышает длину основания затвора, в ее пределах фактически происходит управление проводимостью канала.

$f_t = \langle V_{dr} \rangle / 2\pi \cdot L_g$  - максимальная частота усиления по току.

$\delta$  – легирование – легирование, проводимое при остановке роста эпитаксиальной структуры с напылением на поверхность полупроводника легирующей примеси. В нашем случае донорами легируются два GaAs слоя, образующих GaAs матрицу. Между слоями матрицы формируется слой донорной примеси Si с толщиной в пределах одного монослоя, эта примесь в процессе роста структуры и диффузии из монослоя Si легирует слои матрицы.

$\vec{k}_x$  - «x» компонента волнового вектора электронов.

$h$  - постоянная Планка.

$\hbar = 2\pi h$  - приведенная постоянная Планка.

$\vec{p}_x = \hbar \vec{k}_x$  - «x» компонента вектора квазиимпульса электронов.

$|\psi(\vec{p}_x)|^2$  - квадрат модуля волновой функции в пространстве  $\vec{p}_x$  - импульсов.

$\hat{H}$  - гамильтониан.

$m$  - эффективная масса плотности состояний в зоне проводимости.

$\eta = \frac{p_x}{\sqrt{m\omega\hbar}}$  - безразмерный  $p_x$  - импульс.

$H(i, \eta)$  - полином Эрмита с четностью « $i$ » в зависимости от безразмерного импульса  $\eta$ .

$\Theta(i, \eta) = |a(i, \eta)|^2$  - функция, описывающая квадрат модуля волновой функции « $a(i, \eta)$ », являющейся решением уравнения Шредингера в импульсном представлении.

$b$  - ширина квантовой ямы.

$\omega$  - частота, входящая в выражение для потенциальной энергии гармонического осциллятора  $U(x) = \frac{m\omega^2 x^2}{2}$ , определяемая по формуле  $\omega = \sqrt{\frac{2U_0}{m \cdot (0.5b)^2}}$ . Входит

в выражение для  $\hat{H}$ .

$U_0$  - глубина потенциальной ямы гармонического осциллятора.

$L_y$  и  $L_z$  - размеры потенциальной ямы гармонического осциллятора в продольных направлениях.

$L_x$  - размер потенциальной ямы гармонического осциллятора в поперечном направлении (в котором имеется размерное квантование).

$\Psi_i(x)$  – огибающая  $i$ -ой собственной волновой функции в поперечном направлении « $x$ » для квантовой ямы DA-DpHEMT гетероструктуры, удовлетворяет нормировке вида:  $\int_0^{x_{\max}} \Psi_i(x) dx = 1$ . Является решением уравнения Шредингера в координатном представлении.

$E_i$  - собственные значения оператора Гамильтона.

$\varphi(x)$  - сумма встроенного и внешнего электрических потенциалов.

$E_x(x)$  – обменная энергия Хартри для электрона.

$E_{C0}(x)$  – функция, задающая на гетерограницах и внутри структуры форму, величину и расположения перепадов потенциальной энергии, соответствующей электрическому потенциалу дна зоны проводимости в отсутствии зарядов электронов в зоне проводимости.

$E_F \equiv 0$  – энергия Ферми при отсутствии внешнего смещения, при внешнем смещении функция  $E_F(x)$ , описывающая внешний электрический потенциал, входит в состав функции  $\varphi(x)$ .

$E_k$  – непрерывный спектр возможных величин кинетической энергии электронов в зоне проводимости.

$N_C(x) = 2 \left( \frac{2\pi m^*(x) k_B T_e}{(2\pi\hbar)^2} \right)^{1.5}$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

$N_D(x)$  и  $N_A(x)$  - концентрации доноров и акцепторов.

$q$  – модуль заряда электрона.

$k(x)$ ,  $k_0$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника и вакуума.

$\vec{k}_x, \vec{k}_y, \vec{k}_z$  - волновые векторы.

$m^*(x)$  – эффективная масса плотности состояний электрона в зоне проводимости.

$T_e = T_e(t)$  – температура газа электронов, определяемая динамикой изменения во времени кинетической энергии электронов  $\varepsilon$ .

$\rho(x)$  - плотность объёмного заряда электронов.

$n_i$  - поверхностная концентрация электронов, находящихся в размерно – квантовой подзоне с номером « $i$ ».

$n_i \cdot |\Psi_i(x)|^2$  - объёмная концентрация электронов, находящихся в размерно – квантовой подзоне с номером « $i$ ».

$q \cdot n_c(x)$  - объёмная плотность заряда электронов в зоне проводимости в состояниях квазинепрерывного спектра, в том числе и в состояниях над квантовой ямой структуры.

$-q \cdot \sum_i n_i \cdot |\Psi_i(x)|^2$  - объёмная плотность заряда электронов, расположенных в квантовой яме структуры в состояниях с поперечным квантованием.

$p_{dr}(t)$  - дрейфовый импульс электронов.

$\varepsilon(t)$  - кинетическая энергия электронов,  $\varepsilon = \frac{3}{2} k_B T_e + \frac{m^* V^2}{2}$ .

$V(t)$ ,  $m^*$  – дрейфовая скорость и эффективная масса плотности состояний, усредненные по долинам.

$E$  – задаваемая источником питания напряженность продольного электрического поля, разогревающего электроны.

$\tau_p(\varepsilon)$ ,  $\tau_\varepsilon(\varepsilon)$  - времена релаксации дрейфового импульса и кинетической энергии.

$p_j$  - вероятность нахождения электрона в слое структуры с номером  $j$ .

$n_S^j$  - поверхностную плотность электронов, находящихся в слое гетеро-структуры, имеющем номер « $j$ ».

$n_S$  – просуммированная по всем слоям гетероструктуры поверхностная концентрация электронов, находящихся в зоне проводимости.

$\int_{x_j} \sum_i n_i \cdot |\Psi_i(x)|^2 dx$  - поверхностная концентрация электронов, находящихся в

состояниях размерного квантования.

$\int_{x_j} n_C(x) dx$  - описывает поверхностную концентрацию электронов, находя-

щихся в состояниях непрерывного спектра зоны проводимости (над квантовой ямой структуры и вне ее).

$\nu_j$  - частота рассеяния электронов в слое структуры с номером  $j$ .

$\nu = \sum_j \nu_j \cdot p_j$  - частота рассеяния электронов.

$V_{Sj}(\varepsilon)$ ,  $E_{Sj}(\varepsilon)$  – статические зависимости дрейфовой скорости электронов и напряженности продольного электрического поля в слое структуры с номером  $j$  от энергии  $\varepsilon = \varepsilon(E)$ .

$V_S(\varepsilon)$  - статическая величина дрейфовой скорости электронов во всей структуре.

$\langle V_{dr}(t) \rangle_t$  - усредненная во времени дрейфовая скорость электронов.

$A_{GC} = \sum_1^5 A_i$  - толщина набора слоев между основанием затвора и каналом в

транзисторе на основе двойной прямой DA-DpHEMT структуры.

$A_{GC} = \sum_1^2 A_i$  - толщина набора слоев между основанием затвора и каналом в

транзисторе на основе двойной обращенной DA-pHEMT структуры.

$A_{ch}$  - толщина слоя канала.

$(N_{D2} + N_{D1} \mp N_S - N_{A2} - N_{A1})$  - поверхностная концентрация электронов в канале или избыточность легирования донорами DA-DpHEMT гетероструктур.

## **В главе 2:**

CP – сверхрешетка.

MC – монослой гетероструктуры, имеет толщину 0.283 нм.

КПД – коэффициент полезного действия.

$U_D$  - напряжение на стоке (исток заземлен).

$U_P$  - напряжение насыщения на выходных ВАХ  $I_D(U_D)$ .

$R_S$  - сопротивление истока, включает в себя сопротивление омического контакта истока.

$R_D$  - сопротивление стока, включает в себя сопротивление омического контакта стока.

$I_D(U_G)$ ,  $I_{ds}(V_{gs})$   $I_D(U_g)$  - переходная ВАХ рНЕМТ транзисторов.

$g_m = \frac{\partial I_D}{\partial U_G}$ ,  $g_m = \frac{\partial I_D}{\partial U_g}$ ,  $g_m(V_{gs})$  - дифференциальная крутизна транзистора.

$P_{in}$  - величина СВЧ мощности, подаваемой на вход измерительного модуля.

$P_{out}$  - величина СВЧ мощности, выделяемой в нагрузке (50 Ом) на выходе измерительного модуля.

$I_D$  - ток стока в рабочей точке выходных ВАХ.

$K_p$  - коэффициент усиления СВЧ мощности.

$\tau$  - длина импульса входной СВЧ мощности.

$R_H$  - сопротивление нагрузки на выходе транзистора.

$U_{BSD}$  - напряжение пробоя исток – сток.

$U_{BGD}$  - напряжение пробоя затвор – сток.

$U_{BGS}$  - напряжение пробоя затвор – исток.

$I_H(t) = I_{ch}(U_G(t))$  - СВЧ ток в сопротивлении нагрузки.

$E_1$ ,  $E_2$  - первый и второй уровни энергии дна размерно - квантовых подзон.

$E_F = 0$  - энергия уровня Ферми в квантовой яме DA-DpНЕМТ транзисторов.

$L_{gs}$ ,  $L_{GS}$  - расстояние между истоковым краем основания затвора и краем истокового контактного  $n^+ - GaAs$  слоя, образующем боковую стенку окна, вскрытого в контактных слоях  $n^+ - GaAs$  и  $n^- - GaAs$ .

$L_{gd}$ ,  $L_{GD}$  - расстояние между стоковым краем основания затвора и краем стокового контактного  $n^+ - GaAs$  слоя, образующем боковую стенку окна, вскрытого в контактных слоях  $n^+ - GaAs$  и  $n^- - GaAs$ .

$L_{sd}$ ,  $L_{SD}$  - расстояние между краем истокового контактного  $n^+ - GaAs$  слоя и краем стокового контактного  $n^+ - GaAs$  слоя, образующими боковые стенки окна, вскрытого в контактных слоях  $n^+ - GaAs$  и  $n^- - GaAs$ .

$L_g$  - длина основания затвора.

ДЭГ – двумерный электронный газ.

$V_{gs}$  - напряжение затвор – исток.

$V_{ds}$  - напряжение сток – исток.

$V_B$  - напряжение пробоя.

$V_{BGD}$  - напряжение пробоя затвор – сток.

$W_{fg}$  - ширина каждой секции затвора.

MSG – максимальный стабильный коэффициент усиления СВЧ мощности.

$f_t$  - максимальная частота усиления по току для транзистора.

$f_{max}$  - максимальная частота генерации для транзистора.

$g_d$  - выходная проводимость транзистора.

АФАР – активная фазированная антенная решетка.

$\vec{E}_0(x)$  - распределение поперечной равновесной напряженности электрического поля под основанием затвора DA-DpHEMT транзисторов.

$E_{C0}(x)$  - поперечное распределение дна зоны проводимости в равновесном случае под основанием затвора DA-DpHEMT транзисторов.

$U_{B0}$  - равновесная высота барьера в затворном контакте металл - полупроводник.

$U$  - напряжение внешнего смещения на барьере затворного контакта металл - полупроводник в промежутке затвор – верхняя GaAs матрица.

$(U_{B0} \pm U)$  - неравновесная высота барьера в затворном контакте металл - полупроводник с учетом напряжения внешнего смещения.

$N_S(U)$  - плотность заряженных поверхностных состояний затворного контакта металл – полупроводник.

$qN_{S0}$  - встроенный заряд поверхностных состояний затворного контакта металл – полупроводник.

$qN_{S1}(U)$  - дополнительный заряд, наводимый в затворном контакте металл – полупроводник источником питания при подаче на затвор напряжения внешнего смещения  $U$ .

$E_C(x,U)$  - неравновесные зонные диаграммы потенциального барьера затворного контакта металл – полупроводник.

$\varphi_B(x,U)$  - поперечное распределение внешнего потенциала в области объемного заряда контакта металл – полупроводник под основанием затвора.

$\varepsilon_1$  - относительная диэлектрическая проницаемость в слое  $AlGaAs$  с долевым содержанием алюминия, равным 0.25.

$\varepsilon_2$  - относительная диэлектрическая проницаемость в  $GaAs$  матрице.

$N_A$  - объемная концентрация акцепторов.

$N_D$  - объемная концентрация доноров.

$x_1 \div x_6$  - набор координат слоев в гетероструктуре.

МПЭ – молекулярно – пучковая эпитаксия.

$U_m(U)$  - локальный максимум на зонных диаграммах потенциального барьера затворного контакта металл – полупроводник,  $U$  - напряжение внешнего смещения на затворе.

$x_2(U)$  - координата локального максимума на зонных диаграммах потенциального барьера затворного контакта металл – полупроводник.

$A_R$  - постоянная Ричардсона – Дэшмена [ $A/cm^2K^2$ ].

$I_{GS}$  - обратный ток насыщения затвора [A].

$I_G$  - ток затвора [A].

$k$  - постоянная Больцмана [ $ДжК^{-1}$ ].

$T_0$  - температура транзистора [K].

$Q_S(x_1, N_A, U)$  - плотность заряда поверхностных состояний затворного контакта металл – полупроводник.



$(x_I, N_A, U)$  - задаваемый при расчете вольт – емкостных характеристик набор параметров и аргумента  $U$ .

$C_d(x_I, N_A, U)$ ,  $C_d(x_I, N_A, u)$  - удельная дифференциальная емкость затворного контакта металл – полупроводник.

### **В главе 3:**

$L_{SG}$ ,  $L_g$ ,  $L_{GD}$  - части длины затворного окна, вскрытого в контактных слоях  $n^+ - GaAs$  и  $n^- - GaAs$  для формирования затвора.  $L_{SG}$  - расстояние исток – затвор,  $L_g$  - длина основания затвора,  $L_{GD}$  - расстояние затвор – сток.

$E_S$  - напряженность внешнего электрического поля, при которой зависимость статической дрейфовой скорости электронов от внешнего электрического поля выходит на участок насыщения.

$Q_S$  - поверхностная плотность выделяемой тепловой мощности  $[Вт \cdot см^{-2}]$  при единичной ширине затвора (1 мм).

$Q(x) = Q_S(x) \cdot L$ ,  $[Вт \cdot см^{-1}]$  - продольное распределение мощности источников тепла в транзисторе.

$L$  - ширина одной секции затвора.

$S_S$  - площадь, занимаемая одним источником тепла в одной секции транзистора в направлениях длины и ширины секции.

$k_B$  - постоянная Больцмана.

$T_e$  - температура электронов.

$\bar{q}$  - плотность потока энергии электронов  $[Дж \cdot (см^2 \cdot с)^{-1}]$ .

$e$  - модуль заряда электронов.

$\vec{E}$  - напряженность внешнего электрического поля.

$n \cdot P(T_e)$  - удельная мощность, передаваемая электронами кристаллической решетке.

$\chi(T_e)$  - электронная теплопроводность  $[Вт \cdot (см \cdot К)^{-1}]$ .

$\theta$  - энергия, переносимая одним электроном в потоке.

$(e \cdot n \cdot V_{dr}) \cdot \vec{E}$  - плотность мощности источников тепловой энергии  $[Вт \cdot см^{-3}]$ ,

приводящих к разогреву электронов относительно кристаллической решетки.

$n \cdot P(T_e)$  - плотность мощности стоков тепловой энергии  $[Вт \cdot см^{-3}]$  в кристаллическую решетку.

$T$ ,  $T(x, y, z)$  - температура кристаллической решетки, стационарное распределение температуры в транзисторе.

$T_e$  - температура электронов.

$K(T)$  - теплопроводность кристаллической решетки  $[Вт \cdot см^{-1} K^{-1}]$ .

$C$  - удельная теплоемкость  $[Дж \cdot кг^{-1} K^{-1}]$ .

$\rho$  - плотность кристаллической решетки транзистора  $[кг \cdot см^{-3}]$ .

$F(t, x, y, z) = \frac{Q(x)}{S_S}$  - объемная плотность мощности источников тепловой энергии, выделяемой в транзисторе  $[Вт \cdot см^{-3}]$ .

гнии, выделяемой в транзисторе  $[Вт \cdot см^{-3}]$ .

SI-GaAs – подложка из полуизолирующего арсенида галлия.

$T_{max}$  - максимально допустимая температура транзистора.

$W_g$  - либо суммарная по всем секциям ширина затвора, либо единичная ширина затвора, равная 1 мм.

$H_{GaAs}$  – толщина подложки в транзисторе.

$k_{GaAs}$  - коэффициент теплопроводности SI-GaAs подложки.

$H_{Au}$  - толщина гальванического золота.

$H_{AuSn}$  - толщина слоя припоя 80Au20Sn.

$k$  – коэффициент теплопроводности гальванического золота.

$k_{AuSn}$  - коэффициент теплопроводности припоя 80Au20Sn.

$T_0$  – температура основания корпуса (медь).

$W$  – выделяемая в транзисторе тепловая мощность при ширине затвора 1 мм

$h$  – расстояние между секциями затвора и источниками тепла.

$h_C$  - толщина АПП в транзисторе с верхним теплоотводом на основе АПП.

$L$  - ширина секций затвора  $G$ , принята равной ширине источников тепла  $Q$ .

$W_Q$  - ширина источников тепла.

$S$ ,  $G$ ,  $D$  и  $Q$  – обозначение секций истока, затвора, стока и секционированных источников тепла.

$\Delta$  - коэффициент, показывающий изменение максимальной температуры транзистора в результате ввода изменений в конструкцию транзистора.

РИТ – реактивное ионное травление.

РИЛТ – реактивное ионно – лучевое травление.

ЭЛЛ – электронно – лучевая литография.

$(\Delta Q)_1$  - заряда электронов в канале, наводимого потенциалом основания затвора при изменении напряжения на затворе на величину  $\Delta U_G$ .

$(\Delta Q)_2$  - заряда электронов в канале, наводимые потенциалом одного или двух козырьков затвора при изменении напряжения на затворе на величину  $\Delta U_G$ .

$C_0$  - емкость «подзатворный слой  $n^- - Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  - канал» под козырьком.

$C_1$  - емкость «основание затвора – канал».

$C_2$  - емкость «kozyрек затвора - подзатворный слой  $n^- - Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ ».

$L_g$  - длина основания затвора.

$L_K$  - длина козырька.

$W_g$  – ширина затвора.

$d_1$  - расстояние от основания затвора до нижней границы канала.

$\varepsilon_1$  - средняя относительная диэлектрическая проницаемость в емкостях козырька « $C_0$ » и затвора « $C_1$ ».

$C_2$  - емкость затворного диэлектрика под козырьком затвора.

$d_2$  - толщина слоя затворного диэлектрика.

$\varepsilon_2$  - относительная диэлектрическая проницаемость затворного  $Si_3N_4$ .

$\Delta R_{ch}$  - уменьшение сопротивления канала при удалении выступающих из под металлизации омических контактов слоев из  $n^- - GaAs$  и  $n^+ - GaAs$ .

## **Приложение 2. Внедрение.**

Разработанные методы наклонного напыления металлизации затвора и очистки поверхности использованы в разработке параметрического ряда транзисторов (ЗП612 А,Б,В ЗП976 А,Б,В,Г,Д, «Плафон» «Полет»), выпускаемых серийно.

Результаты работы использовались в ОКР «Ока», «Озеро», «Орлон», «Обряд», «Стриж», «Омуль», «Обочина», «Отвес-3», «Гвоздика», «Книгоед», «Венец», «Самолет», «Сальвия», «Героиня», «Многоцветник-30», «Модуль СВЧ» (ИФУС), «Модерн-ТОР-ТТУ», «Долговечность-02-ТТУ», «Акваланг-ТОУ», «Овалет-М1-ТТУ», «Триумф-УМЕ», «Помеха-ТТУ» .


Разработанные транзисторы и МИС поставляются в АО «НПП «Салют», АО «НИИЭП», АО «НПО НИИИП-НЗиК», АО «НПП «Алмаз», АО «НПП «Радар ммс», АО «НПП «Салют-25», АО «РЗП», АО «Светлана-Электронприбор», АО «УМЗ», АО «УПКБ «Деталь», АО «ЦКБА», АО «ЦНИРТИ им. академика А.И.Берга», ОАО «ЦНПО «Ленинец», ПАО «Ярославский радиозавод», ООО «Абтроникс», ООО «ТРВ-инжиниринг», АО «ННПО имени М.В. Фрунзе», АО «НПП «Салют-27», АО «НИИМА «Прогресс», НПП «Октава», НПО «Октябрь».

### **Приложение 3. Список трудов соискателя.**

#### **Монографии**

1. Advances in Microelectronics: Reviews, Editor Sergey Y. Yurish. K.S. Zhuravlev, D.Yu. Protasov, D.V. Gulyaev, A.K. Bakarov, A.I. Toropov, V.G. Lapin, V.M. Lukashin, A.B. Pashkovskii “New Heterostructures for Higer Power Microwave DA-pHEMTs”, 2019, volume 2, chapter 8, p. 251-287.

#### **Публикации по теме диссертации в изданиях, индексируемых в базах данных «Web of Science» и «Scopus»**

1. А.Б. Пашковский, И.В. Куликова, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, Н.К. Приступчик, Л.В. Манченко, В.Г. Калина, М.И. Лопин, А.Д. Закурдаев “Поверхностный тепловой интерфейс для мощных арсенид-галлиевых гетероструктурных полевых транзисторов” // **Журнал Технической Физики**, 2019, том.89, вып. 2, с.252 – 257. DOI: [10.21883/JTF.2019.02.47079.2493](https://doi.org/10.21883/JTF.2019.02.47079.2493) 

2. А.В.Климова, В.М.Лукашин, А.Б.Пашковский “Поперечный пространственный перенос в полевых транзисторах на гетероструктурах с селективным легированием и границы применимости квазигидродинамических моделей” **Физика и Техника Полупроводников**, 2009, Т.43, В.1, стр. 113-118.

3. А.Б. Пашковский, С.И. Новиков, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин. “ Двумерный электронный газ в обращенных гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием” // **Письма в Журнал Технической Физики**, 2017, том 43, вып. 12 с.42 – 51. DOI 10.21883/PJTF.2017.12.44707.16718

4. А.Б. Пашковский, С.И. Новиков, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, Я.Б. Мартынов. “Особенности всплеска дрейфовой скорости электронов в DA-pHEMT” // **Письма в Журнал Технической Физики**, 2018, том 44, вып. 17 с.103 – 110. DOI: 10.1134/S1063785018090092

5. А. Б. Пашковский, А. С. Богданов, В. М. Лукашин, С. И. Новиков “Нелокальная динамика электронов в транзисторных гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием” // **Микроэлектроника** 2020, том 49, № 3, с. 210–225. (9). DOI: 10.31857/S0544126920030059

6. А.А. Борисов, К.С. Журавлев, С.С. Зырин, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.А. Маковецкая, В.И. Новоселец, А.Б. Пашковский, А.И. Торопов, Н.Д. Урсуляк, С.В. Щербаков “Исследование средней дрейфовой скорости электронов в pHEMT транзисторах” // **Письма в Журнал Технической Физики**, 2016, том 42, вып. 16, с.41 – 47.

7. В.М. Лукашин, А.Б.Пашковский, К.С.Журавлев, А.И.Торопов, В.Г.Лапин, А.Б.Соколов “Уменьшение роли поперечного пространственного переноса элек-

тронов и рост выходной мощности гетероструктурных полевых транзисторов”// **Письма в Журнал Технической Физики**, 2012, т.38. в. 17, стр. 84-89.

8. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, Е.И. Голант, А.А. Капралова “Перспективы развития мощных полевых транзисторов на гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием”// **Физика и Техника Полупроводников**, 2014, том 48, В.5, стр. 684-692.

9. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, С.В. Щербаков, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, А.А. Капралова “Управление положением оптимальной рабочей точки мощного гетероструктурного полевого транзистора путем формирования подзатворного потенциального барьера на основе донорно-акцепторной структуры”// **Письма в Журнал Технической Физики**, 2015, том 41, вып. 3 с.81 – 87.

10. С.А. Богданов, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терёшкин, С.В. Щербаков “Полевой транзистор миллиметрового диапазона длин волн на основе псевдоморфной гетероструктуры с дополнительными потенциальными барьерами”// **Письма в Журнал Технической Физики**, 2021, том 47, вып. 7 с.52 – 54 ((25)).  
DOI: 10.21883/PJTF.2021.07.50802.18640

11. K. S. Zhuravlev, D. Yu. Protasov, A. K. Bakarov, A. I. Toropov, D. V. Gulyaev, V. G. Lapin, V. M. Lukashin, and A. B. Pashkovskii “New Type of Heterostructures for Powerful pHEMT Transistors” ISSN 8756-6990, Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing, 2020, Vol. 56, No. 5, pp. 478–484. Published in Avtometriya, 2020, Vol. 56, No. 5, pp. 36–43. DOI: 10.3103/S8756699020050155

12. Andrey B. Pashkovskii, Sergey A. Bogdanov, Askhat K. Bakarov , Alexandr B. Grigorenko, K. S. Zhuravlev , Vladimir G. Lapin, Vladimir M. Lukashin, Ilya A. Rogachev, Evgeniy V. Tereshkin, and Sergey V. Shcherbakov «Millimeter Wave Donor – Acceptor Doped DpHEMT», **IEEE Trans. On Electron Devices**, Jan. 2021, vol. 68, issue 1, p. 53-56.

13. А.Б. Пашковский, С.А. Богданов, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, С.Н. Карпов, Д.Ю. Протасов, И.А. Рогачёв, Е.В. Терёшкин “Всплеск дрейфовой скорости электронов в обращенных транзисторных гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием и дополнительными цифровыми потенциальными барьерами”// **Письма в Журнал Технической Физики**, 2022, том 48, вып. 12 с.11 – 14. DOI: 10.21883/PJTF.2022.12.52671.19184

14. А.Б. Пашковский, С.И. Новиков, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин. «Двумерный электронный газ в обращенных гетероструктурах с донорно – акцепторным легированием». **Письма в Журнал Технической Физики**, 2017, т. 43, в. 12, с. 42-51.

15. А.Б. Пашковский, С.А. Богданов, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, С.Н. Карпов, Д.Ю. Протасов, И.А. Рогачев, Е.В. Терешкин. «Всплеск дрейфовой скорости электронов в обращенных транзисторных гетероструктурах с донорно – акцепторным легированием и дополнительными цифровыми потенциальными барьерами». **Письма в Журнал Технической Физики**, 2022, т. 48, в. 12, с. 11-14.

16. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, И.В. Пашковская. «GaN – полевой транзистор с эффективным теплоотводом на Si – подложке». **Письма в Журнал Технической Физики**, 2023, т. 49, в. 2, с. 10-13.

**Публикации по теме диссертации в журналах из перечня ВАК не индексируемых в базах данных «Web of Science» и «Scopus».**

17. **Лукашин В.М.** Особенности формирования омических контактов в DA-DrHEMT. **Электронная техника, серия 1, СВЧ - техника**, 2021, выпуск 3 (550), с.15 - 25.

18. **Лукашин В.М.** Особенности формирования Г и Т – затворов в DA-DrHEMT транзисторах. **Электронная техника, серия 1, СВЧ - техника**, 2022, выпуск 1 (552), с 20 - 32.

19. В.М. Лукашин, И.В. Пашковская. Эффективный теплоотвод для DA-DrHEMT на основе алмазоподобного покрытия заземляющих отверстий. **Электронная техника, серия 1, СВЧ - техника**, 2022, выпуск 3 (554), с 13 - 21.

20. Бережнова П.В., Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Ратникова А.К.

“Оценка области нелокального тепловыделения в мощных гетероструктурных полевых транзисторах” **Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника**, 2007, В.4(492), С.21 - 24.

21. Куликова И.В., Лапин В.Г., Лукашин В.М, Пашковский А.Б., Приступчик Н.К. “Исследование тепловых режимов мощных полевых транзисторов с донорно-акцепторным легированием” // **Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника**, 2017, В.3(534), с. 6-21.

22. А.Б. Пашковский., В.М. Лукашин, Я.Б. Мартынов, В.Г. Лапин, А.А. Капралова, И.А. Анисимов “Нелокальный дрейф электронов в полевых транзисторах на основе нитрида галлия”// **Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника**, 2014, В.4(523), с. 5-16.

23. С.И. Новиков, А.Б. Пашковский, Я.Б. Мартынов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.А. Маковецкая. “Особенности заполнения размерно - квантованных подзон в обращённых гетероструктурах с донорно – акцепторным легированием” // **Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника**, 2018, В.1(536), С. 6-20.

24. А.А. Борисов, С.С. Зырин, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.А. Маковецкая, В.И. Новоселец, А.Б. Пашковский, Н.Д. Урсуляк, С.В. Щербаков, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. “Анализ малосигнальных СВЧ-характеристик DA-pHEMT”// Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2016, В.1(528), С. 65- 69.
25. В.Г Лапин. В.М. Лукашин, К.И. Петров, А.М. Темнов. Полевые транзисторы со смещенным затвором // Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2011, В.4(511), с. 59 - 71.
26. Н.А.Кувшинова, В.Г Лапин, В.М. Лукашин, К.И.Петров. Мощный полевой транзистор со смещенным к истоку Г-образным затвором. Радиотехника, 2011 г. № 11, с. 90-93.
27. А.А. Капралова, В.М. Лукашин, Л.В. Манченко, А.Б. Пашковский, В.А. Пчелин. Уменьшение погрешности контактирования при измерении параметров мощных полевых транзисторов. Радиотехника, 2011, №4, с. 67-71.
28. К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, А.Б. Соколов, А.И. Торопов. “Серийный рHEMT с удельной мощностью 1,4 Вт/мм ”. Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2012, В.1(512), С. 55-61.
29. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, С.В. Щербаков, А.А. Капралова, К.С. Журавлев, А.И. Торопов “Мощные гетероструктурные полевые транзисторы с донорно – акцепторным легированием, эффективно работающие при нулевом смещении на затворе” // Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2014, В.3(522), С. 5 - 14.
30. А.А. Борисов, С.С. Зырин, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.А. Маковецкая, В.И. Новоселец, А.Б. Пашковский, Н.Д. Урсуляк, С.В. Щербаков, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. Анализ малосигнальных СВЧ-характеристик DA-pHEMT. Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2016, В.1 (528), с. 65-69.
31. А.А. Маковецкая, Д.В. Калита, В.А. Пчелин, В.Г. Лапин, А.Б. Пашковский, В.М. Лукашин, С.В. Щербаков, С.И. Новиков. “Усилительный каскад X-диапазона частот с выходной мощностью более 6 Вт на гетероструктурных полевых транзисторах с донорно – акцепторным легированием” // Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2018, В.1 (536), С. 25- 31. ((30)).
32. С.А. Богданов, С.Н. Карпов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терёшкин, С.В. Щербаков, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев “DA-DrHEMT миллиметрового диапазона длин волн” // Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2021, В.2 (549), С. 19 - 31.



33. С.А. Богданов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, С.Н. Карпов, А.Б. Пашковский, И.А. Рогачёв, Е.В. Терёшкин А.К. Бакаров, К.С. Журавлев Цифровые барьеры и перспективы развития мощных полевых транзисторов с донорно – акцепторным легированием в миллиметровом диапазоне длин волн. // Электронная техника, Сер.1, СВЧ-техника, 2022, В.3 (544), С. 22 – 37.

### Тезисы конференций

34. Бережнова П.В., Лукашин В.М., Пашковский А.Б.

“Оценка размеров области тепловыделения в мощных полевых транзисторах на гетероструктурах с селективным легированием”. 17-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2007). Севастополь, 10-14 сентября 2007г. Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 119-120, 2007. Севастополь: "Вебер", с. 882-883, 2010.

35. Голант Е.И., Капралова А.А., Лукашин В.М., Пашковский А.Б.

“Интерференционные эффекты в двухбарьерных структурах в сильных высокочастотных электрических полях. ”20-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2010). Севастополь, 13-17 сентября 2010г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 884-885, 2010.

36. Капралова А. А., Лукашин В. М., Пашковский А. Б.

“Особенности электронного транспорта через двухбарьерные гетероструктуры в сильных высокочастотных электрических полях. ”21-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2011). Севастополь, 12-16 сентября 2011г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 818-819, 2011.

37. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин. Мощный полевой транзистор на гетероструктуре с донорно-акцепторным легированием. Микроэлектроника СВЧ, Всероссийская конференция, Санкт - Петербург, СПбГЭТУ 4-7 июня 2012 г. Сборник трудов конференции. Т. 1, С.83 – 87.

38. Лукашин В. М., Пашковский А. Б., Журавлев К. С., Торопов А. И., Лапин В. Г. Подавление каналов паразитной проводимости и рост мощности гетероструктурных полевых транзисторов. 22-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2012). Севастополь, 10—14 сентября 2012г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 78-79, 2012.

39. Капралова А. А., Лукашин В.М., Пашковский А.Б.

Поперечный пространственный перенос электронов и особенности локализации домена сильного поля в гетероструктурных полевых транзисторах. 22-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные

технологии" (КрыМиКо'2012). Севастополь, 10—14 сентября 2012г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 153-154., 2012.

40. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин. Перспективы использования в полевых транзисторах гетероструктур с донорно-акцепторным легированием. 23-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2013). Севастополь, 8—13 сентября 2013г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 122-123, 2013.

41. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, Е.И. Голант, А.А. Капралова. Особенности электронного транспорта в полевых транзисторах на гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием. 23-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2013). Севастополь, 8—13 сентября 2013г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 122-123, 2013.

42. К.С. Журавлев, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский. Мощные СВЧ - транзисторы типа рНЕМТ. *11 Российская конференция по физике полупроводников*. Санкт-Петербург, 16–20 сентября 2013. Тезисы докладов С.71.

43. А.А.Борисов, С.В.Щербаков, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г.Лапин, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. Перспективы развития полевых транзисторах гетероструктур с донорно-акцепторным легированием во ФГУП НПП «ИСТОК». Пульсар – 2013 "Твердотельная электроника. Сложные функциональные блоки РЭА". Материалы конференции. с. 45 – 48, 24 – 25 октября 2013.

44. Я.Б. Мартынов, А.Б. Пашковский, Э.В. Погорелова. Лавинная инжекция в мощных полевых транзисторах. Пульсар – 2013 "Твердотельная электроника. Сложные функциональные блоки РЭА". Материалы конференции. с. 182 – 184, 24 – 25 октября 2013.

45. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, А.А. Капралова, К.И. Петров, Е.И. Голант, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. Перспективы использования наноструктур с донорно-акцепторным легированием в производстве мощных полевых транзисторах. 10 Международная научно-практическая конференция «**Нанотехнологии – производству 2014**». г. Фрязино Московской обл., 2-4 апреля 2014. Тезисы докладов С.52-53.

46. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, А.А. Капралова, К.И. Петров, Е.И. Голант, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. Особенности физических процессов в полевых транзисторах на наноструктурах с комбинированным типом легирования. 10 Международная научно-практическая конференция «**Нанотехно-**

логии – производству 2014». г. Фрязино Московской обл., 2-4 апреля 2014 Тезисы докладов С.54-55.

47. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев, А.И. Торопов, В.Г. Лапин, А.А. Капралова. Мощные гетероструктурные полевые транзисторы, работающие при нулевом смещении на затворе. **Электроника и микроэлектроника СВЧ**, Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 2-5 июня 2014 г. Сборник трудов конференции С.111 – 113.

48. В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, А.А. Капралова, И.А. Анисимов “Особенности нелокального разогрева электронов в полевых транзисторах на основе нитрида галлия”. **Электроника и микроэлектроника СВЧ**. Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 2-5 июня 2014 г. Сборник трудов конференции С.207 – 211.

49. Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С., Торопов А.И., Лапин В.Г., Капралова А.А. Мощные гетероструктурные полевые транзисторы, работающие при нулевом смещении на затворе. 24-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2014). Севастополь, 7—13 сентября 2014г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 79-80, 2014.

50. А.Б. Пашковский, В.М. Лукашин, В.Г. Лапин, С.В. Щербаков, А.А. Капралова, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. Полевые транзисторы на гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием. **Электроника и микроэлектроника СВЧ**, Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 1-4 июня 2015 г. Сборник трудов конференции. Том 1, С.19 – 23.

51. Я.Б. Мартынов, А.Б. Пашковский, С.И. Новиков “ Особенности нелокального разогрева электронов в полевых транзисторах на основе различных полупроводниковых материалов”. **Электроника и микроэлектроника СВЧ**, Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 1-4 июня 2015 г. Сборник трудов конференции. Том 1, С.85 – 89.

52. А.А. Капралова, А.Б. Пашковский, В.М. Лукашин, В.Г. Лапин, С.В. Щербаков, К.И.Петров, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. “Исследование малосигнальных СВЧ характеристик полевых транзисторов на гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием”. **Электроника и микроэлектроника СВЧ**, Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 1-4 июня 2015 г. Сборник трудов конференции. Том 1, С.99 – 101.

53. А.А. Капралова, А.Б. Пашковский, В.М. Лукашин, В.Г. Лапин, С.В. Щербаков, К.И.Петров, К.С. Журавлев, А.И. Торопов. “Малосигнальные СВЧ характеристики DA-pHEMT”.

25-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2015). Севастополь, 6—12 сентября 2015г.: Материалы конференции. Севастополь: "Вебер", с. 95-96, 2015.

54. Новиков С.И., Пашковский А.Б., Лапин В.Г., Лукашин В.М. "Исследование уровней размерного квантования в обращённых гетероструктурах с донорно – акцепторным легированием" 8-я Международная научно – практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ – электроники «МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ» 24 мая 2017 г. Москва, НИЯУ «МИФИ» Сборник трудов конференции С.26 – 27.

55. Пашковский А.Б., Куликова И.В., Лапин В.Г., Лукашин В.М., Приступчик Н.К. "Теплопроводящее покрытие для мощных арсенид-галлиевых гетероструктурных полевых транзисторов" **Электроника и микроэлектроника СВЧ**, VI Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 29 мая-1 июня 2017 г. Сборник статей конференции С. 70 – 74.

56. Пашковский А.Б., Новиков С.И., Лапин В.Г., Лукашин В.М. "Анализ особенностей обращённых гетероструктур с донорно – акцепторным легированием". **Электроника и микроэлектроника СВЧ**, VI Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 29 мая – 1 июня 2017 г. Сборник статей конференции С.65 – 69.

57. Маковецкая А.А. Пчелин В.А. Лапин В.Г., Пашковский А.Б., Лукашин В.М., Щербаков С.В., Журавлёв К.С., Торопов А.И. "Мощный внутрисогласованный транзистор X – диапазона на основе транзистора на гетероструктуре с донорно – акцепторным легированием" **Электроника и микроэлектроника СВЧ**, VI Всероссийская конференция, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ 29 мая – 1 июня 2017 г. Сборник статей конференции С.192 – 195.

58. Маковецкая А.А., Пчелин В.А., Лапин В.Г., Пашковский А.Б., Лукашин В.М., Щербаков С.В., Журавлев К.С., Торопов А.И. "GaAs ВСТ X-диапазона с удельной выходной мощностью более 1 Вт/мм". 27-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2017). Севастополь, Крым, Россия. 10—16 сентября 2017г.: Материалы конференции. С. 71 – 77.

59. Пашковский А.Б., Куликова И.В., Лапин В.Г., Лукашин В.М., Приступчик Н.К. "Перспективы использования теплопроводящих покрытий в мощных арсенид-галлиевых полевых транзисторах" 27-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2017). Севастополь, Крым, Россия. 10—16 сентября 2017г.: Материалы конференции. С. 861 – 867.

60. Пашковский А.Б., Новиков С.И., Лапин В.Г., Лукашин В.М. “Динамика квантовых уровней в обращенных гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием” 27-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2017). Севастополь, Крым, Россия. 10—16 сентября 2017г.: Материалы конференции. С. 1090 – 1096.

61. А.Б. Пашковский, С.И. Новиков, Я.Б. Мартынов, В.М.Лукашин “ Оценка всплеска дрейфовой скорости электронов в DA-pHEMT ” 9-я Международная научно – практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ – электроники «МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ» 24 мая 2018 г. Москва, НИЯУ «МИФИ» Сборник трудов конференции С.26 – 27.

62. Богданов С.А., Богданов Ю.М, Лапин В. Г., Лукашин В.М., Маковецкая А.А, Новиков С.И., Пашковский А.Б., Смирнов В.В, Журавлёв К.С. “Полевые транзисторы с повышенным уровнем линейности”28-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2018). Севастополь, Крым, Россия. 9—15 сентября 2018г.: Материалы конференции. Т.1, С. 29 – 33.

63. Богданов С.А., Богданов Ю.М, Викторова Н.О., Лапин В. Г., Лукашин В.М., Новиков С.И., Пашковский А.Б., Смирнов В.В, Журавлёв К.С. “Новый метод снижения фазовых шумов генераторов на полевых транзисторах” 28-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2018). Севастополь, Крым, Россия. 9—15 сентября 2018г.: Материалы конференции. Т.1, С. 34 – 38.

64. Пашковский А.Б., Новиков С.И., Мартынов Я.Б., Лукашин В.М., Лапин В.Г. “Нелокальный разогрев электронов в DA-pHEMT гетероструктурах” 28-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2018). Севастополь, Крым, Россия. 9—15 сентября 2018г.: Материалы конференции. Т.4, С. 920 – 925.

65. Пашковский А.Б., Новиков С.И., Маковецкая А.А., Лукашин В.М., Лапин В.Г. “Всплеск дрейфовой скорости электронов в обращенных гетероструктурах ”28-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2018). Севастополь, Крым, Россия. 9—15 сентября 2018г.: Материалы конференции. Т.4, С. 926 – 931.

66. Пашковский А.Б., Пашковская И.В., Лукашин В.М. “Физические ограничения на характеристики мощных промышленных *GaAs* и *GaN* полевых транзисторов” 29-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2019). Севастополь, Крым, Россия. 8—14 сентября 2019г.: Тезисы докладов, С. 20 – 21.

67. Пашковский А.Б., Новиков С.И., Лукашин В.М. “Феноменологическая модель нелокального разогрева электронов в полевых транзисторах с донорно – акцепторным легированием” 29-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2019). Севастополь, Крым, Россия. 8—14 сентября 2019г.: Тезисы докладов, С. 104 – 105.

**Личный вклад автора:** статьи 17, 18, написаны автором лично.

1. В статьях (1 - 16, 33 - 67) принято участие в постановке задачи, в разработке конструкции эпитаксиальных структур, в разработке транзисторов, получении, обработке и обсуждении результатов.

2. В статьях (19 - 32) принято участие в постановке задачи, в разработке конструкции и технологии транзисторов и в обсуждении результатов.

### **Патенты и свидетельства по теме диссертации.**

1. Патент РФ на полезную модель №80069 по заявке № 2008133793. Приоритет от 19.08.2008. «Гетероэпитаксиальная структура для полевых транзисторов» // Е.И. Голант, К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, Ю.Н. Свешников.

2. Свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ № 2007615207. Заявка № 2007615049 от 13.12.2007, зарегистрирована 25.12.2007. «Перенос ГСЛ» // Е.И. Голант, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский.

3. Патент РФ на полезную модель №106442 по заявке № 2011112315/28. Приоритет от 31.03.2011. Опубликовано: 10.07.2011 Бюл. № 19. «Эпитаксиальная структура с широкозонным инжектором для полевых транзисторов» // В.М. Лукашин, А.Б.Пашковский.

4. Патент РФ на полезную модель №111351 по заявке № 2011136159. Приоритет от 31.08.2011. Зарегистрировано: 10.12.2011 Полевой транзистор с увеличенным напряжением пробоя // Е.И. Голант, К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский.

5. Патент РФ на изобретение №2563319 по заявке № 2014127102. Приоритет от 02.07.2014. Зарегистрировано: 21.08.2015 Мощный полевой транзистор СВЧ// В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев.

6. Патент РФ на изобретение №2563545 по заявке № 2014126324. Приоритет от 27.06.2014. Зарегистрировано: 25.08.2015. Мощный полевой транзистор СВЧ. // В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев.

7. Патент РФ на изобретение №2599275 по заявке № 2015121484. Приоритет от 04.06.2015. Зарегистрировано: 14.09.2016. «Мощный полевой транзистор СВЧ на полупроводниковой гетероструктуре» // В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, К.И. Петров А.Б. Пашковский, К.С. Журавлев.

8. Патент РФ на изобретение №2743225 по заявке № 2020130346. Приоритет от 14.09.2020. Зарегистрировано: 16.02.2021. «Мощный полевой транзистор СВЧ на полупроводниковой гетероструктуре» // Богданов С.А., Богданов Ю.М., Лапин В.Г., Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С.

9. Патент РФ на изобретение №2781044 по заявке №2021133029/28(069483). Приоритет от 12.11.2020. Зарегистрировано: 04.10.2022. «Мощный полевой транзистор СВЧ на полупроводниковой гетероструктуре». А.Б. Пашковский, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, А.А. Маковецкая, С.А. Богданов, Е.В. Терешкин, К.С. Журавлев.

#### **Другие патенты и свидетельства соискателя.**

10. Патент РФ на полезную модель №101865 по заявке № 2010136680. Приоритет от 02.09.2010. Зарегистрирован 27.01.2011.

«Лавинный фотодиод с многоступенчатым усилением фототока // Е.И. Голант, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский.

11. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2012660242 по заявке №2012618026. Зарегистрировано 14.10. 2012 г. «TunnelingToLevels» Пашковский А.Б., Голант Е.И., Лукашин В.М.

12. Патент РФ на полезную модель № 111351 по заявке № 2011136159. Приоритет от 31.08.2011 г. Зарегистрирован 10.10.2011 г. «Полевой транзистор с увеличенным напряжением пробоя» Голант Е.И., Журавлев К.С., Лапин В.Г., Лукашин В.М., Пашковский А.Б.

13. Патент РФ на полезную модель № 106442 по заявке № 2011112315/28. Приоритет от 31.03.2011 г. Зарегистрирован 10.07.2011 г Бюл. № 19. «Эпитаксиальная структура с широкозонным инжектором для полевых транзисторов». Лукашин В.М., Пашковский А.Б.

14. Патент РФ на полезную модель № 105781 по заявке № 2011112314. Приоритет от 31.03.2011 г. Зарегистрирован 20.06.2011 г. «Инверсионная эпитаксиальная структура для полевых транзисторов». Лукашин В.М., Пашковский А.Б.

15. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2011614403 по заявке №2011612548. Зарегистрировано 03.06. 2011 г. «QcalcGES-mod» Пашковский А.Б., Голант Е.И., Лукашин В.М.

16. Свидетельство о государственной регистрации базы данных № 2008620055 по заявке № 2007620387. Зарегистрировано 21.01. 2007 г. «INFO-FORM» Игнатовский А.Н., Лукашин В.М.

17. Патент РФ на полезную модель № 80069 по заявке № 2008133793. Приоритет от 19.08.2008 г. Зарегистрирован 20.01.2009 г. «Гетероэпитаксиальная структура для полевых транзисторов». Голант Е.И., Журавлев К.С., Лапин В.Г., Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Свешников Ю.Н.

18. Патент РФ на полезную модель № 91476 по заявке № 2009142697. Приоритет от 19.11.2009 г. Зарегистрирован 10.02.2010 г. «Термоэлектрический преобразователь на основе эпитаксиальной структуры». Голант Е.И., Лукашин В.М., Пашковский А.Б.